

Astrophysikalisches Institut Potsdam
Arbeitsgruppe optische Sonnenphysik

AKTIVE REGIONEN DER SONNENOBERFLÄCHE
UND IHRE ZEITLICHE VARIATION
IN ZWEIDIMENSIONALER SPEKTRO-POLARIMETRIE

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
„doctor rerum naturalium“
in der Wissenschaftsdisziplin Astrophysik

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Potsdam

von
Iliya Peter Nickelt-Czycykowski

Potsdam, Februar 2008

Dieses Werk ist unter einem Creative Commons Lizenzvertrag lizenziert:
Namensnennung - Keine kommerzielle Nutzung - Weitergabe unter gleichen
Bedingungen 2.0 Deutschland

Um die Lizenz anzusehen, gehen Sie bitte zu:
<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/2.0/de/>

Online veröffentlicht auf dem
Publikationsserver der Universität Potsdam:
<http://opus.kobv.de/ubp/volltexte/2008/2552/>
[urn:nbn:de:kobv:517-opus-25524](http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:kobv:517-opus-25524)
[<http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:kobv:517-opus-25524>]

Durchgesehene Version – November 2008

Abstract

KEYWORDS: *Sun: magnetic fields -- Sun: oscillations -- Sun: photosphere -- Sun: sunspots -- instrumentation: polarimeters -- instrumentation: spectrographs -- techniques: image processing -- Fabry-Pérot interferometry -- two-dimensional spectroscopy -- frequency analysis -- waves -- shock waves*

The publication describes the analysis of two sunspot observations in two-dimensional spectropolarimetry. The data was obtained with the Fabry-Pérot-interferometer of Göttingen University at the German Vacuum Tower Telescope on Tenerife. Of the active region NOAA 9516 the full Stokes vector of polarised light was observed in the absorption line at 630.249 nm in single scans. A ninety minute time series of circular polarised light of the active region NOAA 9036 was observed at 617.3 nm wavelength.

From the reduced data results for intensity, line-of-sight velocity, magnetic field strength as well as several other plasma parameters are inferred. Different approaches to solar atmosphere model inversion are applied and compared. The significant influence of errors is discussed in detail. The frequency behaviour of the results and spatial and temporal dependencies are further analysed by Fourier and wavelet transformation.

As a result the existence of a high frequency band of velocity oscillations with a central frequency of about 75-seconds (13 mHz) can be confirmed. In greater heights of about 500 km the majority of the corresponding shock waves are derived from darker parts of the granules in contrast to the dominant five-minute-oscillations. 75-second-oscillations can also be observed in the active region, especially in the light bridge.

In the identified bands of oscillatory velocity power, distinct structures become visible in a penumbral dark structure as well as in the light bridge that move into the quiet sun with a horizontal speed of 5-8 km/s. They show an increase in power, mostly 5-minute-band, and may be related to the Evershed cloud phenomenon.

Under the constraint of a very low signal-to-noise ratio and high error influence, magnetic field variations of a 6-minute period are also observed in an umbral-penumbral transition area close to a light bridge. To derive these results, existing visualisation methods for frequency analysis were improved or newly developed, especially so for wavelet transform results.

STICHWÖRTER: *Sonne: Magnetfelder -- Sonne: Oszillationen -- Sonne: Photosphäre -- Sonne: Sonnenflecken -- Instrumente: Polarimeter -- Instrumente: Spektrographen -- Techniken: Bildbearbeitung -- Fabry-Pérot-Interferometrie -- zweidimensionale Spektroskopie -- Frequenzanalyse -- Wellen -- Schockwellen*

Die Arbeit beschreibt die Analyse von Beobachtungen zweier Sonnenflecken in zweidimensionaler Spektro-Polarimetrie. Die Daten wurden mit dem Fabry-Pérot-Interferometer der Universität Göttingen am Vakuum-Turm-Teleskop auf Teneriffa erfasst. Von der aktiven Region NOAA 9516 wurde der volle Stokes-Vektor des polarisierten Lichts in der Absorptionslinie bei 630,249 nm in Einzelaufnahmen beobachtet, und von der aktiven Region NOAA 9036 wurde bei 617,3 nm Wellenlänge eine 90-minütige Zeitserie des zirkular polarisierten Lichts aufgezeichnet.

Aus den reduzierten Daten werden Ergebniswerte für Intensität, Geschwindigkeit in Beobachtungsrichtung, magnetische Feldstärke sowie verschiedene weitere Plasmaparameter abgeleitet. Mehrere Ansätze zur Inversion solarer Modellatmosphären werden angewendet und verglichen. Die teilweise erheblichen Fehlereinflüsse werden ausführlich diskutiert. Das Frequenzverhalten der Ergebnisse und Abhängigkeiten nach Ort und Zeit werden mit Hilfe der Fourier- und Wavelet-Transformation weiter analysiert.

Als Resultat lässt sich die Existenz eines hochfrequenten Bandes für Geschwindigkeitsoszillationen mit einer zentralen Frequenz von 75 Sekunden (13 mHz) bestätigen. In größeren photosphärischen Höhen von etwa 500 km entstammt die Mehrheit der damit zusammenhängenden Schockwellen den dunklen Anteilen der Granulen, im Unterschied zu anderen Frequenzbereichen. Die 75-Sekunden-Oszillationen werden ebenfalls in der aktiven Region beobachtet, vor allem in der Lichtbrücke.

In den identifizierten Bändern oszillatorischer Power der Geschwindigkeit sind in einer dunklen, penumbralen Struktur sowie in der Lichtbrücke ausgeprägte Strukturen erkennbar, die sich mit einer Horizontalgeschwindigkeit von 5-8 km/s in die ruhige Sonne bewegen. Diese zeigen einen deutlichen Anstieg der Power, vor allem im 5-Minuten-Band, und stehen möglicherweise in Zusammenhang mit dem Phänomen der „Evershed-clouds“.

Eingeschränkt durch ein sehr geringes Signal-Rausch-Verhältnis und hohe Fehlereinflüsse werden auch Magnetfeldvariationen mit einer Periode von sechs Minuten am Übergang von Umbra zu Penumbra in der Nähe einer Lichtbrücke beobachtet. Um die beschriebenen Resultate zu erzielen, wurden bestehende Visualisierungsverfahren der Frequenzanalyse verbessert oder neu entwickelt, insbesondere für Ergebnisse der Wavelet-Transformation.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung und Vorwort.....	1
Kapitel 1: Grundlagen	2
1.1 Die aktive und variable Sonne	2
1.1.1 Einführung	2
1.1.2 Struktur aktiver Regionen	3
1.1.3 Periodisches Verhalten	7
1.2 Mathematische Beschreibung von Oszillationen	9
1.2.1 Fourier-Transformation	9
1.2.2 „Wavelet“-Analyse	10
1.3 Der Zeeman-Effekt	12
1.4 Polarisierung des Lichtes	13
1.5 Modellrechnungen und Inversion.....	15
1.5.1 Linienschwerpunkt.....	15
1.5.2 Inversionsrechnung	16
1.5.3 Künstliche neuronale Netze	17
Kapitel 2: Instrumenteller Aufbau	20
2.1 Ein- und zweidimensionale Spektroskopie	20
2.2 Fabry-Pérot-Interferometer.....	22
2.2.1 Prinzip und Abhängigkeiten	22
2.2.2 Doppel-FPI	23
2.3 Strahlengang	24
2.3.1 Hauptstrahlengang	24
2.3.2 Full-Stokes Interferometer	26
2.3.3 Nebenstrahlengänge und Justierelemente	27
2.4 Messablauf	28
2.4.1 Einbau des Full-Stokes-Polarimeter	28
2.4.2 Justage vor dem Messvorgang.....	29
2.4.3 Messung	30
2.4.4 Optische und apparative Fehlerquellen, Ausblick	30
Kapitel 3: Numerische Datenanalyse	32
3.1 Einleitung und Übersicht.....	32
3.2 Rohdaten- und Weißlichtbearbeitung	33
3.2.1 Rohdatenbearbeitung.....	33
3.2.2 Kontinuumsstrahlengang	34
3.2.3 Bildfeldgitter	34
3.2.4 FPI Wellenlängenabhängigkeit.....	34
3.2.5 Weißlichtbearbeitung	37
3.3 Bearbeitung der Filterdaten.....	38
3.4 Auswertung der reduzierten Daten	39
3.4.1 Allgemeine Parameter	39
3.4.2 Intensitätswerte	39
3.4.3 Dopplerverschiebung und -korrektur	40
3.4.4 Magnetfelddaten	40
3.5 Zeitreihenanalyse	42
3.6 Ausblick	43
Kapitel 4: Datensätze, apparative Messungen und Fehler	44
4.1 Übersicht über die Beobachtungsdaten	44
4.1.1 Beobachtungen vom 13.06.2000	44
4.1.2 Beobachtungen vom 28.06.2001	46

4.2 Apparative Messungen	47
4.3 Allgemeine Fehlerbetrachtungen	48
4.3.1 Übersicht	48
4.3.2 Ortsverteilung der Messfehler	48
4.4 Numerische Fehler bei Spektren aus aktiven Regionen.....	52
4.4.1 Korrektur der instrumentellen Linienverbreiterung	52
4.4.2 Kurvenanpassung zur Berechnung der Dopplerverschiebung.....	53
4.5 Eigenschaften der Algorithmen zur Magnetfeld-Analyse	56
4.5.1 Numerische Merkmale	56
4.5.2 Vergleich der Magnetfeldwerte	56
4.5.3 Reduktion von Zeitreihen mit SIR.....	59
4.6 Zusammenfassung und Ausblick.....	63
Kapitel 5: Aktive Regionen in zweidimensionaler Spektroskopie.....	65
5.1 NOAA 9036f unter Beobachtung der Zirkularpolarisation	65
5.2 NOAA 9516 unter Beobachtung des vollständigen Polarisationsvektors.....	68
Kapitel 6: Zeitliche Variation	72
6.1 Statistik und Transformationsparameter	72
6.1.1 Statistische Werte	72
6.1.2 Parameter der Fourier- und Wavelet-Transformation	73
6.1.3 Darstellungsverfahren	74
6.2 Intensitätskorrelation	74
6.2.1 Spearman-Koeffizienten.....	74
6.2.2 Phasenverschiebung zwischen Intensitäts- und Geschwindigkeitsvariation	76
6.3 Geschwindigkeitsoszillationen	77
6.3.1 Durchschnittliche Fourier-Powerspektren	77
6.3.2 Powerkarten.....	79
6.3.3 Verteilung der dominanten Frequenzen	81
6.3.4 Power-Spitzenwerte	83
6.3.5 k- ω -Diagramm.....	84
6.3.6 Frequenz-, Intensitäts- und Höhenabhängigkeit der Geschwindigkeits-Power	85
6.3.7 Zeitentwicklung in Teilgebieten	88
6.4 Variationen des Magnetfeldes	91
6.4.1 Durchschnittliche Powerspektren	91
6.4.2 Ortsverteilung und Frequenzbänder	93
6.4.3 Untersuchung von Teilgebieten	98
6.4.4 Zeitentwicklung in Teilgebieten	100
6.5 Diskussion und Ausblick	102
Kapitel 7: Zusammenfassung	103
Kapitel 8: Anhang.....	105
8.1 Literaturverzeichnis.....	105
8.2 Herkunft der Abbildungen.....	108
8.3 Verzeichnis numerischer Routinen	108
8.4 Technische Daten.....	109
8.4.1 Fabry-Pérot-Interferometer und CCD	109
8.4.2 Müller-Matrizen des VTT.....	109
8.4.3 Einstellungen des Inversionscodes SIR.....	109
8.5 Danksagungen.....	111

Einleitung und Vorwort

Ziel dieser Arbeit ist es, die speziellen Möglichkeiten der zweidimensionalen Spektro-Polarimetrie zu nutzen, um die Strukturen aktiver Regionen der Sonnenoberfläche und deren zeitliche Variation in mehreren Messparametern zu untersuchen und zu systematisieren. Die Beobachtungsapparatur und die Reduktions- und Analysesoftware wurde daher so ausgerichtet, dass möglichst hochwertige Serien von Intensitäts-, Geschwindigkeits- und Magnetfeldmessungen mit geringem Zeitabstand gewonnen werden konnten. Die besonderen Vor- und Nachteile des verwendeten Aufbaus wurden dabei genau berücksichtigt. Das Hauptgewicht der Analyse liegt auf neuen Verfahren, die gewonnen Messdaten zu analysieren, korrelieren und Abläufe zu strukturieren. Die Ergebnisse ergänzen verschiedene Arbeiten zu dem Thema und andere Beobachtungen, die zum Teil auf herkömmlicher Spektroskopie basieren.

Jede Einteilung hat gewisse Nachteile. In diesem Fall wurde die beschriebene Struktur der Kapitel verhältnismäßig strikt eingehalten. Das führt dazu, dass bestimmte Prozesse im Folgenden mehrfach erläutert werden: theoretisch, experimentell, und schließlich softwaretechnisch. Das mag an einigen Stellen unbefriedigend sein; wann immer möglich wurde zum Querlesen auf die entsprechenden anderen Abschnitte verwiesen.

Die drei ersten Kapitel fassen den für das Verständnis der Arbeit notwendigen Hintergrund zusammen: Im Kapitel 1 werden der Stand der Forschung und die physikalischen und mathematischen Grundlagen umrissen. Kapitel 2 erläutert das Beobachtungsverfahren, und das Kapitel 3 beschreibt die sehr umfangreiche Software, die dazu diente, aus Rohdaten Ergebnisse zu gewinnen.

Im Auswertungsteil bietet Kapitel 4 die Analyse der technischen Aspekte als Konsequenz der Beobachtungen; dies ist für die Kenntnis der spezifischen Eigenschaften und die Verbesserung des zweidimensionalen Beobachtungsverfahrens interessant. Kapitel 5 zeigt die Einzelergebnisse von zwei Scans im Detail, und Kapitel 6 die Auswertung einer Zeitserie. Auf die Zusammenfassung in Kapitel 7 folgt der Anhang, der neben der Literatur technische Daten und Verweise enthält.

Um das gesetzte Ziel zu erreichen, bestand die Aufgabe im Ausbau der Beobachtungsapparatur, den Beobachtungen selbst, der Reduktion und Auswertung der Einzeldaten und der Software zur Zeit-Frequenz-Analyse und Visualisierung. Vom Arbeitsaufwand her lag das Hauptgewicht ganz eindeutig auf den dafür fast vollständig neu geschriebenen Routinen, die im durch diese Dissertation vorgegeben Rahmen allerdings nicht ausführlich beschrieben werden können. Zu beachten ist auch, dass in der Auswertung meist auf Farbe als Hilfsmittel zurückgegriffen werden muss, um den Informationsgehalt der Visualisierungen der mehrdimensionalen Ergebnisse zu erhöhen; die objektive Wahrnehmung wird dadurch erschwert.

Das entstandene Programmpaket ist ein Beispiel dafür, dass mit ausreichend verfügbarer Rechenleistung umfangreiche apparativ bedingte Korrekturen und sehr differenzierte Auswertung unter Einbindung theoretischer Modellrechnungen möglich und beherrschbar sind. Die vorgestellten Ergebnisse zeigen mehrere Anwendungen für die zweidimensionale Spektro-Polarimetrie und ihre Vorteile, auch wenn die instrumentelle Basis nicht immer den Ansprüchen genügt. Die Korrelations- und Visualisierungsverfahren sollen die bisherigen Verfahren zur Raum-Zeit-Spektroskopie der Sonnenoberfläche ergänzen und erweitern.

Kapitel 1: Grundlagen

1.1 Die aktive und variable Sonne

1.1.1 Einführung

Astrophysikalisch gesehen zeigt die Sonne eine hohe Stabilität als unauffälliger Hauptreihenstern von eher geringer Größe. Erst durch die Beständigkeit der Wechselwirkung Sonne-Erde konnte sich das Leben in der gegebenen Form entwickeln. Unsere Zivilisation ist in hohem Maße davon abhängig.

Im 20. Jahrhundert wurde man der ständigen Veränderung des Erdklimas über die Jahrhunderte und der großen Auswirkungen auf die Menschheit gewahr. Zwar ist das Thema wissenschaftlich noch nicht abschließend bewältigt, aber man darf annehmen, dass das Leben in Zukunft merklich von den Folgen des vom Menschen verursachten atmosphärischen Temperaturanstiegs beeinflusst werden wird. In der bisherigen Geschichte der Menschheit, und vermutlich noch bis in die erste Hälfte des vergangenen Jahrhunderts, übte hingegen die Sonne den wesentlichen Einfluss auf den Temperaturverlauf aus, über die relativ geringe Variation der Sonnenintensität.

Viele Fragen über den Einfluss der Sonne auf die Erde und ihr komplexes Klima- und Ökosystem sind noch ungeklärt. Wie oft in der Astrophysik handelt es sich bei den meisten betrachteten Materiezuständen um Bedingungen, die in Labors experimentell nur sehr schwer oder nicht zu reproduzieren sind. Die theoretische Betrachtung über die Magneto-Hydrodynamik ist analytisch auf Näherungslösungen unter speziellen Randbedingungen oder aber numerisch auf umfangreiche Simulation angewiesen, die ähnlichen Vereinfachungen und Einschränkungen unterworfen ist. Der ständige Abgleich mit Beobachtungen gibt dabei die Parameter vor.

Auch die Beobachtung der Sonne ist großen Schwierigkeiten unterworfen. Von der Erdoberfläche aus ist die optische Auflösung begrenzt durch die starke Aufheizung der Atmosphäre und daraus resultierende Turbulenzen, die für nächtliche stellare Beobachtungen erheblich geringer sind. Die Interpretation von längeren Beobachtungsserien wird wesentlich durch die Bildunruhe erschwert, dazu kommt die Tatsache, dass die Objekte in der Beobachtungszeit zweidimensionalen Veränderungen unterworfen sind, im Gegensatz zu nachtastronomischen Objekten, die meist punktförmig oder zeitlich gering variabel sind. Die große Energiedichte und Hitze stellt an ein Sonnenteleskop Anforderungen, die von denen der Nacht-Astronomie abweichen, so dass technische Weiterentwicklungen nur nach Anpassung adaptiert werden können. Darüber hinaus erschweren Effekte des Strahlungstransports, vor allem Streuung, bereits auf der Sonnenoberfläche die räumliche Auflösung von Strukturen und begrenzen sie prinzipiell, wenn auch diese Grenze erst bei einigen Kilometern Größe erreicht wird (Bruls & v. d. Lühe 2001).

Verschiedene Projekte haben sich mittlerweile den Vorteil zu nutze gemacht, dass sich die Sonne in Reichweite unserer Satelliten befindet. Bis zum Start des unter japanischer Federführung entwickelten Satelliten „Hinode“ (Solar-B) in 2006 mangelte es aber an einem weltraumbasierten Sonnenteleskop mit hoher Auflösung. Die terrestrische Lösung für das Problem der atmosphärischen Einflüsse liegt in der adaptiven Optik. Auch hier musste die in der Nachtastronomie bewährte Technik erst adaptiert werden, zum Beispiel beim ambitionierten deutschen Projekt GREGOR, wo dadurch ein großer Auflösungsgewinn bis heran an die beugungsbedingte Teleskopauflösung ermöglicht wird. So wird es auch sinnvoll, größere Sonnenteleskope zu bauen. Bis zur allgemeinen Verfügbarkeit dieser technischen Entwicklung verbleibt dem Beobachter, die bestehenden Möglichkeiten in Bezug auf Auflösung und

Beobachtungsdauer vollständig auszunutzen und optische Post-Fokus-Apparaturen beziehungsweise Datenreduktion und -analyse zu verbessern.

1.1.2 Struktur aktiver Regionen

Dass die Sonne Flecken zeigt, ist seit über zweitausend Jahren bekannt, seit einigen hundert Jahren gibt es auch Teleskopbeobachtungen. Daraus hat sich eine Nomenklatur entwickelt: Den normalen Zustand bezeichnet man als ruhige Sonne, auch wenn dort intensive Bewegung in der Granulation zu beobachten ist. Ein Fleck hat demgegenüber eine relativ geringere Intensität, er besteht aus einer dunklen Umbra, umgeben von einer Penumbra, einem helleren Ring bei etwa drei Vierteln der Intensität der ruhigen Sonne. Flecken sind oft irregulär geformt oder werden durchzogen von so genannten Lichtbrücken. Kleine Verdunklungen ohne Penumbra bezeichnet man als Poren.

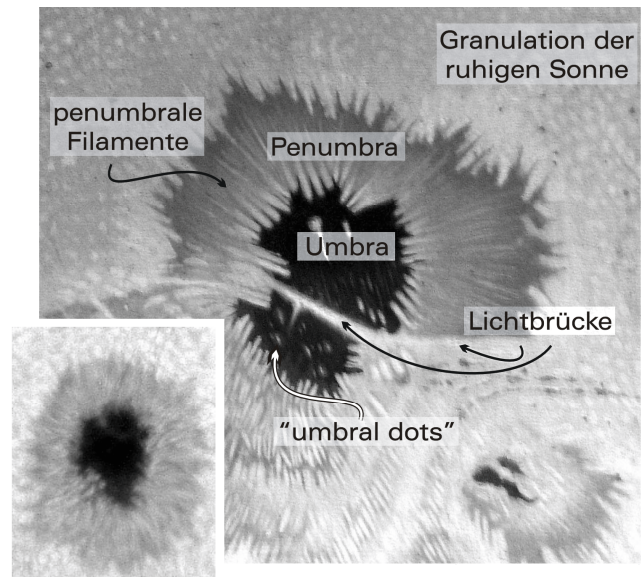


Abbildung 1.1: Aktive Regionen mit Feinstrukturen (Potsdam, 1873). Links unten zum Vergleich eine aktuelle Aufnahme.

Zu den ersten astrophysikalischen Beobachtungen zählt Wilsons Entdeckung von 1769, dass der Fleck eine optische Einsenkung darstellt. Hale (1908) schloss aus seinen spektroskopischen Beobachtungen, dass alle Flecken Orte eines starken Magnetfeldes von einigen hundert Millitesla sind. 1909 entdeckte Evershed die Dopplerverschiebung der penumbralen Linien randnaher Flecken, die als Strömung mit Geschwindigkeiten von einigen Kilometern in der Sekunde parallel zur Sonnenoberfläche von der Umbra weg zu erklären ist. Im zwanzigsten Jahrhundert entwickelte sich dann mit den Fortschritten in Kern- und Elementarteilchenphysik und der Magneto-Hydrodynamik auch ein theoretisches Verständnis vom allgemeinen Sternaufbau, das es erlaubt, die Zustandsgrößen des stellaren Plasmas abzuschätzen. Das Magnetfeld spielt dabei eine wichtige Rolle. Im speziellen Fall der Sonnenflecken kann man zum Beispiel die Grundlage der Wilson-Depression damit einfach erklären: Durch das Magnetfeld als zusätzliche Kraft in einem Fleck hat sich das Gleichgewicht bei niedrigerem Druck gebildet, daher liegt die Schicht mit der optischen Tiefe $\tau=1$, aus der das von einem Fleck emittierte Licht zum größten Teil stammt, etwa 500 km tiefer als in der ruhigen Sonne.

In dem Detail, wie sie bei der Sonne zu beobachten sind, sind aber eine Reihe von Phänomenen bis heute unverstanden. So gibt es zum Beispiel mehrere mögliche Erklärungen für die penumbrale Strömung, die den Evershed-Effekt hervorruft. Unklar ist aber auch im allgemeinen, unter welchen Bedingungen es zur Ausbildung eines Sonnenflecks kommt, bis wann er stabil bleibt oder wie er zerfällt, ob und in welcher Weise die unterschiedlichen Prozesse zum Energietransport in die Korona beitragen oder welche Rahmenbedingungen die verschiedenen periodischen Phänomene beeinflussen, die der kommende Abschnitt (1.1.3) behandelt. Ein besseres Verständnis dieser und anderer Phänomene der Sonnenaktivität ist aber notwendig, damit die Astrophysik das Verhalten von Plasma im Magnetfeld korrekt beschreiben kann, etwa in Bezug auf Zustandsgleichungen oder Energietransport.

Zentraler Ansatzpunkt zum Verständnis der Vorgänge sind die auflösbaren Feinstrukturen von aktiven Regionen, ihre ermittelbaren Rahmenparameter und zeitliche Entwicklung. Zum Thema wurde eine Vielzahl unterschiedlicher Beobachtungen veröffentlicht,

die je nach Objekt, Instrument, Seeing-Bedingungen, Auswertungsverfahren und Modell ähnliche oder abweichende Ergebnisse liefern. Das wesentliche Problem besteht darin, dass Flussröhren eine Ausdehnung von 300 km (0,4 Bogensekunden) oder weniger haben, die nur mit wenigen Instrumenten beobachtbar ist und der beugungsbedingten Auflösung bisheriger Sonnentelkope nahe kommt. Weitere Schwierigkeiten ergeben sich aus der Temperaturabhängigkeit der Linienentstehung, Streulicht und der Dynamik der Objekte. Man beobachtet die photosphärische Aktivitätsregion mit einer Reihe von Störeffekten als einen ungleichmäßigen Schnitt durch eine komplizierte, variable, dreidimensionale Struktur, deren entscheidende Details nicht aufgelöst werden. Im Folgenden sollen unvollständig die Resultate einiger aktueller, photosphärischer Beobachtungen erläutert werden, der Schwerpunkt liegt dabei auf Magnetfeldeigenschaften. Für einen Überblick zum gesamten Thema siehe zum Beispiel Solanki (2003).

Allgemein besteht eine aktive Region nach heutigem Verständnis aus einer großen Zahl von gebündelten, magnetischen Flussröhren, die in der Umbra verhältnismäßig stabil konzentriert sind. In der Penumbra sind die Flussröhren mit Abstand zum Fleckzentrum zunehmend stärker horizontal geneigt, dort herrscht eine wesentlich höhere Dynamik, veranschaulicht in Abbildung 1.2.

Bei ausreichendem Kontrast zeigt auch die verhältnismäßig ruhige Umbra Strukturen mit unterschiedlichen Eigenschaften. In den tiefen photosphärischen Schichten findet man zunächst vor einem diffusen Hintergrund auf etwa einem Zehntel der Fläche hellere, so genannte „umbral dots“ von maximal 200 km Durchmesser oder weniger und einer Lebensdauer von meist wenigen Minuten bis hin zu mehr als einer Stunde (Sobotka et al. 1997^a). Sobotka et al. (1997^b) findet auch eine Bewegung mit einigen 100 m/s und zur Penumbra hin erhöhte Intensität, sie zeigen in sich aber keine sehr deutlich ausgeprägten Intensitätsschwankungen. Ihre Helligkeit entspricht etwa 20-30% derjenigen der ungestörten Sonne (Tritschler & Schmidt 1997). Das Magnetfeld ist in den meisten Beobachtungen in „umbral dots“ um 5-20 Prozent geringer als in der übrigen Umbra (zum Beispiel Wiehr & Degenhardt 1993, Balthasar & Schmidt 1994). Die Geschwindigkeitsoszillation liegt, linienabhängig, bei einer Standardabweichung von etwa 100 m/s (Schmidt & Balthasar 1994) oder darunter. „Umbral dots“ zeigen also in einer Reihe von Parametern ähnliches Verhalten wie Granulen der ruhigen Sonne und sind Kandidaten für Konvektion unter einem Magnetfeld (Weiss 1990, Hurlburt et al. 2000) oder sind zumindest eingegrenzte Gebiete mit nur schwachem Magnetfeld (Ferriz-Maz & Schüssler 1990). Zhugzhda et al. (1987) erklären die Existenz der Umbral dots theoretisch im Rahmen eines umfangreichen Modells als Oszillator-Konvektion über einen sub-

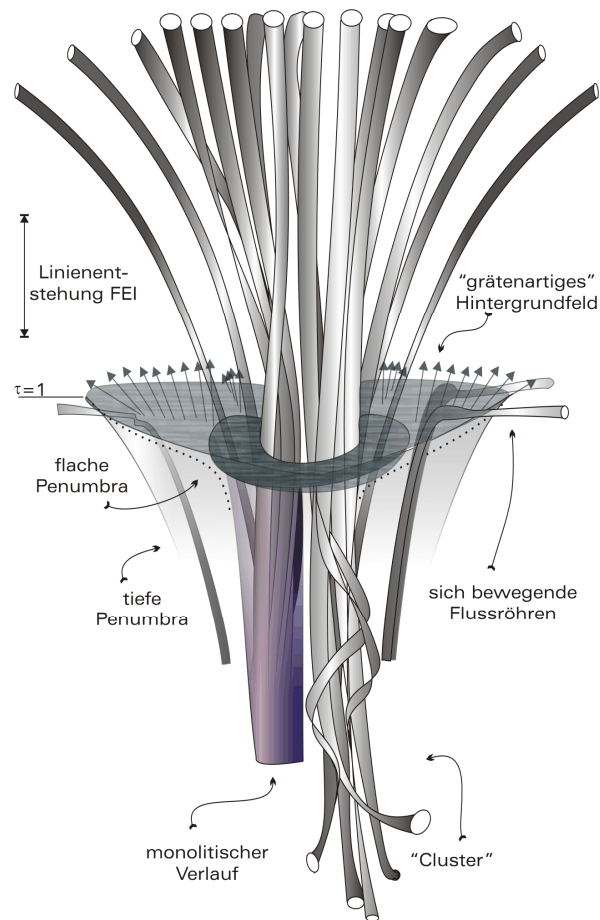


Abbildung 1.2: Die „Rasierpinsel“-artige Auffächerung magnetischer Flussröhren und der diskutierte Aufbau bei Feinstrukturen und Verlauf unterhalb der Oberfläche (Prinzipiskizze, nicht maßstabsgerecht).

Bei ausreichendem Kontrast zeigt auch die verhältnismäßig ruhige Umbra Strukturen mit unterschiedlichen Eigenschaften. In den tiefen photosphärischen Schichten findet man zunächst vor einem diffusen Hintergrund auf etwa einem Zehntel der Fläche hellere, so genannte „umbral dots“ von maximal 200 km Durchmesser oder weniger und einer Lebensdauer von meist wenigen Minuten bis hin zu mehr als einer Stunde (Sobotka et al. 1997^a). Sobotka et al. (1997^b) findet auch eine Bewegung mit einigen 100 m/s und zur Penumbra hin erhöhte Intensität, sie zeigen in sich aber keine sehr deutlich ausgeprägten Intensitätsschwankungen. Ihre Helligkeit entspricht etwa 20-30% derjenigen der ungestörten Sonne (Tritschler & Schmidt 1997). Das Magnetfeld ist in den meisten Beobachtungen in „umbral dots“ um 5-20 Prozent geringer als in der übrigen Umbra (zum Beispiel Wiehr & Degenhardt 1993, Balthasar & Schmidt 1994). Die Geschwindigkeitsoszillation liegt, linienabhängig, bei einer Standardabweichung von etwa 100 m/s (Schmidt & Balthasar 1994) oder darunter. „Umbral dots“ zeigen also in einer Reihe von Parametern ähnliches Verhalten wie Granulen der ruhigen Sonne und sind Kandidaten für Konvektion unter einem Magnetfeld (Weiss 1990, Hurlburt et al. 2000) oder sind zumindest eingegrenzte Gebiete mit nur schwachem Magnetfeld (Ferriz-Maz & Schüssler 1990). Zhugzhda et al. (1987) erklären die Existenz der Umbral dots theoretisch im Rahmen eines umfangreichen Modells als Oszillator-Konvektion über einen sub-

photosphärischen, umbralen Resonator mit quasi-transversalen Wellen, die eine Periode von 20 Minuten oder mehr aufweisen.

Den Gegensatz zu den „umbral dots“ bilden die gerade in Flecken mit komplizierter Struktur deutlichen dunklen „dark nuclei“ von einigen 100 km Durchmesser. „Umbral dots“ sind hier seltener nachzuweisen (Sobotka et al. 1993). Möglicherweise handelt es sich dabei um intensiver zusammenhängende Bündel von Flussröhren, etwa Nachfolger der Poren, aus denen der Fleck entstanden ist (Zirin & Wang 1990).

Lichtbrücken, also hellere, strangförmige Bereiche in Umbra oder Penumbra, sind Orte eines schwächeren, eher horizontalen Magnetfeldes. Sie zeigen unterschiedliche Ausprägungen in Bezug auf Intensität, Lebensdauer und Größe. Umbrale Lichtbrücken entstehen möglicherweise bevorzugt zwischen „dark nuclei“, penumbrale Lichtbrücken trennen oft einen Teil der Penumbra vom Rest des Flecks. Vermutlich handelt es sich dabei um unmagnetisches, konvektives Plasma, das in den Bereich des Flecks eingeströmt ist und in höheren Schichten dachförmig von aufgefächerten Magnetfeldlinien des Flecks überdeckt wird (Parker 1979). Leka (1997) beobachtet dementsprechend, dass der Ausbildung einer Brücke eine Umstrukturierung des Magnetfeldes vorausgeht, weiterhin lassen hohe Linien-Dopplerverschiebungen aus der Lichtbrücke auf eine starke Aufwärtsströmung und Aufheizung des Fleckbereiches schließen. Lichtbrücken sind oft ein Phänomen eines entstehenden Flecks oder des Beginns der Auflösung. Allerdings bilden sich nur in einigen Flecken Lichtbrücken aus; es muss also alternative Auflösungsprozesse geben.

Während in der Umbra vertikale Magnetfelder mit einer Neigung von maximal 30° zu finden sind, neigt sich das Magnetfeld in der Penumbra deutlich stärker, von etwa 40° bis hin zu 80°-90° am äußeren Rand oder sogar darüber hinaus. Die deutliche Feinstruktur der Penumbra besteht aus radialen, speichenartigen Filamenten; hellere Filamente weisen eine geringere Magnetfeldneigung auf (Degenhardt & Wiehr 1991; Schmidt et al. 1992, Lites et al. 1993) bei höherer Temperatur (Westendorp Plaza et al. 2001). Dunkle Filamente sind demgegenüber bis zu dreißig Grad stärker geneigt. Es gibt widersprüchliche Beobachtungen über die Magnetfeldstärke; möglicherweise existiert hier keine feste Abhängigkeit, wesentlich ist auch die Höhe, in der die beobachtete Absorptionslinie entsteht (Wiehr 2000). An der Grenze zwischen Umbra und Penumbra kann man in ähnlicher Weise herausragende Gebiete mit stärker vertikalem Magnetfeld finden.

In einer Auflösung von weniger als einer Bogensekunde erscheint die Struktur einer Penumbra über längere Zeit stabil. Bei höherer Auflösung nimmt die Zahl von kleinen, hellen Objekten zu, den so genannten „penumbral grains“. In der Nähe zur Umbra bewegen sich diese mit etwa 400 m/s zum Fleckzentrum hin, in der äußeren Penumbra hingegen in umgekehrte Richtung (Sobotka et al. 1999^a). Unter Annahme eines Zwei-Komponenten-Magnetfeldes tragen die dunklen Kerngebiete mit horizontalem Feld („intra-spines“) den Hauptanteil des Evershed-Flusses oder sind sogar die ausschließliche Quelle (etwa Bellot Rubio et al. 2003). Sütterlin (2001) ermittelt eine Größe von penumbralen Filamenten von durchschnittlich 250 km bei recht breit gestreuter Verteilung, Rouppe van der Voort et al. (2004) argumentieren dagegen für eine noch geringere Ausdehnung von weniger als 80 km. Mit der Kombination von technischen Verbesserungen und fortschrittlichen Rekonstruktionsmethoden („phase diversity“, „speckle“) ist diese Auflösung zu erreichen; Scharmer et al. (2002) identifizieren dunkle Kerngebiete in den Filamenten, Bellot Rubio et al. (2005) und Langhans et al. (2005) bestätigen die „ungekämmt“ Zwei-Komponenten-Struktur der Penumbra mit deutlichen Unterschieden in Bezug auf Helligkeit, Inklination, Feldstärke und der Evershed-Plasmaströmung. In der Mitte der Penumbra entstehen periodisch längliche Gebiete von deutlich abweichender Plasma-Geschwindigkeit und einer Ausdehnung von etwa 2×1 Mm, die sich mit etwa 3 km/s nach außen bewegen, die so genannten „Evershed clouds“ (Cabrera Solana et al. 2007, 2008)

Beim Übergang zur ruhigen Sonne wird in Bezug auf magnetische und oszillatorische Eigenschaften der Penumbra manchmal eine deutliche Grenze oder aber eine Ausdehnung der über die im Intensitätsbild erkennbaren Grenzen hinaus beobachtet („canopy“). Letzteres wird als Hinweis auf die mit zunehmender Höhe auffächernden Magnetfeldlinien verstanden. Dieser Effekt ist in der Chromosphäre sehr deutlich zu beobachten. Auch der Evershed-Effekt geht über die Penumbra hinaus und lässt in den penumbralen Regionen direkt an der Sonnenoberfläche den Rückschluss auf zur Sonne hinggerichtete Strömung zu. Dies korrespondiert mit über die Horizontale hinaus geneigten Magnetfeldern (Westendorp Plaza et al. 1997). Die höchsten Flussgeschwindigkeiten kann man in dunklen Filamenten mit stark horizontalem Magnetfeld finden (Rimmele 1995, Stanchfield et al. 1997, del Toro et al. 2001).

Schlichenmaier et al. (1998) schlagen ein fortgeschrittenes Modell vor, das in der Lage ist, viele der beschriebenen Phänomene der Penumbra zu erklären. Deren Feinstruktur wird danach dominiert von einzelnen oder gebündelten Flussröhren in der Größenordnung von 100 km Durchmesser, die stark gekrümmt sind oder horizontal verlaufen. Die sich bewegenden, aufgeheizten Fußpunkte der Röhren erscheinen als „penumbral grains“, die von einem abkühlenden Schweif von aufgeheiztem Plasma umgeben sind, der zu den hellen Filamenten beiträgt. Die Flussröhren sind optisch dick, sie bewegen sich durch magnetischen Auftrieb und ihre höhere Temperatur und liegen so oberhalb einer zweiten, dunklen Komponente, die ein Hintergrundfeld bildet. Mit steigendem Abstand von der Umbra kühlen die Flussröhren ab, verlieren an Intensität und zeigen eine hohe, horizontale Flussgeschwindigkeit, die als Evershed-Effekt beobachtet wird. Auch Art und Verteilung von Asymmetrien bei Intensitätslinien oder Stokes-V-Profilen in der Penumbra können so im Prinzip begründet werden (Schlichenmaier & Collados 2002). Sie werden hervorgerufen durch Strömungen in der Flussröhre oder ihre Neigung und optischen Eigenschaften. Man kann darüber hinaus annehmen, dass Flussröhren bei der Entwicklung innerhalb der Penumbra verschiedene Stadien mit wellenartigen Bewegungen durchlaufen (Schlichenmaier 2002). Sánchez Almeida et al. (1996), Sánchez Almeida & Lites (2000) schlagen ein abweichendes Modell vor unter Annahme eines Flussröhrendurchmessers von lediglich einem Kilometer. Thomas et al. (2002) erläutern ergänzend die Bedeutung der granularen Konvektion als turbulentem Pumpmechanismus, der die Flussröhren außerhalb der Penumbra nach unten drückt.

Besonders in oder in der Umgebung von entstehenden oder zerfallenden Sonnenflecken findet man Gebiete, die der Umbra ähnlich sind, aber einen geringeren Durchmesser von gut eintausend bis zu einigen tausend Kilometern aufweisen und nicht von Penumbra umgeben sind. Die Intensität dieser so genannten Poren liegt, abhängig von ihrer Größe und der gemessenen Wellenlänge, bei etwa 30-50% der ruhigen Sonne. Das Magnetfeld erreicht Werte um die 200 mT (zum Beispiel Keppens & Martínez Pillet 1996, Balthasar et al. 2000) und fällt nach außen ab. Die Inklination der Magnetfeldlinien steigt nach außen bis auf 50-70° (Sütterlin 1998). Bei höherer Inklination unter ausreichender Dichte der magnetischen Flussröhren und größerem magnetischen Fluss beginnt die Ausbildung einer Penumbra. Auch Poren zeigen hellere Bereiche, ähnlich den „umbral dots“ (Bonet et al. 1995). Sobotka et al. (1999^b) beobachten, dass diese Bereiche relativ lange stabil bleiben, möglicherweise gefördert durch ein schwächeres Magnetfeld. Sie finden weiterhin, dass in der unmittelbaren Umgebung einer Pore der mesogranulare Fluss auf die Pore zuläuft, außerhalb von etwa 1500 km von ihr weg. Wandern Granulen an Orten stärkerer Magnetfeldneigung in die Pore ein, so zeigen sie danach ein „umbral-dot“-ähnliches Verhalten.

In der Umgebung eines Flecks kann man einzelne, kleine, magnetische Gebiete finden, die dort ein relativ stark geneigtes Magnetfeld aufweisen („moving magnetic features“). Diese treten überwiegend in Paaren unterschiedlicher Polarität auf, die jeweils wieder zum nächstgelegenen Fleck entgegengesetzt ist. Vermutlich handelt es sich um schlaufenförmigen Flussröhren, die an den beobachteten Stellen die Sonnenoberfläche durchbrechen (Zhang et al. 2003). Beobachtet man sie weiter entfernt von einer aktiven Region, so ist das Magnetfeld dagegen fast vertikal und zeigt häufig asymmetrische Stokes-Profile. Ähnlich wie bei der

Penumbra erklärt man sie mit der Überlagerung mehrerer Stokes-V-Profile mit stark unterschiedlicher Doppler-Verschiebung oder unterschiedlicher Polarität (Leka & Steiner 2001, Sigwarth 2001). Im Zusammenspiel mit der Konvektion handelt es sich, bei hoher Auflösung betrachtet, um sehr dynamische Zustände (Sigwarth et al. 1999). Als Grundlage dieser Phänomene werden Flussröhren angenommen, die unter komplexen, sehr unterschiedlichen Bedingungen nur wenige hundert Kilometer voneinander entfernt sind und daher optisch nicht aufgelöst werden. Die Dopplerverschiebungen lassen sich als erhebliche Unterschiede in der Strömungsgeschwindigkeit von bis zu 20 km/s interpretieren. Stolpe & Kneer (1997) finden bei freien, kleinen Magnetfeldelementen auch circa 5% abweichende Intensität.

1.1.3 Periodisches Verhalten

An der Sonne können eine große Zahl von oszillatorischen Phänomenen beobachtet werden. Die Natur dieser Veränderung, die Schwingungsdauer und beteiligte physikalische Größen und Resonatoren sind dabei höchst unterschiedlich. Historisch zuerst entdeckt wurden die Veränderungen des globalen Magnetfelds der Sonne. Sonnenflecken zeigen einen Aktivitätszyklus mit einer Periode von ungefähr neun bis dreizehn Jahren (Schwabe 1844), der mit einer Umkehrung der Polarität des globalen solaren Magnetfeldes einhergeht (Hale 1908). Der Vorgang kann über das Wirken eines $\alpha\Omega$ -Dynamo unter differentieller Rotation erklärt werden (siehe zum Beispiel Stix 2002). Nicht von der Dynamo-Theorie vorhergesagt wird allerdings die Periode. Die genauere Beobachtung der solaren Aktivität ab dem 17. Jahrhundert erlauben den Abgleich mit dem terrestrischen Klima über historische Temperaturmessungen und andere geophysikalische Parameter, etwa dem Isotopengehalt von polarem Eis. Daraus lässt sich auf Veränderungen rückschließen, deren Perioden in der Größenordnung von Jahrhunderten liegen (Usoskin et al. 2004). Einen Ansatz zur Theorie dieser Veränderungen, die auch Ursache für das regelmäßige Auftreten von Wärmeperioden im Abstand von mehreren Jahrhunderten sein kann, bieten zum Beispiel Dzhililov et al. (2002).

Am anderen Ende der Zeitskala, im Minutenbereich, beobachtet man Oszillationen von Intensität und Geschwindigkeit mit drei bis zwanzig Minuten Periode, räumlich beschränkt auf ungleichmäßige, „zellenartige“ Gebiete von einigen hundert bis wenigen tausend Kilometer Ausdehnung. In der ruhigen Sonne sind sie am stärksten ausgeprägt bei einer Frequenz von 3 mHz und werden daher als „Fünf-Minuten-Oszillationen“ bezeichnet (Leighton et al. 1962). Dabei handelt es sich um stehende Wellen im Plasma mit überwiegend vertikalen Amplituden von einigen hundert Metern pro Sekunde, die von der Photosphäre bis in die Chromosphäre reichen. Eine genauere Untersuchung, vor allem bei langer Zeitbasis, zeigt Moden diskreter Frequenzen je nach Zahl der Knoten, die sich radial zwischen den reflektierenden Schichten ausgebildet haben. Die maßgebliche Rückstellkraft ist der Druck (akustische p-Moden). Bei niedrigeren Frequenzen und im Sonneninneren gewinnt vermutlich die Gravitationskraft an Bedeutung (g-Mode). Zumindest in der ruhigen Sonne der Chromosphäre kann man auch kurzperiodische Geschwindigkeitsoszillationen mit einer Frequenz von 50-100 Sekunden beobachten (Wunnenberg et al. 2002).

Kommt als dritte rückstellende Kraft das Magnetfeld hinzu, so ändern sich die Oszillationsbedingungen (magneto-akustische Wellen). Übersicht zum Thema bieten Staude (1999) und Bogdan (2000). In Sonnenflecken sind Fünf-Minuten-Oszillationen auf der Höhe der Photosphäre zu beobachten, wenn auch schwächer als in der ruhigen Sonne. Sie werden vermutlich von außen induziert und teilweise absorbiert oder umgewandelt. Bessere Resonanzbedingungen für Geschwindigkeitsoszillationen bestehen offenbar im Zwei- bis Drei-Minuten-Band, auch wenn nicht immer Oszillationen in diesem Bereich beobachtet werden können. Oberhalb der Photosphäre nimmt die Geschwindigkeit der Auslenkung deutlich zu, in der Chromosphäre können noch verschiedene Effekte deutlich beobachtet werden („running waves“, „umbral flashes“). Im Gegensatz zur Photosphäre gibt es hier eine große Zahl von Beobachtungen, auch analysiert mit Hilfe der Wavelets-Transformation (siehe Abschnitt

1.2.2). Der Oszillationsverlauf ist dabei oft uneinheitlich mit Frequenzverschiebungen, abklingenden, überlagerten oder kurzzeitig unterdrückten Schwingungen (zum Beispiel Kentischer & Mattig 1995, Christopoulou et al 2003, Rendtel et al. 2003). Mit zunehmendem Abstand zur Oberfläche, in der Übergangsschicht zur Korona, werden die Schwingungen dann gedämpft oder reflektiert. Theoretische Betrachtungen mit verschiedenen Ansätzen für die physikalische Natur des Resonators finden sich zum Beispiel in Zhugzhda et al. (1987), Wood (1997), Gore (1998) und Settele (2001). Zweidimensionale Simulationen von Rosenthal et al. (2002) und Bogdan et al. (2003) zeigen ein schwer überschaubares System von sich überlagernden Wellen mit unterschiedlichen Moden und anderen Charakteristika, abhängig von der Magnetfeldinklination. Jess et al. (2007) untersuchen, ebenfalls aufbauend auf der Wavelet-Transformation, hochfrequentes oszillatorisches Verhalten in den hellen Anteilen der Penumbra als Indikatoren des Evershed-Effektes.

Auch regelmäßige Veränderungen der Magnetfeldstärke wurden in Sonnenflecken beobachtet, in jüngeren Veröffentlichungen mit Amplituden von 0,4 bis 2,2 mT. Lites et al. (1998), Bellot Rubio et al. (2000), und Balthasar (2003) nutzen dabei eindimensionale Spektrographen; Lites et al. finden dabei explizit keine Magnetfeldoszillationen oberhalb einer Messgenauigkeit von 0,4 mT. Balthasar et al. (2001) kombinieren ein- und zweidimensionale Daten. In Beobachtungen mit zweidimensionaler Spektroskopie findet man „Power“ (oszillatorische Kraft) vor allem am Übergang von Umbra zu Penumbra (Horn et al. 1997, Balthasar 1999, Kupke et al. 2000) beziehungsweise eingegrenzt auf isolierte Gebiete von wenigen tausend Kilometern Durchmesser (Rüedi et al. 1998). Unter Berücksichtigung der Natur der Flussröhren lässt sich auch eine ringförmiges Auftreten von Oszillation auch theoretisch vorhersagen („Flüstergalerie“, Zhugzhda et al. 2000), bei einer Amplitude im Bereich von einem mT je nach Größe des Flecks. Lites et al. (1998) erwarten hingegen unter anderen Annahmen nur eine Amplitude von 50 μ T. Ausführliche Diskussionen der jüngeren Beobachtungen und der möglichen Ursachen findet man bei Staude 2002, Khomenko et al. 2003 und Rüedi & Cally 2003.

Aufgrund der unterschiedlichen Ergebnisse, je nach verwendeter Beobachtungsapparatur, werden die Natur systematischer Fehlerquellen und deren Ausschluss ausführlich diskutiert:

- Auswirkungen von „Seeing“, insbesondere Streulicht und - vor allem bei eindimensionaler Beobachtung - Bildbewegung am Rand von Umbra oder Penumbra (Landgraf 1997, Lites et al. 1998)
- Veränderung von Temperatur- und Dichte bei Geschwindigkeitsoszillationen, die damit gekoppelte Veränderungen der anderen Zustandsgrößen hervorrufen (Rüedi & Solanki 1999, Rüedi & Cally 2003).
- Eine Phasenverschiebung zwischen diesen gekoppelten Schwankungen und den Geschwindigkeitsoszillationen kann je nach Höhe der Beobachtung sowie vermuteten Magnetfeld-Gradienten unterschiedliche Werte annehmen (Rüedi & Cally 2003). Sie kann daher ohne Simulation der Verhältnisse nicht als Argument für eine unbeeinflusste, tatsächliche Magnetfeldoszillation dienen. Auch abhängig von diesem Gradienten sind die Auswirkungen von Schwankungen der Opazität und damit der durchschnittlichen Höhe, die beobachtet wird.
- Zustandsänderungen, die eintreten, während bei zweidimensionaler Beobachtung der Wellenlängenbereich durchfahren wird (Abschnitte 2.1 und 4.4 sowie Settele et al. 2002)
- Artefakte der Auswertungsprozeduren, etwa wenn nur der Schwerpunkt des gewonnenen Spektrums zur Ermittlung des Magnetfeldes genutzt wird (Abschnitt 1.5).

Bei der Beobachtung von periodischen Veränderungen des Magnetfeldes liegen die Fehler aus den verschiedenen Quellen sowie die Beeinflussung durch die Schwankungen in Dichte und Geschwindigkeit meistens in derselben Größenordnung wie das zu erwartende Signal. Dennoch kann ihre Existenz aufgrund der verschiedenen verwendeten Verfahren als sehr wahrscheinlich angesehen werden. Um die intrinsische Oszillation wirklich von anderen Effekten

zu trennen, müssen idealerweise die Ergebnisse der Beobachtung iterativ mit einem dreidimensionalen dynamischen Modell abgeglichen werden, so dass insbesondere die Phasenverschiebung reproduziert werden kann. Vom Prinzip her wäre dieses Verfahren ähnlich der Inversionsrechnung aus Abschnitt 1.5.2. Da aber verschiedene Resonatoren und Moden in Frage kommen und die Modelle noch nicht ausreichend entwickelt (Staudé 1999) beziehungsweise allgemein akzeptiert sind, kann man gegenwärtig nur eine Abschätzung über die möglichen Ursachen treffen, bis sowohl Beobachtungsinstrumente wie Modelle verbessert werden.

Ein Ziel der Untersuchung solarer Oszillationen in Fleckengebieten ist es dementsprechend, Modellvorstellungen zu überprüfen und einzugrenzen. Davon ausgehend kann man über die Helioseismologie auf den physikalischen Zustand – auch der tieferen Schichten – schließen (siehe zum Beispiel Kosovichev 1999, Zhao & Kosovichev 2003). Schließlich liefern Oszillationen in Flussröhren und Flecken eine Erklärung für die hohe Temperatur der solaren Korona. Neben der mit der spontanen Koppelung beziehungsweise Rekonfiguration von Magnetfeldlinien („slingshot-effect“) stellt die Dissipation verschiedener Typen von Wellen (siehe Narain 1998) den wichtigsten Mechanismus dar, um Energie in höhere Schichten der solaren Atmosphäre zu transportieren.

1.2 Mathematische Beschreibung von Oszillationen

1.2.1 Fourier-Transformation

Grundlage der Bestimmung der Frequenzverteilung einer Zeitreihe von Daten ist die Fourier-Transformation:

$$F(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} f(\mathbf{x}) d^n\mathbf{x}; \quad |\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.1)$$

(\mathbf{x} : n-dimensionaler Vektor im Ortsraum, \mathbf{k} Wellenzahlvektor, λ Wellenlänge)

Auf diese Weise lässt sich eine absolut integrierbare Funktion in den Ortsfrequenzraum transferieren. Durch die Eigenschaften der Transformation, der möglichen Manipulation im Fourier-Raum und der Inversion zurück in den Ortsraum ergeben sich eine Vielzahl von nützlichen Hilfsmitteln, zum Beispiel zum Versatz oder Filtern von Daten (siehe Abbildung 4.7), deren Anwendung heutzutage weit über die Wissenschaft hinausgeht.

Bei einer Messung beschreibt meist $f(\mathbf{x})=f(x, y, t)$ eine Abhängigkeit von der Zeit und $F(\mathbf{k})=F(k_x, k_y, \omega)$ die relative Frequenzverteilung dieser Abhängigkeit, etwa der Dopplerverschiebung. Da ein unendlicher Datensatz nicht vorhanden ist, verwendet man ein Produkt der Daten mit einer so genannten Fensterfunktion, oft einer modifizierten Kosinusfunktion. Der Grad der Analyse wird durch die zeitlichen Parameter der Messung vorgegeben: Der Messabstand Δt bestimmt die maximal messbare Frequenz und die Gesamtdauer T gibt die Auflösung der Frequenzachse vor:

$$\omega_{\max} = \pi / \Delta t \quad \Delta\omega = 2\pi / T \quad (1.2)$$

ω_{\max} wird als Nyquist-Frequenz bezeichnet. Höhere Frequenzen haben geringe physikalische Aussagekraft, können aber zur Signifikanzbetrachtung dienen.

Die numerische Anwendung erfolgt über den „fast Fourier transformation“-Algorithmus (FFT, siehe etwa Press et al. 2001). Da die Fourier-Funktion komplexwertig ist, verwendet man als Maß der Stärke das Quadrat der Amplitude der transformierten Funktion, im Folgenden „Power“ genannt. Die jeweiligen Wellenzahlen liefern die Frequenzverteilung des Resultats. Um eine aussagekräftigere Größe zu erhalten, normiert man die Amplitude meist über die Zahl der Messpunkte und einen Faktor N_F , der die Abschwächung

$$P = \frac{FF^*}{N \cdot N_F} \quad (1.3)$$

durch die Fensterfunktion berücksichtigt:

Die Signifikanz der Powerwerte kann über unterschiedliche Verfahren abgeschätzt werden. Eine Möglichkeit dazu sind Randomisierungsverfahren (siehe Muglach 2003), also der Vergleich der Zeitserie mit zufälligen Permutationen davon. Ein anderer Ansatz ist die Bewertung nach Groth (1975, siehe etwa Balthasar 2003), nach der das Signifikanzniveau über einen Faktor des „weißen Rauschens“ hergeleitet wird. Weißes Rauschen ist definiert als über alle Frequenzen gleichmäßig verteilt und lässt sich aus einem möglichst signalfreien Anteil des Powerspektrums bestimmen.

1.2.2 „Wavelet“-Analyse

Erhöht man Messfrequenz oder -dauer einer Zeitserie, so erhält man nach Gleichung 1.2 zwar in der Frequenz höher aufgelöste Ergebnisse, aber unabhängig davon verliert man bei der Fourier-Transformation alle zeitliche Information über mögliche Veränderungen des Schwingungsverhaltens während der Messung. Diesen Nachteil umgeht eine andere Transformationsmethode, die so genannte „Wavelet“-Analyse, die seit den neunziger Jahren verstärkt zur Auswertung von oszillatorischem Verhalten herangezogen wird (Graps 1995). Mit ihr ist es möglich, Schwingungen auch zeitlich aufzulösen, wenn sie innerhalb einer Messreihe entstehen und wieder abklingen, bis hin kurzzeitigen Phänomenen, was den auf der Sonnenoberfläche herrschenden Bedingungen besser gerecht wird. Dazu wird im Unterschied zur Fourier-Transformation als Basis keine Kombination unendlich ausgedehnter Exponentialfunktion genommen, sondern Funktionen mit verschwindender Fläche, die auf einen bestimmten Teilbereich des Raumes beschränkt sind. Innerhalb der notwendigen Kriterien lässt sich eine beliebige Anzahl solcher Funktionen finden, die den Anforderungen an die Transformation genügen. Diese Funktionen sind unterschiedlich geeignet, plötzliche Diskontinuitäten wiederzugeben oder lösen Frequenz und Zeit anders auf. Komplexwertige Funktionen erlauben zusätzlich ein Bestimmen der Phase. Eine entsprechende Funktion ist in der Morlet-Funktion (Gleichung 1.4) gegeben, die durch ihren Verlauf für die Auflösung periodischer Schwingungen geeignet ist und deren Power-Resultate mit denen einer Fourier-Transformation relativ gut vergleichbar sind. Sie wird in dieser Arbeit in kontinuierlicher, nicht-orthogonaler Analyse verwendet (Abschnitt 6.1.2). Mathematisch handelt es sich um die Multiplikation der von der Fourier-Transformation bekannten periodischen Exponentialfunktion mit einer Gauß-Kurve (Schreibweise wie in Zeitabhängigkeit, aber t ohne Einheit):

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi}} e^{-i\omega t} \cdot e^{-\frac{t^2}{2}} \quad (1.4)$$

Diese so genannte „Mutter“-Funktion ψ wird über zwei weitere Parameter σ und τ skaliert. Die Integration über das Produkt der eigentlichen Zeitserie ergibt die Transformationsfunktion. Diese weist durch die Abhängigkeit von den Parametern also eine Dimension mehr auf als die Ausgangsfunktion:

$$F^\psi(t, \sigma, \tau) = \frac{1}{\sqrt{|\sigma|}} \int f(t) \cdot \psi^*\left(\frac{t' - \tau}{\sigma}\right) dt \quad (1.5)$$

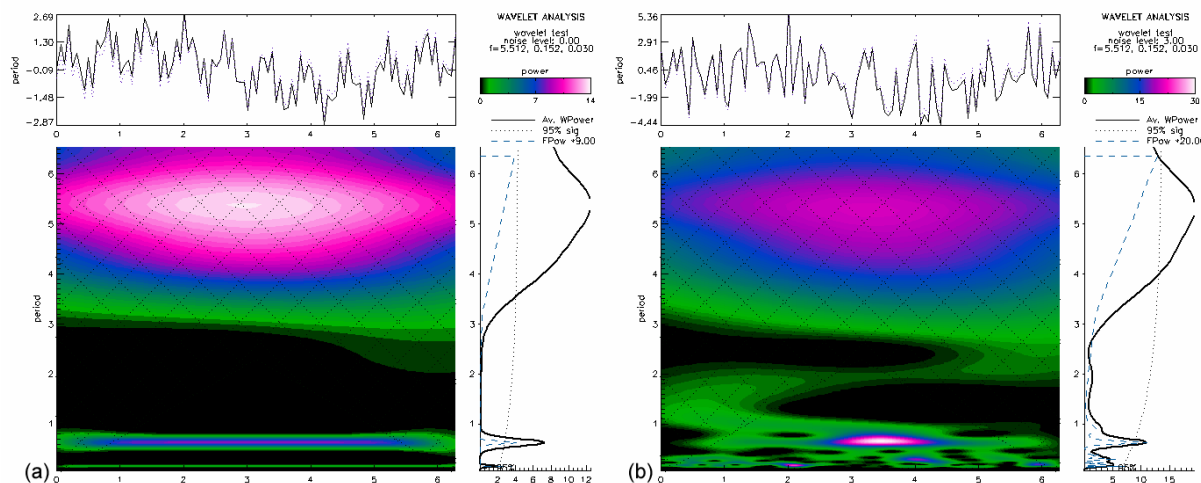


Abbildung 1.3: Wavelet-Transformation dreier überlagerter Sinus-Schwingungen von Amplitude 1 mit Periode 5.5, 0.15 und 0.03 (a); Auflösung der Serie ist $2\pi/100$. In (b) ist ein sehr starkes Rauschen von Amplitude 3 überlagert. Das obere Paneel zeigt jeweils die originale Zeitserie, das rechte Paneel den Durchschnitt über alle Zeitschritte (blau: Fourier-Transformation, gepunktet: 95%-Signifikanz). Die gepunkteten, gekreuzten Linien über dem Transformationsergebnis zeigen den „cone of influence“.

Eine diskrete Veränderung der Skalierungs-Parameter ergibt so eine Vielzahl von Varianten der Mutter-Funktion, die jeweils Ausschnitten aus der Zeitserie unterschiedlich gut entspricht. Eine Anwendung ist in Abbildung 1.3 gezeigt. Der verwendete Algorithmus stammt von Torrence & Compo (siehe 8.3, R3).

Die auf diese Weise gewonnenen Informationen unterliegen immer einem Unschärfeprinzip von Frequenz- und Zeitauflösung. So ist die Skalierung des Ergebnisses der Transformation nicht konstant: Der höherfrequente Anteil ist in der Zeit besser aufgelöst, der niederfrequente Anteil in Frequenz. Die so errechnete Power ist daher abhängig von der Frequenz und nimmt zur Mitte der Messreihe hin zu. Absolute Werte kann man gegebenenfalls durch den Vergleich mit den Ergebnissen einer Fourier-Transformation gewinnen. Um die Datenmenge des vierdimensionalen Datensatzes zu begrenzen, kann man Ergebnisse auch in auf die Skala σ normierten, durchschnittlichen Powerbändern zusammenfassen oder über die Zeit mitteln (vergleiche Torrence & Compo 1998, Abschnitt 5).

Auch eine Abschätzung der Signifikanz-Niveaus der Wavelet-Transformation ist schwieriger als bei der Fourier-Analyse, da die Wavelet-Power keine einfache Rauschabschätzung zulässt. Ein gängiger Ansatz bedient sich der statistischen χ^2 -Abschätzung anhand des Zeitdurchschnitts eines Transformationsergebnisses (siehe Torrence & Compo 1998). Zusätzlich ist bei der Interpretation der Wavelet-Analyse zu beachten, dass ähnlich wie bei der Fourier-Transformation die Eingangsdaten mit Nullen auf eine binäre Zahl von Datenpunkten aufgefüllt werden („padding“). Dadurch werden die Ergebnisse an Anfang und Ende beeinflusst, und zwar durch die Periodenabhängigkeit der Zeitauflösung mit steigenden Perioden stärker. Als Konsequenz ergibt sich ein „cone of influence“ betroffener Punkte, der in der Interpretation zu berücksichtigen ist. Ergebnisse innerhalb dieses Einflussbereiches können aber dennoch korrekt sein (vergleiche Abbildung 1.3).

1.3 Der Zeeman-Effekt

Eine Reihe von physikalischen Effekten können genutzt werden, um auf die elektromagnetischen Eigenschaften am Ort einer Photonen-Absorption/Emission zu schließen oder aber etwas über den Lichtweg auszusagen, so etwa der Paschen-Back-, Hanle- und Stark-Effekt. Für die Messung von stellaren Magnetfeldern eignet sich allerdings am besten der Zeeman-Effekt, der in vielen Linien bei Magnetfeldern in Sub-Tesla-Stärke zu beobachten ist. Dabei handelt es sich um die Aufspaltung einer Emissions- oder Absorptionslinie in drei oder mehr Linien, wenn an ihrem Entstehungsort ein Magnetfeld vorliegt, meist in einem Skalenbereich von einigen Pikometern für sichtbares Licht. Die nicht absorbierte Reststrahlung beziehungsweise das emittierte Licht ist außerdem wellenlängenabhängig polarisiert. Abbildung 1.4 zeigt die Extremfälle des in der sonnenphysikalischen Polarimetrie überwiegend beobachteten normalen Zeeman-Effektes in Absorption.

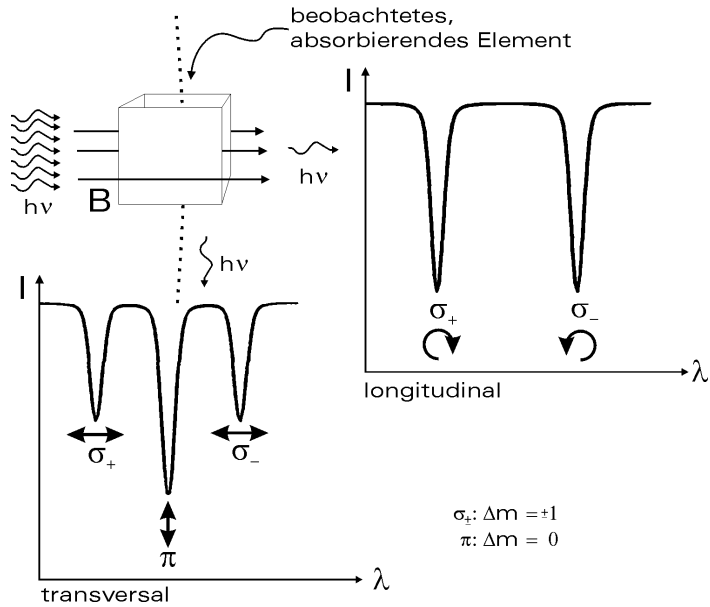


Abbildung 1.4: Der normale Zeeman-Effekt in Absorption mit der resultierenden Polarisation.

Zur Herleitung setzt man die Näherung voraus, dass der Gesamtspin und Gesamtdrehimpuls gekoppelt sind (Russel-Saunders- oder L-S-Kopplung). Dies ist bei verhältnismäßig schwachen Magnetfeldern der Fall; die Entkopplung führt zum Paschen-Back-Effekt. Dann löst man die Schrödinger-Gleichung für ein Atom im Magnetfeld über einen zeitunabhängigen, störungstheoretischen Ansatz:

$$(H_0 + H_B)\psi = (E_0 + E_B)\psi \quad (1.6)$$

Dabei beschreibt H_0 den Hamilton-Operator des Atoms ohne äußeres Feld mit Eigenwert E_0 . Definiert man der Einfachheit halber das Magnetfeld als z-Richtung, so ist H_B gegeben durch

$$H_B = -\frac{e}{2m}(\mathbf{L}_z + 2\mathbf{S}_z)\mathbf{B} \quad (1.7)$$

und drückt die Störung durch Wechselwirkung des Magnetfeldes mit dem Spin S aus; L ist der Bahndrehimpuls. Als Lösung erhält man

$$E_B = \mu_B B m_j \cdot g \quad (1.8)$$

Dabei bezeichnet $\mu_B = e\hbar/2m_e$ das Bohrsche Magneton, m_j die Magnetquantenzahl und g den Landé-Faktor, der sich aus den Quantenzahlen des Übergangs zusammensetzt:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \quad (1.9)$$

Betrachtet man die Übergänge zwischen zwei Niveaus, bewirkt das Magnetfeld somit eine Aufspaltung in mehrere Unterniveaus. Das Übergangsspektrum besteht also aus einem nicht-äquidistanten Multiplett, bei dem bestimmte Übergänge durch Auswahlregeln verboten sind. Um die Beobachtung und Modellierung zu erleichtern, werden –auch in dieser Arbeit– solche Linien bevorzugt, die aus Übergängen stammen, bei denen sich jeweils nur L oder S ändern beziehungsweise für einen Zustand $J=0$ gilt. In diesem Fall erhält man durch $\Delta m_j = 0, \pm 1$ ein äquidistantes Triplet, wie in Abbildung 1.4 und Abbildung 1.5 dargestellt. Da sich dieser einfachere Fall ohne Berücksichtigung des Elektronenspin klassisch erklären ließ, bezeichnete man ihn irreführenderweise als „normalen“ Zeeman-Effekt, eine klassische Deutung des „anormalen“, eigentlich aber allgemeinen Zeeman-Effektes wurde mit der Entwicklung der Quantenmechanik überflüssig. Unter bestimmten Umständen kann man ein Multiplett an ein Triplet annähern und verwendet als einen Rundungswert den so genannten „effektiven Landé-Faktor“ g_{eff} (vergleiche Landi degl’Innocenti, 1982).

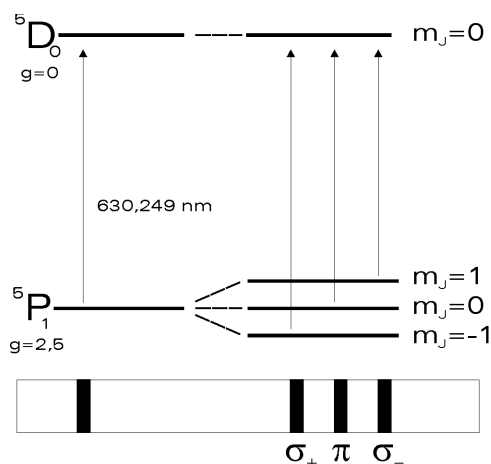


Abbildung 1.5: Übergangsschema für Fe I bei 630,249 nm

Anschaulich gesprochen definiert das Magnetfeld eine Vorzugsrichtung im Raum. War bisher die Orientierung des atomaren Drehimpulses frei, so wird nun diese Entartung aufgehoben, die Zustände werden auf eine feste Zahl von $|m_j| \leq 1$ festen Stellungen bezüglich des Magnetfeldvektors beschränkt. Ändert sich der Zustand dieser Richtungsquantelung, so wird das im Energiebetrag des beim Übergang absorbierten Photons sichtbar. Je nach Winkel zwischen Drehimpuls und Betrachter wird ein Teil des Lichtes in einem beobachteten Element absorbiert; nur der Anteil Photonen, mit denen durch ihren Spinbetrag eine entsprechende Änderung der Magnetquantenzahl nicht erfolgen kann, verbleibt als Restlicht und kann beobachtet werden. Einen Extremzustand stellt die longitudinale Beobachtung dar: Das Photon ist ein Boson ohne Ruhemasse, infolgedessen bleiben ihm nur die Spinzustände ± 1 , die Achse des Spins ist immer in Ausbreitungsrichtung orientiert. Werden nur diejenigen Photonen nicht absorbiert, deren Impuls parallel zum Magnetfeld orientiert ist, so tragen diese Photonen dementsprechend ausschließlich den Spin von ± 1 , das heißt sie sind genau links- und rechtszirkular polarisiert.

Betrachtet man nun Emissionslinien aus Übergängen mit $\Delta m_j = \pm 1$, so bezeichnet man auch als σ -Komponenten mit senkrechter Polarisierung zum Magnetfeld, die im longitudinalen Fall nicht sichtbaren Linien mit $\Delta m_j = 0$ als π -Komponenten, deren Polarisierungsebene parallel steht; bei den in dieser Arbeit relevanten Absorptionslinien ist die Polarisation von σ - und π -Komponenten dann genau orthogonal zum Emissionsfall.

1.4 Polarisation des Lichtes

Für die allgemeine Behandlung der Polarisation ist statt der im letzten Abschnitt verwendeten Betrachtung des quantenmechanischen Teilchenspins die Wellenschreibweise sinnvoller. Man geht von der Definition der elektrischen Welle im zeitlichen Mittel aus, deren Schwingungsebene in das Koordinatensystem gelegt wird:

$$E_x = A_x \cdot e^{i\delta_x} \quad E_y = A_y \cdot e^{i\delta_y} \quad (1.10)$$

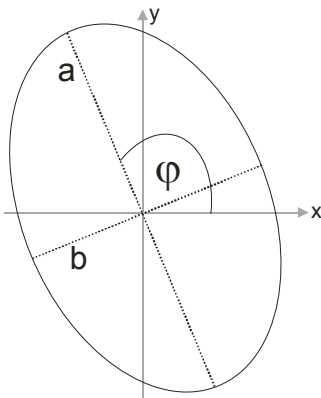


Abbildung 1.6:
Schwingungsellipse

mit den Amplituden A und den Phasen δ . Im allgemeinen Fall ist die Polarisierung dann durch eine Ellipse gegeben, für die gilt

$$\left| \tan \beta = \frac{b}{a} \right| \quad (1.11)$$

Weiterhin definiert man:

$$\tan \gamma = \frac{A_y}{A_x} \quad \delta = \delta_x - \delta_y \quad (1.12)$$

1852 definierte Stokes einen Formalismus, der darüber die vollständige mathematische Beschreibung von beliebig polarisiertem Licht erlaubt. Zur Beschreibung benötigt man die Gesamtintensität des Lichtes, den Anteil der linear polarisierten Strahlung und die Orientierung der Ellipse, sowie den zirkular polarisierten Anteil. Diese vier Parameter ergeben zusammen den so genannten Stokes-Vektor \mathbf{S} . Bei der Betrachtung von Licht ohne unpolarisierten Anteil sind sie wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} I_p &= \mathbf{E}_x \cdot \mathbf{E}_x^* + \mathbf{E}_y \cdot \mathbf{E}_y^* = A_x^2 + A_y^2 \\ &= A^2 \end{aligned} \quad (1.13a)$$

$$\begin{aligned} Q &= \mathbf{E}_x \cdot \mathbf{E}_x^* - \mathbf{E}_y \cdot \mathbf{E}_y^* = A_x^2 - A_y^2 \\ &= A^2 \cos 2\gamma = A^2 \cos 2\beta \cos 2\varphi \end{aligned} \quad (1.13b)$$

$$\begin{aligned} U &= \mathbf{E}_x \cdot \mathbf{E}_y^* + \mathbf{E}_y \cdot \mathbf{E}_x^* = 2A_x A_y \cos(\delta_x - \delta_y) \\ &= A^2 \sin 2\gamma \cos \delta = A^2 \cos 2\beta \sin 2\varphi \end{aligned} \quad (1.13c)$$

$$\begin{aligned} V &= (\mathbf{E}_x \cdot \mathbf{E}_y^* - \mathbf{E}_y \cdot \mathbf{E}_x^*) i = 2A_x A_y \sin(\delta_x - \delta_y) \\ &= A^2 \sin 2\gamma \sin \delta = A^2 \sin 2\beta \end{aligned} \quad (1.13d)$$

sowie

$$\tan 2\varphi = \tan 2\gamma \cdot \cos \delta \quad (1.13e)$$

Es wird daraus ersichtlich, dass gilt:

$$I_p^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \quad (1.14)$$

Anschaulich geben die Parameter Q und U den Grad der Linearpolarisation und V den der Zirkularpolarisation an, das Vorzeichen bezeichnet dabei die Ausrichtung. So ist zum Beispiel zirkular linksdrehendes Licht gegeben durch $\mathbf{S}=(1,0,0,-1)$, unpolarisiertes Licht durch den Nullvektor. Beobachtet man teilpolarisiertes Licht, so ergibt sich die Gesamtintensität durch Addition des unpolarisierten Anteil: $I=I_U + I_p$

Mit diesem Formalismus kann man die Wirkung von polarimetrischen Vorrichtungen beschreiben. Die Änderung der Polarisation durch ein optisches Element wird dann mathematisch dargestellt durch eine Transformation mit einer 4×4 -Matrix, der so genannten Müller-Matrix \mathbf{M} . Die Müller-Matrizen sind spezifisch für jedes Instrument und können, zum Beispiel für ein Teleskop, eine komplizierte Form annehmen, die zeitlich veränderlich ist. Als Beispiel sind hier die idealen Müllermatrizen für die im Aufbau verwendeten Elemente (siehe 2.3.2) angeführt. Für eine allgemeine Behandlung siehe Jäger & Oetken (1963).

Linearpolarisator	$\lambda/2$ -Platte	$\lambda/4$ -Platte („schnelle“ Achse senkrecht)	Drehung um χ
$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\chi & \sin 2\chi & 0 \\ 0 & -\sin 2\chi & \cos 2\chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$

Tabelle 1.1: Müller-Matrizen von polarimetrischen, optischen Elementen des Messaufbaus

1.5 Modellrechnungen und Inversion

Aus den theoretischen Erkenntnissen des Strahlungstransportes kann man für die Bedingungen der Sonnenoberfläche ein System von Differentialgleichungen aufstellen, das bei bekannten atmosphärischen und äußeren Parametern, etwa Temperatur, Wellenlänge und Magnetfeld die resultierende Absorptionslinie errechnet. Unno löste das Problem 1956 mit klassischer Zeeman-Theorie unter Annahme eines lokalen thermischen Gleichgewichtes und des Milne-Eddington-Modells für Linienabsorption über eine Absorptionsmatrix, deren Elemente von den Linien- und Magnetfeldparametern abhängig sind. In den Folgejahren wurde dieser Ansatz weiter entwickelt, unter anderem durch Einbeziehung der anomalen Dispersion und Tiefenabhängigkeit aller Größen, und von Landi degl'Innocenti & Landi degl'Innocenti (1972) auch mit einem quantenmechanischen Ansatz bestätigt. Begründete Annahmen über die verschiedenen Zustandsgrößen des photosphärischen solaren Plasmas in aktiven Regionen, etwa Temperatur und Druck, liefern eine Reihe von Modellatmosphären, die umbrale oder penumbrale Magnetfelder berücksichtigen. Um aber umgekehrt die Zustandsgrößen aus einem beobachteten Absorptionsprofil zu errechnen, benötigt man einen inversen Ansatz, da eine direkte analytische Lösung im allgemeinen nicht existiert. Es gibt verschiedene Herangehensweisen für die Analyse von Stokes-Profilen. Diejenigen, die im Rahmen dieser Arbeit Anwendung fanden, werden im Folgenden kurz erläutert. Die numerische Realisation wird in 3.4.4 angesprochen, ein praktischer Vergleich der Verfahren steht unter 4.5

1.5.1 Linienschwerpunkt

In Gleichung 1.8 ist auf Seite 12 die Abhängigkeit von Energie-Eigenwerten und Magnetfeld angegeben. Man betrachte nun die Verschiebung der Absorptionslinie von der ursprünglichen Position um einen Betrag $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$, so kann man Gleichung 1.8 mit $E = h\nu = hc/\lambda$ umformen in

$$|B_{\parallel}| = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 \cdot \Delta g} 2\pi \frac{c \cdot m_e}{e} \quad (1.8b)$$

Dabei bezeichnen m_e und e Elektronenmasse und Elementarladung und Δg die Differenz der Lande-Faktoren und Magnetquantenzahlen der beiden Zustände: $\Delta g = g m_j - g' m_j'$. Für den Fall des „normalen“ Zeeman-Effektes beziehungsweise seiner Näherung kann man Δg durch den effektiven Landé-Faktor ersetzen. Auf diese Weise lässt sich allein aus der Veränderung des Linienprofils direkt die Magnetfeldstärke ermitteln. Semel (1970) wendet diese Methode auf die Differenz der Schwerpunkte der beiden Flügel des Stokes-V-Profiles an, sie lässt sich aber auch auf die Verbreiterung der Intensitätskurve oder eine Kombination von beidem anwenden (Cauzzi et al. 1993). Da auch andere Faktoren zur Linienverbreiterung beitragen, ist das Verfahren mit einer gewissen Ungenauigkeit behaftet und ermittelt ausschließlich das longitudinale Magnetfeld. Ein Problem stellt auch eine Überlagerung mit einer anderen Linie

dar, etwa die der terrestrischen O₂-Linie bei Fe I 630,249 nm. Gegenüber anderen Fehlereinflüssen, wie etwa der instrumentellen Linienverbreiterung, erweist sich das Verfahren dagegen als unempfindlich und liefert insgesamt ein schnelles und recht genaues Ergebnis.

1.5.2 Inversionsrechnung

Unter der Annahme von Magnetfeld und anderen Zustandsgrößen, wie man sie für eine aktive Region typischerweise erwarten kann, kann man mit Hilfe von Modellatmosphären artifizielle Stokes-Profile errechnen. Es liegt auf der Hand, nun die Modellergebnisse mit Beobachtungen zu vergleichen und die Parameter des Modells so lange zu variieren, bis die die beiden sich angleichen. Die Summe aller Abweichungen ist für diesen Fall gegeben durch

$$\chi^2 \rightarrow 0; \quad \chi^2 = \frac{1}{f} \sum_{k=1}^4 \sum_{i=1}^n \left((S_k^{\text{obs}}(\lambda_i) - S_k^{\text{mod}}(\lambda_i)) \cdot \frac{W_{k,i}}{\sigma_{k,i}} \right)^2 \quad (1.15)$$

Dabei bezeichnet $S_k(\lambda_i)$ die Intensität des Stokes-Profiles k an der Wellenlängenposition i . Die Differenz der beobachteten und modellierten Profile wird über den Parameter W gewichtet, zum Beispiel um Intensität stärker zu werten als die mit großem Fehler behaftete Messung der Linearpolarisation; σ bezeichnet den Messfehler. Die Zahl der Freiheitsgrade des Systems, also wie viel mehr Observable als freie Parameter vorhanden sind, ist gegeben durch f .

Ein darauf beruhendes Verfahren besteht darin, aus den Modellprofilen ein Gitter zweidimensionaler Eichkurvenfelder zu errechnen, abhängig von den Freiheitsgraden Magnetfeldstärke B und Inklination ψ . Die Anwendung wurde ursprünglich für den Magnetografen des Sonnenobservatoriums Einsteinturm entwickelt (siehe Staude et al. 1991) und verwendet nur die Intensität des Flankenbereich der Stokes-Profile als Eingabewerte. Für die unterschiedlichen Regionen der Photosphäre werden drei verschiedene Modellatmosphären genutzt (Staude 1982): für die Umbra beruhend auf „M4“ (Kollatschny et al. 1980), für die Penumbra Ding & Fang (1989) und für die ruhige Sonne die „Harvard-Smithsonian reference atmosphere“ (HSRA, Gingerich et al. 1971).

Ein allgemeiner Ansatz zur Minimierung von Gleichung 1.15 ist in „Stokes inversion based on response functions (SIR)“ von Ruiz Cobo & del Toro Iniesta (1992, 1994) realisiert. Das Verfahren kann sehr weit angepasst werden: das Atmosphärenmodell ist über den angenommenen Ausgangszustand wählbar, in dieser Arbeit wurde Maltby et al. (1986) gewählt. Auch das gleichzeitige Vorliegen zwei verschiedener Atmosphärenzustände für den Fall einer ungenügenden Auflösung kann angenommen werden. Vom Übergang beziehungsweise der beobachteten Linie müssen die atomphysikalischen Parameter bekannt sein.

Die freien Parameter werden entweder als von der optischen Tiefe τ abhängig angenommen (zum Beispiel Temperatur, Magnetfeld, Inklination und Geschwindigkeit) oder als konstant angesehen (etwa Mikro- und Makroturbulenz). Sie formen zusammen einen Vektor \mathbf{a} , die oben definierte Abweichung des Modellprofils von der Beobachtung, χ^2 , ist eine Funktion dieses Vektors. Die Angleichung der aus diesen Parametern errechneten Linie an die Beobachtung wird realisiert durch den Levenberg-Marquardt-Algorithmus (Press et al. 2001), ein nichtlineares, iteratives Optimierungsverfahren. Dieser Algorithmus löst ein lineares Gleichungssystem:

$$\nabla \chi^2(\mathbf{a}) + \mathbf{A} \delta \mathbf{a} = 0 \quad (1.16)$$

mit der Krümmungs-Matrix \mathbf{A} , in der die Hesse-Matrix der zweiten Ableitungen um einen Konvergenzparameter erweitert wird. Diese Matrix kann durch die Produkte der Ableitung von χ^2 nach allen Parametern approximiert werden. Da die Errechnung dieser Ableitungen einen großen Rechenaufwand innerhalb der Iteration darstellt, wird ein Konzept aus der Strahlungstransportrechnung aufgegriffen, die „Response“-Funktionen. Dabei werden die Veränderungen abgeschätzt, mit denen (für den hier vorliegenden Fall) die Stokes-Profile

auf kleine Störungen $\delta x(\tau)$ der atmosphärischen Parameter in erster Ordnung „reagieren“ (Landi degl’Innocenti & Landi degl’Innocenti 1977):

$$\delta S_k(\lambda) = \int_0^{\infty} R_k(\lambda, \tau) \delta x(\tau) d\tau \quad (1.17)$$

mit δS_k als Änderung des Stokes-Parameters k , R_k der „Response“-Funktion für k , $k=1, \dots, 4$.

Diese „Response“-Funktionen können nach Sánchez Almeida (1992) errechnet werden. Sie fließen darüber hinaus auch in das Verfahren ein, mit dem die Strahlungstransportgleichungen auf Grundlage der so genannten „diagonalen Lambda-Integrations-Methode (DELO)“ von Rees et al. (1989) gelöst werden. Vorausgesetzt wird hydrostatisches und lokales thermisches Gleichgewicht (LTE). Die Abweichungen von gemessenem und synthetisiertem Profil können für jeden Parameter über seine Response-Funktion gewichtet und als Maß für den Fehler des entsprechenden Ergebnisses genutzt werden.

Für eine erfolgreiche Inversion muss die Zahl der Observablen diejenigen der freien Parameter deutlich übersteigen. Da die Messwerte, also die Intensitäten eines Profilpunktes für eine bestimmte Wellenlänge, durch die Beobachtungstechnik begrenzt sind, ist es sinnvoll, die Elemente der Matrix \mathbf{A} durch Interpolation zu verringern. Dazu wird ein glatter Verlauf der Parameter in Abhängigkeit von der optischen Tiefe angenommen, der zwischen einer Reihe von Stützstellen durch kubische Gleichungen beschrieben wird. Diese so genannten „Knoten“ können je nach Iteration und Parameter variiert werden. Ihre Auswahl setzt eine gewisse Kenntnis der Abhängigkeiten im gewählten Modell voraus und ist ein wichtiger Parameter in der Anwendung des Verfahrens.

Selbst unter Vernachlässigung von Messfehlern besteht das generelle Problem einer Inversionsrechnung darin, dass zunächst einmal nicht sicher ist, ob eine eindeutige Lösung gefunden werden kann, also für ein gemessenes Profil nur ein Satz Zustandsgrößen existiert, der zu diesem Profil führt. Das hier vorgestellte Verfahren hat sich trotz der verschiedenen Näherungen in einer Reihe von Vergleichen und Anwendungen als plausibel und zuverlässig erwiesen. Als einschränkend wird sich aber die zur numerischen Lösung notwendige Rechenzeit erweisen, die eine Vorauswahl der invertierten Spektren notwendig macht.

1.5.3 Künstliche neuronale Netze

Künstliche neuronale Netze sind ein statistisches Approximationsverfahren. Sie sind historisch aus dem Versuch hervorgegangen, die Entscheidungsmechanismus im biologischen Nervensystem nachzuempfinden. Im Allgemeinen handelt es sich bei den künstlichen neuronalen Netzen um eine Verknüpfung von stark abstrahierten, simplifizierten Neuronen, wie in Abbildung 1.7 gezeigt, so dass vom komplexeren biologischen Vorbild nur das Grundprinzip übernommen wurde.

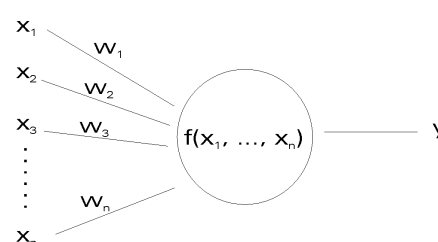


Abbildung 1.7:
Ein künstlichen Neuron

Ein einzelnes Neuron ordnet, genau wie eine Funktion, einer Reihe von Eingangsparametern $x_1 \dots x_n$ einem Ausgangsparameter zu: $y=f(w_1 \cdot x_1, \dots w_n \cdot x_n)$; bei $w_1 \dots w_n$ handelt es sich um Gewichtungen der Eingangsparameter. Die Funktion f ist dabei je nach Anforderung wählbar; im Fall der für diese Arbeit verwendeten Netze handelt es sich um die Sigmoidfunktion, die auch aufgrund ihrer Ähnlichkeit zu den biologischen Schwellenwerten häufige Anwendung findet:

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^{-c \sum w_i x_i}} \quad (1.18)$$

Der Faktor c ist eine Eichungskonstante, die die Steilheit der Funktion und damit die Empfindlichkeit bestimmt. Die Eingabebereich ist unbeschränkt, die Ausgabe ist prinzipiell auf das Intervall $(0,1)$ begrenzt.

Die so definierten künstlichen Neuronen werden jetzt in mehreren Schichten miteinander verknüpft, so dass ein so genanntes „multi-layer-perception“ (MLP) entsteht. Dabei dienen die Ausgabewerte jedes Neurons einer Schicht als Eingabewerte für die Neuronen der nächsten, natürlich mit stets unterschiedlicher Gewichtung. Eingabeparameter der ersten Schicht sind die fest vorgegeben ursprünglichen Daten, die Ausgabewerte der letzten Schicht bilden das Ergebnis (siehe Abbildung 1.8 als konkretes Beispiel). Die Zahl der Zwischenschichten und die der Neuronen innerhalb einer Schicht ist variierbar.

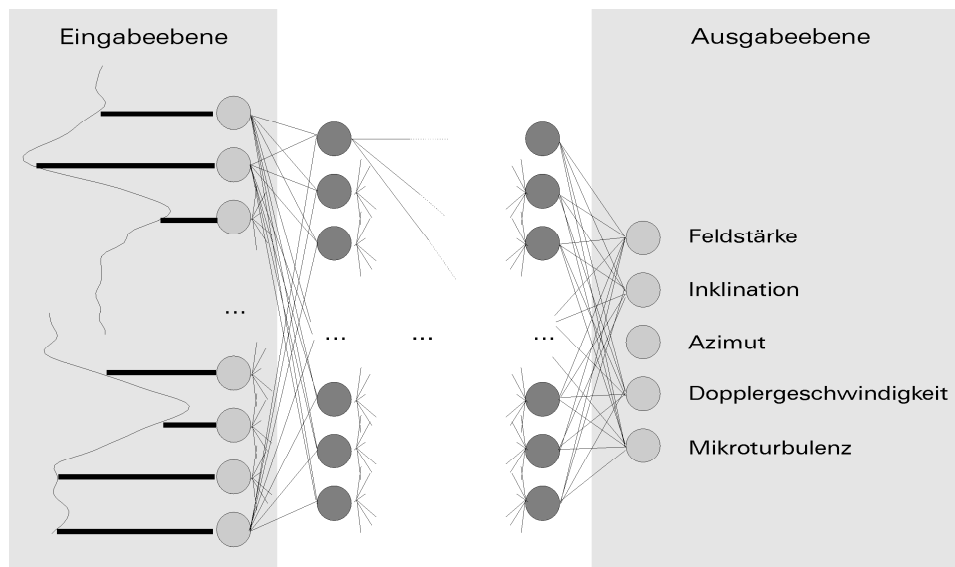


Abbildung 1.8: Konzept eines künstlichen neuronalen Netzes (MLP) mit Ein- und Ausgabeparametern am Beispiel der in dieser Arbeit verwendeten Netze.

Mit künstlichen neuronalen Netzen lassen sich unter gewissen Voraussetzungen alle quadratisch integrierbaren Funktionen approximieren. Entscheidend für die Qualität der Näherung ist allerdings sowohl eine geeignete Wahl der Gewichtungsfaktoren jedes Neurons als auch der allgemeinen Netzparameter, also der Zahl der Zwischenschichten und Elemente. Bei der Bestimmung letzterer kann man sich allgemein an den Anforderungen orientieren, die an das Netz im Rahmen der Approximation gesetzt werden, also der Komplexität der möglichen Abhängigkeiten von Eingabe und Ausgabe. Es gibt kein festes Verfahren; der Programmierer wird ausgehend von einem einfachen Ansatz durch Versuch und Irrtum eine geeignete Architektur finden, die die Aufgabe erfüllen kann.

Die Gewichtungsfaktoren der Eingabeparameter w_i sind die eigentlich entscheidenden Elemente, die die Reaktion des neuronalen Netzes bestimmen. Um hier geeignete Werte zu finden, verwendet man ein so genanntes Trainingsverfahren, in dem das Netz zunächst mit einem beliebigen Startwert initiiert wird. Dann werden die Gewichtungen variiert, um Sätze zusammengehöriger Eingabe- und Ausgabewerte möglichst exakt wiederzugeben. Im konkreten Fall werden dafür die Stokes-Profile von Modellrechnungen und die dazugehörigen Eingabeparameter verwendet. Das verwendete Lernverfahren, das eine stetige Verbesserung der Approximation durch die w_i ermöglicht, ist der „backpropagation“-Algorithmus, bei dem das Netz in umgekehrter Richtung durchlaufen wird, um Korrekturen für die Gewichtungsfaktoren aus dem Fehlergradienten des Ergebnisses zu ermitteln (Rumelhart & McClelland 1987). Das im konkreten Fall verwendete Verfahren wurde über den Levenberg-Marquardt-Algorithmus weiter verbessert (vergleiche Carroll 2001^a). Das Training eines neuronalen Netzes über dieses Verfahren erfolgt weitgehend automatisiert mit geeigneter Software. In regelmäßigen Abständen kann die Genauigkeit der Approximation geprüft werden,

indem die Ergebnisse betrachtet werden, die das Netz aus ihm bisher unbekanntem Datensätzen ermittelt. Wenn beim fortgesetzten Training wieder eine Verschlechterung der Vorhersageleistung eintritt, das so genannte „overtraining“, so wird der Vorgang abgebrochen. Das Netz gilt dann als austrainiert und kann in Software übersetzt werden.

Ein abgeschlossenes Netz lässt sich auf Basis der oben beschriebenen mathematischen Grundlagen als – recht umfangreiche – mathematische Gleichung verstehen, die die Approximation einer Funktion darstellt, die aus welchen Gründen auch immer auf analytische Weise nicht gewonnen werden konnte. Aus der kurzen Darstellung wird aber klar, dass ein trainiertes Netz strikt beschränkt ist auf die ursprüngliche Aufgabe. Will man bestimmte Parameter variieren, etwa die Schrittweite der Profilkurven, die Linie oder das verwendete Modell, so muss dafür jeweils ein neues Netz trainiert werden. Auf der anderen Seite ist der numerische Rechenaufwand eines so spezialisierten Netzes extrem gering. Das sehr allgemeine Verfahren hat auch in der Astrophysik eine Reihe von Anwendungen gefunden und dürfte in Zukunft noch an Verbreitung zunehmen. Einen konkreten Vergleich der verschiedenen Verfahren zur Ermittlung von Parametern aus solaren Spektren bietet Toro Iniesta (2003). Der hier verwendete Approximator wurde von T. Carroll erstellt und basiert auf Modellen von Maltby et al. (1986) und Stellmacher & Wiehr (1975). Er wurde mittlerweile auf dreidimensionale Resultate erweitert (Carroll 2008).

Kapitel 2: Instrumenteller Aufbau

2.1 Ein- und zweidimensionale Spektroskopie

Ziel der idealen polarimetrischen Sonnenbeobachtung ist es, den Zeitverlauf der Intensitätswerte von vier Stokes-Parametern einer Absorptionslinie beobachten zu können, also über den notwendigen, vollständig aufgelösten Wellenlängenbereich, und dies für ein zweidimensionales Gebiet der Sonne möglichst mit Linien, die in verschiedenen Höhen entstehen. Diesem Ideal ist beim Stand der Beobachtungstechnik noch nicht nahe zu kommen. Man gibt sich daher mit einem Teilausschnitt aus diesem theoretischen, mindestens achtdimensionalen Datenkubus zufrieden, je nachdem, welche Schwerpunkte man mit der Messung legen will.

Das klassische Beobachtungsverfahren ist die eindimensionale Spektroskopie am Spalt. Dabei entsteht ein Abbild von einem begrenzten Wellenlängenbereich der Spektren von einem „eindimensionalen“ Ausschnitt des Beobachtungsobjektes, also zum Beispiel der Sonnenoberfläche. Bei der zweidimensionalen Spektroskopie wird stattdessen zu jedem Messzeitpunkt ein zweidimensionales Bild der Sonnenoberfläche abgebildet, das die Intensität eines bestimmten Wellenlängenabschnittes wiedergibt. Die Wellenlänge wird mit der Zeit geändert und so eine Absorptionslinie erfasst (Abbildung 2.1). In Tabelle 2.1 werden die beiden Verfahren gegenübergestellt. Natürlich gibt es für die eindimensionale Spektroskopie viele erweiterte Varianten, vor allem außerhalb der Sonnenphysik, die bei der Übersicht nicht berücksichtigt werden.

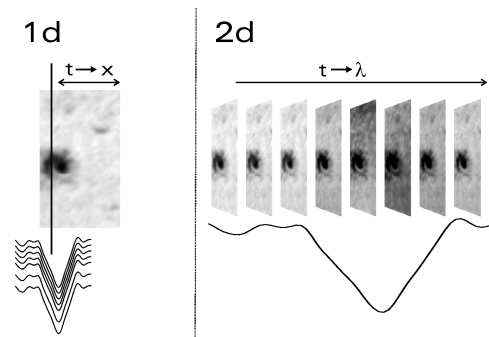


Abbildung 2.1: Prinzip der 2d-Spektroskopie und Vergleich mit Spaltmessungen

	1d	2d (verw. Aufbau)
Abbildung auf Detektor x/y	y_{\odot}, λ , ggf. 2 Stokes-Par. (Strahlenteiler)	$x_{\odot}, y_{\odot}, 2$ Stokes-Par. (Strahlenteiler)
zeitabhängige Parameter	x_{\odot} , weitere Stokes-Parameter, Zeitentwicklung	λ , weitere Stokes-Parameter, Zeitentwicklung
Vorteil	simultanes Spektrum, einfacher, erprobter Aufbau, hohe spektrale Genauigkeit, großer Wellenlängenausschnitt	simultanes Bild, hohe Ortsgenauigkeit, hohe Lichtdurchlässigkeit
Nachteil	unvollständiges zweidimensionales Bild; teilw. nicht-äquidistante Messpunkte	Reflexe, Durchlasskurve, Spektrum verrauscht
Bildkorrektur	möglichst während Scan (adaptive Optik), nachträglich aufwendig	Gut nachträglich möglich (bei stabilen Bedingungen), etwa Speckle
Ideal für	Untersuchung von Einzelspektren (Asymmetrien, Inversion etc.)	Zeitentwicklung von Strukturen, Oszillationen, Bildkorrekturverfahren

Tabelle 2.1: Vergleich eindimensionaler und zweidimensionaler Spektroskopie.

Einen deutlichen Vorteil bietet die zweidimensionale Spektroskopie für Messungen kurzfristiger Veränderungen. Die Doppler-Verschiebung des Linienkerns kann für das ganze Feld gleichzeitig innerhalb weniger Sekunden ermittelt werden, was Oszillationsmessungen von höherer Frequenz und mit größerer Genauigkeit zulässt als bei Spaltnmessungen. Auch die langfristige, zeitliche Entwicklung von solaren Strukturen kann zweidimensional zuverlässiger erfasst werden. Der größte Vorteil der Zweidimensionalität aber ist die Möglichkeit, nachträglich Bildkorrekturen vorzunehmen, da die Daten für das Bildfeld immer vollständig vorliegen, wenn auch verzerrt unter seeing-bedingter Schwankung der Auflösung. Im Gegensatz dazu führt Bildbewegung bei eindimensionaler Beobachtung zu Lücken in den Datensätzen, und durch die fehlende Gleichzeitigkeit in der zweiten Dimension erschwert oder verhindert bestimmte Korrekturverfahren.

Da bei zweidimensionaler Beobachtung die Korrektur der Messdaten nicht in Echtzeit ablaufen muss, kann man die Details des Verfahrens nachträglich anpassen, und die entsprechenden Korrekturgrößen müssen nicht in Echtzeit ermittelt werden. Sofern die technische Realisierung es zulässt, kann der Beobachter die Rahmenparameter der Messung, also Linie, Wellenlängenauflösung, Bildausschnitt und damit Messgeschwindigkeit, zwischen einzelnen Beobachtungsserien ändern, um unterschiedlichen Zielen gerecht zu werden. Bei den Messungen für diese Arbeit wurden zum Beispiel Übersichtsmessungen von Regionen unter vollem Stokes-Vektor mit Zeitserien von longitudinalem Magnetfeld kombiniert.

Die fortschrittlichste Entwicklung bei der Bildrekonstruktion stellen die „Phase-Diversity“ und vor allem das Speckle-Verfahren (siehe zum Beispiel Janssen 2003) dar. Diesen Methoden liegt eine veränderte Meßmethode zu Grunde, die „Phase-Diversity“ ist auch mit zusätzlichen Aufbauten verbunden. In der vorliegenden Arbeit wurde noch nicht auf diese Verfahren zurückgegriffen, da sie verschiedene Einschränkungen zur Folge haben, die den Zeitabstand der Einzelscans fast verdoppeln. Vor allem aber musste der Gesamtaufwand in einem realistischen Rahmen gehalten werden.

Wegen der beschriebenen Vorteile basieren mehrere Instrumente in der Sonnenbeobachtung auf zweidimensionaler Beobachtung mit Fabry-Pérot-Interferometern, etwa das TESOS des Kiepenheuer-Institutes (Kentischer et al. 1998, v. d. Lüche & Kentischer 2000, Tritschler et al. 2002), ein Dreifach-FPI, dessen telezentrischer Strahlengang von dem hier verwendeten gebündelten Verlauf abweicht. An Bord des Satelliten SOHO ist ein vereinfachtes Verfahren mit fünf festen Wellenlängenausschnitten realisiert, das „Michelson Doppler Imager“ (MDI). Auch am modernen GREGOR-Sonnenteleskop wird ein entsprechender Post-Fokus-Aufbau verfügbar sein, eine Weiterentwicklung der hier verwendeten Apparatur (siehe 4.6).

Aber auch die Nachteile der Methode sind bedeutend. Selbst wenn die spektrale Auflösung wie im nächsten Kapitel erläutert prinzipiell mit der eines Gitterspektrographen vergleichbar ist, ist die Qualität der Spektren schlechter als bei eindimensionaler Spektroskopie, teilweise sogar erheblich. Hier kommt zum Tragen, dass bei zweidimensionalen Messungen die überwiegende Mehrheit der Messfehler in die Dimension der Wellenlänge einfließt, während die zweidimensionale Korrelation der Bildpunkte viel weniger betroffen ist. Zusätzlich gibt es eine Reihe notwendiger spektraler Korrekturen und Fehlerquellen, die die gemessenen Spektren systematisch verfälschen. Beispiele hierfür sind die vom Einfallswinkel abhängige Durchlasswellenlänge, das Vorfilter, sowie Reflexe und Interferenzen. Fehler im Spektrum sind in der Regel schwerer zu identifizieren und korrigieren als Einflüsse auf die Raumkoordinaten. Ein weiteres, prinzipielles Problem sind Veränderungen am Ursprungsort des Lichts noch während des Scans einer Absorptionslinie (vergleiche Settele et al. 2002): Geschwindigkeitsoszillationen können eine periodische Verschiebung des gemessenen Spektrums bewirken, die als Magnetfeldoszillationen interpretiert werden können. Schließlich ist der apparative Aufwand für Justage, Messung und Software-Nachbearbeitung im Vergleich sehr umfangreich, was eine Quelle von Artefakten und Fehlern darstellt.

2.2 Fabry-Pérot-Interferometer

2.2.1 Prinzip und Abhängigkeiten

Der häufigste Ansatz zur Realisation der zweidimensionalen Spektroskopie verwendet Fabry-Pérot-Interferometer (FPI). Es handelt sich dabei um zwei parallele, verspiegelte Glasplatten im Abstand d_0 , die konstruktive Interferenz hervorrufen, wenn der Plattenabstand ein Vielfaches der Wellenlänge λ_0 des einfallenden Lichts beträgt. Bei schrägem Einfall verkürzt sich der für den Lichtweg effektive Abstand der beiden Platten auf $d = d_0 \cdot \cos\vartheta$, so dass sich auch die durchgelassene Wellenlänge verringert:

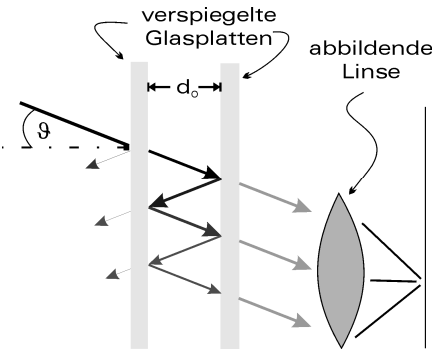


Abbildung 2.2: Prinzip des FPI

$$\lambda = \lambda_0 \cdot \cos\vartheta \quad (2.1)$$

Die Transmissionskurve des FPI als Verhältnis des austretenden zum einfallenden Licht ist gegeben durch die Airy-Funktion:

$$\frac{I_a}{I_e} = \frac{1}{1 + F_R \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}; \quad \delta = 4\pi \frac{d}{\lambda} \cos\vartheta \quad (2.2)$$

Dabei ist δ die Phasendifferenz zweier interferierender Strahlen wie angegeben, wobei wie auch im Folgenden stets Brechungsindex $n=1$ für Luft angenommen wird. $F_R = \frac{4R}{(1-R)^2}$ beschreibt die Verbreiterung der Kurve durch die Reflektivität R der Spiegel. Den Verlauf der Airy-Funktion zeigt Abbildung 2.3 am Beispiel der FPI des verwendeten Messaufbaus (wie im nächsten Abschnitt erläutert).

Aus dem Prinzip des FPI wird klar, dass es in jeder Einstellung für eine große Zahl von Wellenlängen durchlässig ist. Die Ordnung der Interferenz sei daher definiert als

$$m = \frac{\delta}{2\pi} = \frac{2d \cos\vartheta}{\lambda} \quad (2.3)$$

Den Wellenlängenabstand zweier Ordnungen bezeichnet man als freien Spektralbereich

$$\Lambda_{\text{FSR}} = \frac{\lambda^2}{2d} \quad (2.4)$$

Das Verhältnis zwischen Λ_{FSR} und der Halbwertbreite σ der Transmissionskurve liefert ein Maß für die Güte des FPI. Man bezeichnet es als Finesse \mathcal{F} :

$$\mathcal{F} = \frac{\Lambda_{\text{FSR}}}{\sigma} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (2.5)$$

Diese Definition kann noch um einen geringen Term für den Plattendefekt zur effektiven Finesse \mathcal{F}_{eff} erweitert werden, die dann am verwendeten Instrument gemessen werden kann.

Das Auflösungsvermögen ist gegeben durch das Produkt von Finesse und Ordnung:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \mathcal{F} \cdot m = \mathcal{F} \cdot \frac{2d \cos\vartheta}{\lambda} \quad (2.6)$$

Bei großem Plattenabstand erhöht sich also die Auflösung, allerdings verringert sich nach (2.4) auch der freie Spektralbereich, so dass die Ordnungen enger aufeinander fallen. Des Weiteren ist auch die Auflösung abhängig vom Einfallswinkel.

Beim Durchfahren eines Spektralbereiches („scannen“) wird der Abstand zwischen den beiden Platten des FPI durch Piezo-Elemente in kleinen Schritten geändert, bei den hier verwendeten FPI entspricht der kleinstmögliche Schritt $\delta(d_{\text{scan}})=251,88$ pm. Die sich daraus ergebende Änderung der durchgelassenen Wellenlänge gewinnt man aus der Abschätzung, dass bei Änderung der Wellenlänge um den freien Spektralbereich, also dem Erreichen der nächsten Ordnung, der Plattenabstand sich um $\lambda/2$ ändert. Aus dem Verhältnis von Wellenlänge zu Plattenabstand folgt:

$$\delta(\lambda_{\text{scan}}) = \frac{\delta(d_{\text{scan}})}{d} \cdot \lambda \quad (2.7)$$

Für die verwendeten Linien folgen beim gewählten Plattenabstand von 1,5 mm minimale Wellenlängenänderungen $\delta(\lambda)$ von etwa 100 fm pro Schritt (siehe Angaben in Tabelle 4.2), was weit unterhalb des nach Gleichung 2.6 definierten Auflösungsvermögens von optimal etwa 2,2 pm liegt. Die bei der Beobachtung tatsächlich gewählte Schrittweite liegt beim Zehn- bis Zwanzigfachen dieses Wertes, besonders bei abnehmender Finesse sind die gewählten Abstände der Spektralfpunkte also kleiner als die Auflösung des FPI („oversampling“).

2.2.2 Doppel-FPI

FPI sind also durchaus hochwertige Spektrometer, durch den geringen Abstand der Ordnungen liefern sie aber Licht aus vielen benachbarten Wellenlängen. Um ihre Möglichkeiten nutzen zu können, muss man aus den Ordnungen eine gewünschte herausgreifen. Man benötigt dazu einen schmalbandigen Vorfilter mit hoher Transmission, bei dem die Wellenlänge variabel ist. Diese Eigenschaften werden am besten erfüllt durch ein weiteres FPI, das

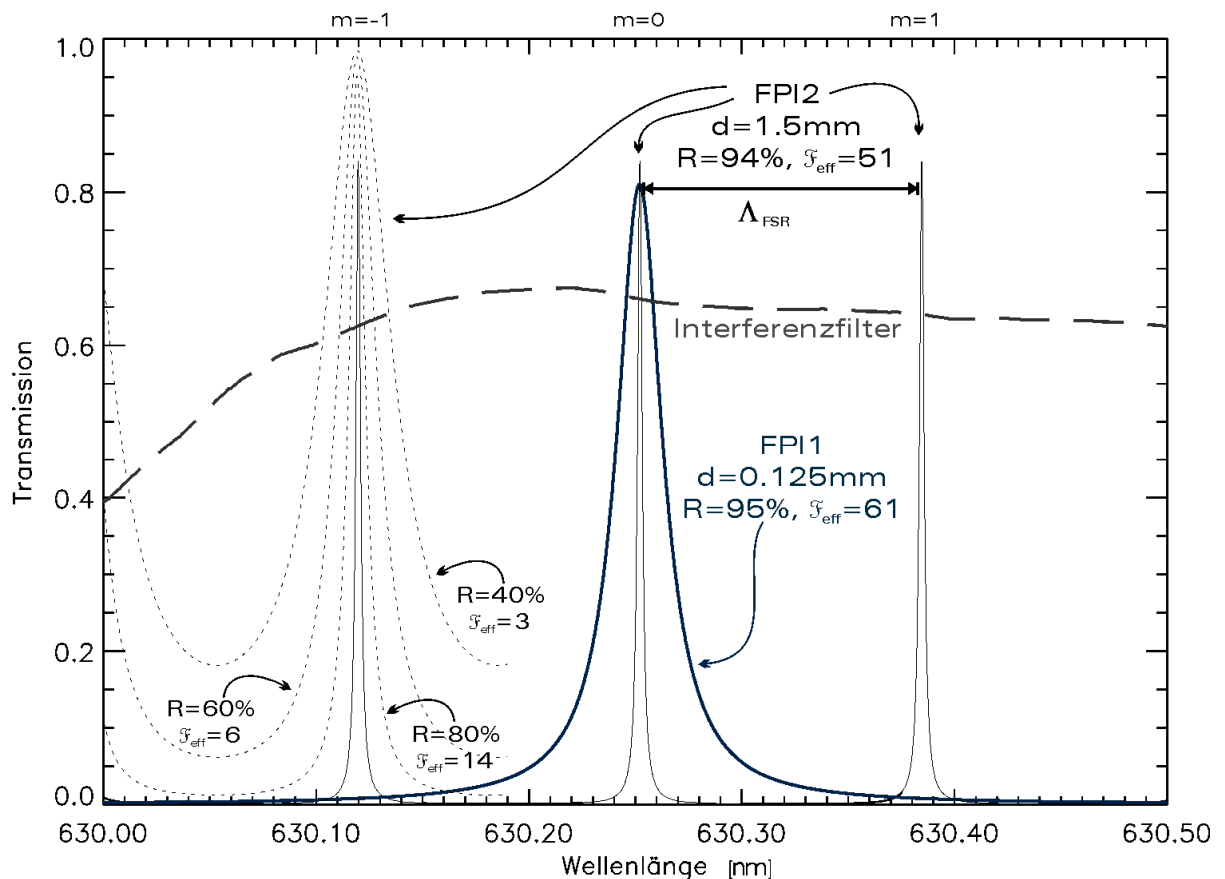


Abbildung 2.3: Transmissionskurve zweier FPI (Airy-Funktion) am Beispiel des verwendeten Messaufbaus. Überlagert ist die Kurve des Interferenzfilters. Bei der Ordnung $m=(-1)$ ist der Effekt von abnehmender Finesse in auseinander gezogenen Kurven verdeutlicht.

natürlich anders justiert sein muss: Die spektrale Auflösung ist geringer, dafür ist der Spektralabstand größer, was man durch einen geringeren Plattenabstand erreichen kann. Abbildung 2.3 zeigt auch die überlagerten Transmissionskurven zweier aufeinander justierter FPI, so dass nur ein sehr enger spektraler Abschnitt aus dem dargestellten Wellenlängenbereich tatsächlich durchgelassen wird. Beim Durchfahren eines Spektralbereiches müssen beide FPI den Durchlassbereich gleichmäßig ändern, damit die Gesamttransmission nicht beeinflusst wird. Dazu ist gegebenenfalls nach der Justierung der FPI eine Gleichlauf-Abstimmung nötig (siehe Janssen 2003).

2.3 Strahlengang

Das für diese Arbeit verwendete Doppel-Fabry-Pérot-Spektrometer wurde vom Institut für Astrophysik der Universität Göttingen (IAG, ehemals Universitätssternwarte Göttingen) entwickelt und 1991 in Betrieb genommen (Bendlin et al. 1992, Bendlin 1993, Volkmer 1995). Die Post-Fokus-Apparatur ist in einem optischen Labor des Vakuum-Turm-Teleskops des „Observatorio del Teide“, Izana auf Teneriffa aufgebaut. 1998 wurde der bisher verwendete, durchstimmbare Universalfilter durch ein zweites FPI ersetzt (Krieg 1999, Koschinsky 2001). Abbildung 2.4 zeigt den verwendeten optischen Strahlengang im Überblick. Es gibt verschiedene Aufbauten und Nutzungsmöglichkeiten für die Apparatur, zum Beispiel unter Verzicht auf die polarimetrischen Elemente oder mit Erweiterungen zur „phase diversity“ (Koschinsky 2001); die Erweiterungen des hier verwendeten Aufbaus werden im Abschnitt 2.3.2 erläutert.

2.3.1 Hauptstrahlengang

Über einen Umlenkspiegel wird das Sonnenlicht oberhalb des Fokuspunktes aus dem Standard-Strahlengang des VTT in das optische Labor gelenkt (Abbildung 2.4); das Pupillenbild entsteht zwischen den Linsen L1 und L2. Nach einem Interferenzfilter mit einer Durchlassbreite von etwa einem Nanometer fällt das Licht auf einen Strahlenteilerwürfel. Etwa fünf Prozent des Lichtes werden als „Weißlicht“ auf der ersten CCD abgebildet (grüner Strahlengang in Abbildung 2.4), die restliche Intensität verbleibt im eigentlichen Hauptstrahlengang. Hinter dem Strahlenteilerwürfel ist um den Fokuspunkt herum das Full-Stokes-Polarimeter eingerichtet. Es besteht aus zwei achromatischen, rotierbaren Phasenplatten als Retarder (siehe nächsten Abschnitt) und zwei „gekreuzten“ Kalziten, die als polarisierender Strahlenteiler wirken, so dass das Licht in zwei parallele Teilstrahlen mit unterschiedlicher Polarisation aufgespalten wird, aus denen Stokes-I und jeweils ein weiterer Stokes-Parameter ermittelt werden können. Eine Blende verhindert die Überlagerung der Teilstrahlen.

Im parallelen Strahlengang, zwischen den Linsen L3 und L4, erscheint wieder ein Pupillenbild. Da die beiden FPI nur über eine verhältnismäßig kleine Öffnung verfügen, sind sie an dieser Stelle des Aufbaus installiert. Ihre tatsächliche Reihenfolge für die Funktion als Spektralfilter ist nicht relevant. Die technischen Daten der FPI finden sich im Anhang (8.4.1). Da die FPI neben ihrer eigentlichen Funktion auch als gute Spiegel wirken, die bei benachbartem Aufbau darüber hinaus ein drittes FPI bilden und daher wellenlängenabhängige Störeffekte hervorrufen, ist ihre Justage sehr problematisch. Das Problem kann lediglich verringert werden, etwa indem die FPI leicht schräg montiert werden, um Reflexe höherer Ordnung aus dem Strahlengang heraus zu leiten. Auch empfiehlt es sich, die Intensität von Reflexen, die noch an verschiedenen anderen Stellen im Strahlengang auftreten können, zu überprüfen und gegebenenfalls weitere Blenden zu verwenden.

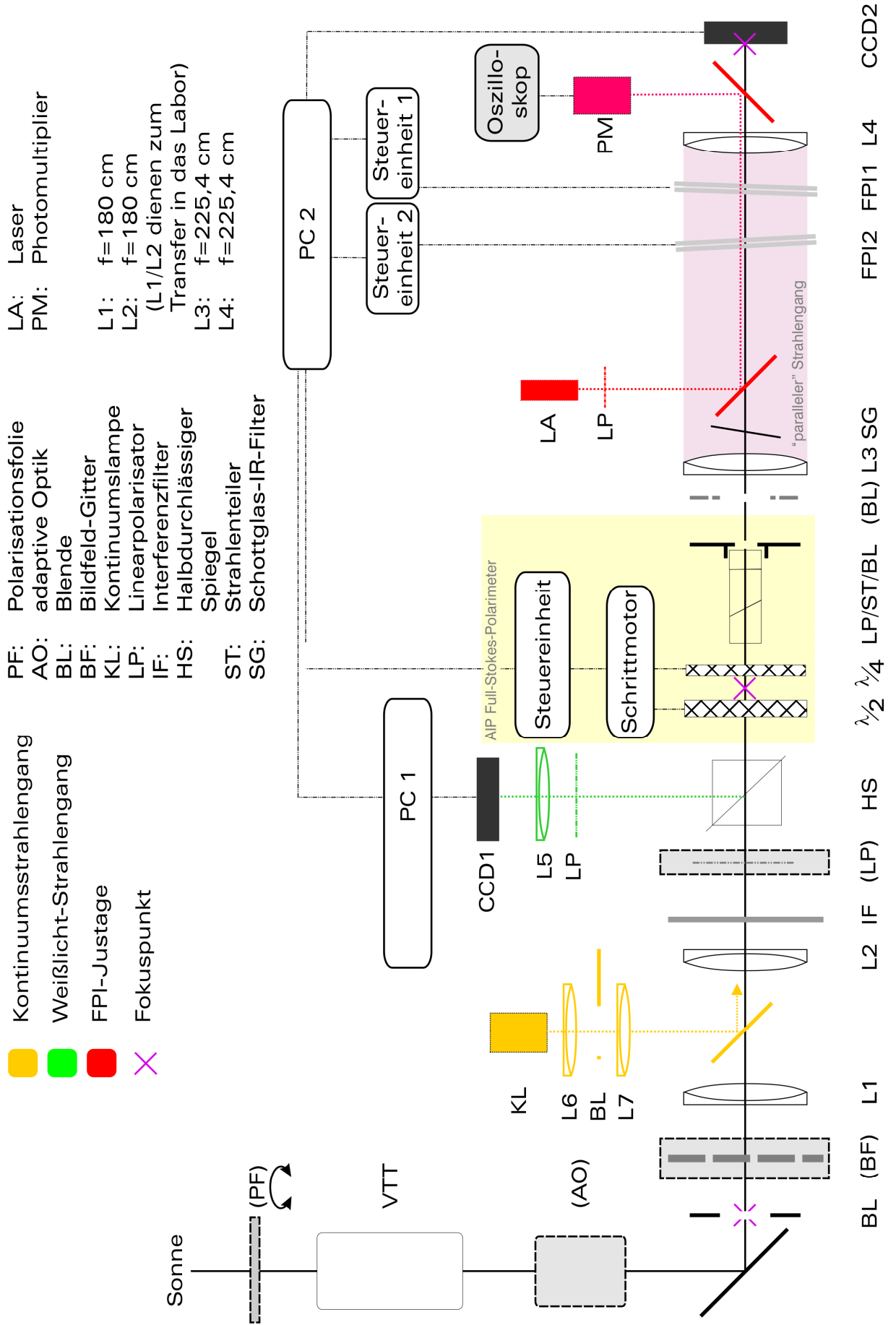


Abbildung 2.4: Aufbau des „Full-Stokes“-Spektropolarimeters als Erweiterung des Aufbaus der IAG (2000/2001)

An geeigneter Stelle befindet sich im Strahlengang noch ein schräg gestelltes Schottglas als Infrarot- und Reflexfilter. Am Ende erfolgt die Abbildung auf die CCD 2, mit der die eigentlichen Messdaten aufgenommen werden. Die verwendeten CCD liefern eine Auflösung von 384×286 Pixeln.

Das Auslesen der CCD und die Ansteuerung von Polarimeter und FPI werden von zwei handelsüblichen PCs übernommen. Der Abstand der FPI-Platten wird dazu über Piezoelemente im Nanometerbereich variiert, entweder vor der Messung zur Justierung respektive Stabilisierung oder, während einer Messung, zum Durchfahren eines Wellenlängenbereichs. Im letzten Fall erfolgt der Ablauf in zwei Schritten: Zunächst werden beide FPI so angesteuert, dass das Maximum der beiden Durchlasskurven gleichzeitig um denselben Wellenlängenbetrag verschoben wird, üblicherweise mit einer Schrittweite von ein bis drei Pikometern. CCD 2 wird dann die vorgesehene Zeit belichtet und ausgelesen. Die Daten werden aus Geschwindigkeitsgründen zunächst im PC-RAM gehalten und erst nach Durchfahren der gesamten Linie als Datei im FITS-Format auf Festplatte gespeichert.

Da der Zeitabstand wesentlich für die Auswertung vor allem von Zeitreihen ist (siehe Gleichung (1.2)), wurde im Rahmen dieser Dissertation die PC-Hardware aktualisiert. Dadurch wurden die Messzeiten etwa halbiert. Abhängig von den Optionen liegt die Mindestdauer für eine Wellenlängenmessung nunmehr zwischen weniger als 10 Sekunden (30 Messpunkte, nur Stokes-V) bis hin zu etwas über eine Minute (3 x 50 Messpunkte für Full-Stokes). Darin enthalten ist eine Speicherzeit von etwa 40 Millisekunden pro vollem CCD2-Bild, die sich an die reine Belichtungs- und Auslesezeit anschließt. Erst durch den Umbau konnte eine für physikalische Vorgänge interessante Zeitauflösung erreicht werden, etwa für Schockwellen (siehe Wunnenberg et al. 2002). Wesentlich für die Gesamtgeschwindigkeit sind dabei vor allem die Zugriffsraten des RAM und Festplatten mit hohem Datendurchsatz. Die Transferrate war entscheidend durch das ISA-Interface der CCDs eingeschränkt (siehe auch 2.4.4).

2.3.2 Full-Stokes Interferometer

Volkmer (1995) und Koschinsky (2001) beschreiben die Nutzung des Spektrometers als Polarimeter, allerdings verwenden sie es für die Beobachtung der Zirkularpolarisation. Im Rahmen dieser Arbeit werden vor den Strahlenteiler zwei achromatische Phasenplatten mit Schrittmotoren eingesetzt und der Aufbau so zu einem Full-Stokes-Polarimeter erweitert (Horn et al. 1996). Dazu werden eine $\lambda/2$ und eine $\lambda/4$ Platte über einen Schrittmotor rotiert, so dass jeweils dasjenige polarisierte Licht, das einem der drei Stokes-Parameter Q, U oder V entspricht, in linear polarisiertes Licht, nämlich Stokes-U, übersetzt wird (siehe auch Tabelle 2.2). Nach diesem Retarder fällt in den Polarisator des Polarimeters also nur der entsprechende Anteil des Lichtes. Der Strahlenteiler spaltet es dann auf folgende Weise in die parallelen Teilstrahlen $I_{(-)}$ und $I_{(+)}$ auf, die auf die linke beziehungsweise rechte Hälfte der CCD abgebildet werden:

$$I_{(-)} = I_{\text{pol}} - S; \quad I_{(+)} = I_{\text{pol}} + S \quad (2.7)$$

Dabei bezeichnet S den eingestellten Stokes-Parameter, in Realität handelt es sich nach der Drehung der Phasenplatten stets um Stokes-U.

Da die Rotation der Phasenplatten zwei bis fünf Sekunden in Anspruch nimmt, erfolgt die Messung der Parameter nacheinander und nach dem dreifachen Durchmessen des Wellenlängenbereiches dann das Abspeichern der Daten auf Festplatte. Es wird dabei vorausgesetzt, dass während der etwa 60 Sekunden für die Messung des gesamten Vektors keine wesentlichen Änderungen am beobachteten Objekt stattfinden (siehe 4.4).

In 1.4 ist definiert, dass der Stokes-V-Parameter die Intensität der Zirkularpolarisation und damit das longitudinale Magnetfeld beschreibt. Diese Polarisation ist naturgemäß am stärksten, am wenigsten gestört und für die Beschreibung der aktiven Regionen oft ausreichend.

Die Messung des Anteils der Linearpolarisation, also des transversalen Magnetfeldes, trägt einen etwa zehnmal höheren Fehler. Auch um den Messpunkte-Abstand von Zeitserien zu reduzieren, kann es sinnvoll sein, sich auf die Messung von Stokes-V zu beschränken. Zu diesem Zweck ist es möglich, den Retarder in der Stokes-V-Position zu belassen. Für diese Einstellung ist eigentlich nur eine Phasenplatte notwendig. Der Intensitätsverlust und leichte Abbildungsfehler durch die zweite Platte werden in Kauf genommen für die Option, auch den vollen Stokes-Vektor messen zu können.

2.3.3 Nebenstrahlengänge und Justierelemente

Die Verwendung von FPI ermöglicht zwar nachträgliche Korrekturen, bedingt aber zugleich eine Reihe von anderen. Der Messaufbau enthält daher vier Nebenstrahlgänge zur Aufnahme zusätzlicher Daten und Justage sowie noch einige optionale Elemente.

Durch einen Interferenz-Vorfilter wird ausgeschlossen, dass die Ordnungen des Doppel-FPI sich überschneiden. Beim Durchmessen der Wellenlänge wird die Durchlasskurve dieses Filters (grau in Abbildung 2.3) aber den Messungen überlagert und muss daher nachträglich herausgerechnet werden. Um sie unter den Bedingungen des optischen Aufbaus ausmessen zu können, kann statt der Sonne als Quelle durch einen Umlenkspiegel eine in räumlicher Intensität und in Wellenlängeigenschaften annähernd gleichmäßige, defokussierte Kontinuumslampe genutzt werden. Sie ist durch einen handelsüblichen Diafilm-Projektor realisiert (gelber Strahlengang in Abbildung 2.4).

Der bereits erwähnte Weißlicht-Strahlengang dient der Aufzeichnung eines mit Ausnahme des Interferenzfilters unveränderten Rohsignals zur nachträglichen zweidimensionalen Korrektur der Daten. Die Intensität für CCD1 kann gegebenenfalls durch ein vorangestelltes Filter verringert werden.

Zur Justage der FPI, wie im nächsten Abschnitt beschrieben, dient ein einfacher Helium-Neon-Laser, dessen Licht durch einen eingeschwenkten Spiegel auf einen Photomultiplier gelenkt werden kann. Ein Oszilloskop ermöglicht es, die Wirkung von Veränderungen an den FPI auf die Intensitätsspitze des Lasersignals unmittelbar abzulesen. Ein Polarisationsfilter dient zur Dämpfung der Intensität des Signals.

Auch während der Messungen kann dieses Signal über einen etwas veränderten Strahlengang ausgelesen und zusammen mit den Messdaten gespeichert werden. Man kann dadurch eine Abschätzung über das Absinken der effektiven Finesse des unstabilisierten FPI 2 im Verlauf der Messungen gewinnen, da die wellenlängenabhängige Intensität mit der Zeit zu einer flacheren, breiteren Kurve führt. Das Licht des Lasers führt zu keiner wesentlichen Störung des eigentlichen Messsignals.

Nur der Justierung im Vorfeld der Messungen dienen auch einige weitere Elemente, deren Bezeichnung in Abbildung 2.4 in Klammern gesetzt ist. Zunächst kann man vor den Primärspiegel des Vakuum-Turm-Teleskops Polarisationsfolien anbringen, um die Müller-Matrix des Spiegelteleskops auszumessen. Dazu können die Folien in ihrer Aufhängung rotiert werden. Während der Messungen im Jahr 2000 war zu Testzwecken eine adaptive Optik des National Solar Observatory (NSO) in den Lichtweg des Teleskops eingebaut. Für das VTT wurde mittlerweile ein entsprechendes Korrektursystem unter dem Namen „KAOS“ („Kiepenheuer Institute Adaptive Optics System“, von der Lühe et al. 2003) entwickelt.

Zum Vergleich der Abbildung von CCD1 und CCD2 sowie der beiden Teilstrahlengänge, die vom Polarimeter gebildet werden, kann am ersten Fokuspunkt eine Glasplatte mit eingepprägtem Gittermuster aufgestellt werden. Dadurch wird das eigentliche Bild von einem feinen, quadratischen Gitter überlagert. Wird schließlich zur Justage polarisiertes Licht benötigt, so wird dazu ein Linearpolarisator in den Strahlengang eingefügt.

2.4 Messablauf

2.4.1 Einbau des Full-Stokes-Polarimeters

Da polarimetrische Elemente gewöhnlich von ihren idealen Eigenschaften aus Tabelle 1.1 abweichen, ist die Justage insbesondere in Kombination mit zwei Teilstrahlen immer ein Näherungsprozess. Die schließlich ausgewählten Zustände sind die, die dem idealen Ergebnis möglichst nahe kommen und von den theoretisch richtigen Einstellungen nicht zu stark abweichen. Durch die mehrfache Symmetrie der polarimetrischen Elemente gibt es eine Reihe von Möglichkeiten, die besten Winkel der beiden Phasenplatten für die Messung der drei Stokes-Parameter zu finden, die angegebene Vorgehensweise ist also nur ein Beispiel. Es ist immer sinnvoll, die Einstellungen noch einmal auf andere Weise zu überprüfen und gegebenenfalls nachzujustieren.

Die Rotation der Phasenplatten erfolgt über eine Isel-Steuereinheit, an die zwei Schrittmotoren angeschlossen sind, die das Anfahren fester Positionen und die Drehung in Milligrad erlauben. Die Befehle an die Motoren werden interaktiv aus dem PC-Steuerprogramm des Controllers heraus erteilt, zum Beispiel über den für die Justierung nicht benötigten PC 1.

Stokes-Parameter	$\lambda/2$ (gegen Senkrechte)	$\lambda/4$ (gegen Senkrechte)
Q	22,5°	45°
U	45°	45°
V	45°	0°

Tabelle 2.2: Ideale Winkel der Phasenplatten

Zur Einrichtung des Full-Stokes-Polarimeters wird zunächst der Strahlenteiler so montiert, dass das Bild möglichst parallel und gleichförmig auf CCD 2 abgebildet wird. Die weitere Kalibrierung des Full-Stokes-Polarimeters erfolgt unter linear polarisiertem Licht, über den zusätzlichen Linearpolarisator mit senkrechtem Durchlass. Der Stokes-U-Parameter erfasst die linear senkrechte Intensität, entspricht also ohne die beiden Phasenplatten einfach der Kalibrierung des Strahlenteilers auf gleiche durchschnittliche Intensität in beiden Teilbildern.

Wird die $\lambda/4$ -Phasenplatte mit der ausgezeichneten Vorzugsrichtung, der so genannten schnellen Achse, senkrecht orientiert in den Strahlengang eingefügt, so bewirkt sie die Umwandlung des zirkular polarisierten Lichtes in senkrecht lineare Polarisation (vergleiche Tabelle 1.1). Im Justage-Aufbau, mit ausschließlich linear polarisiertem Licht, muss daher die Intensität beider Teilbilder gleich gering sein. Diese Einstellung entspricht der Messung des Stokes-V-Parameters.

Für die Messung von Linearpolarisation (Stokes-Q und -U) wird die $\lambda/4$ -Phasenplatte um 45° gedreht und so unwirksam gemacht. Zur Messung von Stokes-Q wird die zweite Phasenplatte, $\lambda/2$, unter einem Winkel von 45° justiert, bis gleiche Intensität auf den Teilbildern auftritt. Die so gemessene Drehung entspricht der unwirksamen $\lambda/2$ -Platte. Die Messung der Intensität von paralleler Linearpolarisation, also Stokes-Q, ist dann durch eine Drehung um 22,5° möglich. In Tabelle 2.2 sind die idealen Winkel noch einmal zusammengestellt.

Die Schrittmotorpositionen für die ermittelten tatsächlichen Drehwinkel werden abschließend in einem Programm fixiert, das an den Controller übertragen und von diesem automatisch ausgeführt wird. Dazu kommuniziert die Steuereinheit mit dem Mess-PC 2. Während der Messungen sendet der PC 2 nach jedem Durchfahren einer Linie ein Signal an den Controller aus, und die Phasenplattenpositionen für den nächsten Stokes-Parameter werden angefahren. Die nächste Messung beginnt mit der Bestätigung der erfolgreich abgeschlossenen Ausführung.

2.4.2 Justage vor dem Messvorgang

Da die finanziellen Mittel keine andere Lösung zuließen, ist der Aufbau mit zwei verschiedenen FPI realisiert (technische Daten siehe Anhang, 8.4.1). Bei dem einen handelt es sich um ein stabilisiertes FPI, bei dem der Controller sicherstellt, dass die optimale Parallelität der Platten stets gewährleistet ist. Dies ist bei dem älteren FPI nicht der Fall, weswegen dessen Finesse mit der Zeit sinkt, durch leichte Erschütterungen, Temperaturschwankungen oder Ähnliches. Sowohl die Justierung dieses unstabilisierten FPI als auch die Auswahl der Linie und Abgleichung der Durchlasskurven der beiden FPI aufeinander geschieht über den Photomultiplier-Strahlengang (rot in Abbildung 2.4). Für die Justierung der Finesse wird der FPI-Abstand ähnlich wie bei der Messung zyklisch geändert und das Ergebnis, Intensität über Zeit beziehungsweise Wellenlänge, auf einem Oszilloskop abgebildet. Das monochromatische Laserlicht ergibt im Idealfall ein sehr schmales, spitzes Signal, das aber von der Airy-Funktion zu einer breiteren Kurve abgeflacht wird. Durch Nachregeln der Spannung der drei Piezo-Kristalle, die den Abstand der beiden Platten bestimmen, kann die Parallelität verbessert werden. Es ist sinnvoll, die Finesse während der Messungen etwa stündlich nachzuregulieren, sofern die Möglichkeit dazu besteht.

Wird statt des Laserlichtes Licht von der beobachteten solaren Region auf den Photomultiplier gelenkt, so entsteht ein Abbild im Spektralbereich der durchgelassenen Wellenlänge. Die Identifikation der gewünschten Absorptionslinie erfolgt durch Vergleich mit einem Spektralatlas und visueller Abschätzung des Oszilloskopsignals mit der ungefähren Tiefe der Absorptionskurven zueinander und ihres relativen Abstandes. Dazu kann der Wellenlängenbereich mit einem Regler durchfahren werden. Ebenso kann man die vom breitbandigen FPI 1 durchgelassene Wellenlänge regeln, so dass die Spitze der Airy-Funktion auf der gewünschten Wellenlänge liegt und maximale Durchlässigkeit bietet.

Für die Messung des Dunkelstroms der beiden CCD wird hinter dem ersten Umlenkspiegel eine Blende in den Strahlengang gelegt. Die räumliche Struktur von Verschmutzungen, Interferenzen und anderen optischen Fehlern („Flatfielding“) wird mit Licht vom defokussierten, auf die Sonnenmitte gerichteten Teleskop gemessen. Idealerweise sollte die Messung des „Flat“ mehrfach im Messzeitraum und für alle verwendeten FPI-Schrittweiten wiederholt werden, die Dunkelstrom-Messung muss für alle verwendeten Integrationszeiten vorliegen, da sie auch vom Restlicht im Labor abhängig ist. Weiterhin sollte zwischen Messung und Flatfield-Scan keine grundlegende Justierung der Durchlass-Wellenlänge der beiden FPIs stattfinden, da sich sonst die Abhängigkeiten der beiden Durchlasskurven beim Durchfahren der Linie verändern können, was die Korrekturmöglichkeiten einschränkt.

Der Strahlengang zur Ausmessung des Kontinuums, also real der Kurve des Interferenzfilters, wurde bereits vorgestellt. Durch die geringe Intensität der verwendeten Lichtquelle muss die Integrationszeit bei der Belichtung gegenüber den Messungen etwa verzehnfacht werden, um ein verwertbares Signal zu erreichen. Daher ist für die Belichtungszeit des Kontinuumsbildes noch einmal eine eigene Dunkelstrommessung von CCD 2 notwendig.

Die Messung der Müller-Matrix des Vakuum-Turm-Teleskops ist aufwendig, wie in 2.3.3 beschrieben, und nimmt einige Stunden in Anspruch, wird in der Regel also nur einmal pro Beobachtungsaufenthalt durchgeführt. Dazu wird jeweils die linear oder zirkular filternde Polarisationsfolie in Winkelabständen von $22,5^\circ$ (linear) bzw. 45° (zirkular) am Primärspiegel manuell rotiert und die durchgelassene Intensität im Wellenlängenbereich gemessen. Die Müller-Matrix ist abhängig von verwendeten optischen Elementen und vom Teleskop, ändert sich also zum Beispiel auch bei Neubeschichtung der Teleskopspiegel oder Reinigung des Eintrittsfensters. Sie ist auch variabel mit der Position der Spiegel zueinander, also mit Tag und Uhrzeit. Das gemessene Resultat stellt aber eine Näherung zur Korrektur der jeweiligen Messungen dar (siehe 3.3, 8.4.2).

2.4.3 Messung

Nach der Justage der Finesse und dem Einregeln der gewünschten Wellenlänge erfolgt die eigentliche Messung über ein PC-Programm, das die Ansteuerung von FPI und Phasenplatten und das Auslesen der beiden CCD übernimmt, wobei die Weißlicht-CCD aus technischen Gründen über einen separaten PC ausgelesen wird. Variiert werden können die Koordinaten des Bildausschnittes (falls nicht maximal), die FPI-Schrittweite (als Vielfaches eines Minimalabstandes, der von der Plattendistanz d abhängt), Belichtungszeit, Zahl der Bilder eines Scans und Zahl der Scans einer Serie. Außerdem besteht wie beschrieben die Wahl zwischen einer Full-Stokes-Messung und einer Beschränkung auf Stokes-V. Dabei wird der Begriff „Bild“ verstanden als ein zweidimensionales Intensitätsbild von (bei CCD 2) einem beschränkten Wellenlängenabschnitt, ein „Scan“ beschreibt das Durchfahren einer Wellenlänge und ist zusammengesetzt aus 30 bis 150 „Bildern“, also eine abgeschlossene zweidimensionale Messung, und eine Serie bezeichnet eine Zeitserie von einer beliebigen Zahl von aufeinander folgenden „Scans“.

Während eines Scans stellt das Messprogramm mit den FPI-Steuereinheiten im Prinzip sicher, dass die Durchlass-Wellenlänge beider FPI zugleich um die gewählte Schrittweite geändert wird. Dennoch verändert sich die Wellenlänge des FPI 2 durch die fehlende Stabilisierung während einer Zeitreihe oft um einige Dutzend Pikometer. Dies wird zum Teil vom Messprogramm anhand der Verschiebung des Linienminimums kompensiert, dennoch folgt daraus, dass zwischen den Scans einer Serie relative Wellenlängenveränderung nur annähernd bestimmt werden können, etwa durch möglichst genaue Eichung über die durchschnittliche Intensitätskurve der Gebiete der ruhigen Sonne. Identische Wellenlängenpositionen können mit dem vorhandenen Aufbau nicht angesteuert werden.

Zum Abschluss des Messtages werden die etwa 10-20 Gigabyte Rohdaten auf ein geeignetes Transportmedium (in der Regel Magnetbänder) übertragen.

2.4.4 Optische und apparative Fehlerquellen, Ausblick

Es liegt in der Natur der Grundlagenforschung, dass sich die meisten verwendeten Geräte im Zustand ständiger Veränderung und Entwicklung befinden und daher die Nutzung mit vielen Hindernissen versehen ist. Die Spektroskopie mit FPI ist zudem besonders aufwendig. An dieser Stelle soll kurz auf die instrumentellen Probleme und Fehlerquellen des Aufbaus eingegangen werden.

Vom Aspekt der polarimetrischen Eigenschaften her sind Spiegelteleskope eigentlich ungeeignet für die vorgestellten Messungen, das gilt ebenfalls für die Erweiterung um eine adaptive Optik. Auf der anderen Seite haben sie viele Vorteile. Die gemessene Teleskop-Müller-Matrix ist, wie erwähnt, nur eine Näherung. Zusätzlich kann man numerische Korrekturen (zum Beispiel „second flatfielding“, siehe 3.3) verwenden. Zur vollständigen Korrektur des Teleskopeinflusses auf die Messwerte kann auch ein Modell dienen, das die Zeitabhängigkeit berücksichtigt. Für andere Post-Fokus-Apparaturen des Teleskops ist das in Beck et al. (2005) vorgestellt, eine Anpassung auf den verwendeten Strahlengang muss integriert werden.

Unter 2.3.1 wurde die Problematik der zwei FPI als Spiegel im Strahlengang angesprochen. Zusammen mit dem halbdurchlässigen Spiegel und dem Interferenzfilter kommt es zu vielen Reflexen, Überlagerungen und Mehrfachabbildungen. Konsequenzen können zum Beispiel eine Intensitätsveränderung auch an der (Weißlicht-) CCD 1 sein, an CCD 2 wellenlängenabhängige Interferenzen, Falschlicht oder dem eigentlichen Bild versetzt überlagerte höhere Ordnungen. Problematisch ist vor allem, dass die Fehler während der Justage nur sehr schwer zu entdecken sind und erst in der Auswertung offensichtlich werden. Dort sind sie aber nur teilweise korrigierbar.

Umständlich aus Sicht des Beobachters war die Verwendung zweier unterschiedlicher FPI, von denen nur eines stabilisiert ist. Die notwendige Justage kann unter ungünstigen Umständen viel Zeit in Anspruch nehmen oder fehlerhaft sein, kleine Änderungen können plötzlich einen großen Wellenlängenversatz, oder den Verlust der beobachteten Linie zur Folge haben. Bei der Full-Stokes-Messung wäre mittlerweile ein stets gleicher Abstand zwischen den Messungen der einzelnen Parameter sinnvoll, gegebenenfalls mit Wartezeit. Ursprünglich war der Zeitaufwand für Datenspeicherung maßgeblich, der aber nach Verbesserung der Hardware stark abgenommen hat. Bei äquidistanter Ausmessung der Parameter können alle jeweils gemessenen Stokes-I-Anteile für die Wavelet-Analyse von Geschwindigkeitsoszillationen verwendet werden. Der Programmablauf auf einem „Single-Task“-Betriebssystem hat sich nicht als nachteilig erwiesen, das System ist stabil und relativ unanfällig für Fehler; allerdings kann hier softwaretechnische Weiterentwicklung den Wechsel notwendig machen.

In der letzten Weiterentwicklung der Hardware sind diese und weitere Verbesserungen bereits erfolgt, so zum Beispiel der Umbau auf zwei stabilisierte FPIs und empfindlichere CCDs (Puschmann et al. 2006) Das verbesserte Instrument wird so auch am GREGOR-Teleskop zur Verfügung stehen, zu weiterer Diskussion siehe Abschnitt 4.6.

Kapitel 3: Numerische Datenanalyse

3.1 Einleitung und Übersicht

Die bei der wissenschaftlichen Arbeit anfallenden Datenmengen nehmen stetig zu, gleichzeitig steigt die Kapazität der allgemein verfügbaren Computer noch immer erheblich. Daher haben sich auch die Möglichkeiten verbessert, durch intensive numerische Auswertung Zusammenhänge herauszuarbeiten, deren Analyse vorher an der mangelnden Rechenkapazität scheitern musste. Auch umfangreiche Korrekturen von Rohdaten, die durch komplizierte Messaufbauten notwendig werden, lassen sich noch überschaubar realisieren. Die dazu notwendigen Programmpakete werden aber immer umfangreicher und sprengen oft selbst den Rahmen dessen, was in einer Dissertation noch detailliert beschreibbar wäre.

Weiterhin zeigt sich das immer stärkere Zusammenwachsen von Theorie und Beobachtung im Analyse-Prozess. Natürlich fließen auch in dieser Arbeit an vielen Stellen sinnvolle Annahmen über die physikalischen Verhältnisse des Beobachtungsobjektes ein, so zum Beispiel bei der Trennung von ruhiger Sonne und aktiven Regionen (siehe 3.2.5). Darüber hinaus wird bei der Analyse der fehlerkorrigierten Daten auf Modellrechnungen der verwendeten Linien zurückgegriffen. Diese Modelle sowie die numerischen Verfahren, die den Vergleich mit den Messdaten erst ermöglichen, sind ihrerseits das Ergebnis langjähriger theoretischer Arbeit.

Mit diesen Überlegungen wird klar, dass an die Programmiertechnik besondere Anforderungen zu setzen sind, wenn das Ergebnis für wissenschaftliche Arbeit verwendet werden soll. Bei umfangreichen Programmen mit zahlreichen wählbaren Parametern ist es oft schwer, Rechnungen im Nachhinein nachzuvollziehen und gegebenenfalls ihre Stichhaltigkeit zu beweisen. Dies ist aber unabdingbare Voraussetzung für wissenschaftliche Vorgehensweise, da die Richtigkeit der Annahmen und Ergebnisse nur beurteilt werden kann, wenn sie in jedem notwendigen Detail belegt und diskutiert werden können, auch wenn Software-Entwicklung meist eine Nebenrolle in der wissenschaftlichen Diskussion hat.

Bei der Erstellung der Software wurde diese Problematik in jedem Aspekt der Programmierung berücksichtigt. Da so versucht wurde, grundlegende Prinzipien für wissenschaftliche Software abzuleiten und zu erfüllen, soll der Ansatz hier kurz dargestellt werden. Das Kernelement der Auswertung ist ein gemischter Datensatz (in IDL eine „structure“), in der neben den eigentlichen Messdaten alle wichtige Zwischenergebnisse mitgeführt werden, die später weiterverwendet werden, und somit jedem Programm ständig zur Verfügung stehen. In der „structure“ werden auch alle weiteren Informationen über den Datensatz gesammelt, vor allem alle Parameter der Reduktionsprogramme und die jeweilige Version, mit der die Reduktion durchgeführt wurde (siehe Abbildung 3.1; eine vollständige, automatische Versionsverwaltung ist erstrebenswert, erfolgte aber hier noch nicht). Zur Vereinfachung werden die insgesamt etwa fünfhundert Eingabeparameter aller Berechnungen in einer einzigen, separaten Initialisierungsdatei geführt. Auf interaktive Eingaben wird bis auf Einzelfälle verzichtet, außerhalb der vorgegebenen Parameter haben die Module keine Freiheit. Die Auswertung ist also reproduzierbar, auch wird sichergestellt, dass innerhalb einer Zeitreihe alle einzelnen Scans so weit wie möglich denselben Rechenprozess durchlaufen und numerische Artefakte vermieden werden. Reproduzierbarkeit und Weitergabe der Daten werden dadurch erleichtert, dass aus der „structure“ der komplette bisherige Auswertungsvorgang ersichtlich wird.

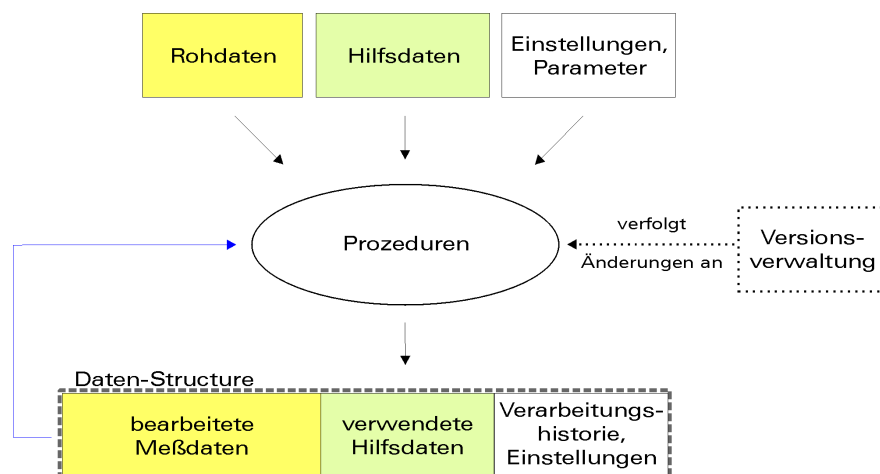


Abbildung 3.1: Prinzipschema der zur Reproduzierbarkeit verwendeten Datenstruktur.

Im Folgenden wird der Ablauf des Programmpaketes nur in Übersicht erläutert. Die ausführlicheren Handbücher sowie der Quelltext finden sich unter über die URL in 8.3. Das Programm ist fast ausschließlich in der Programmiersprache „IDL“ („interactive data language“) geschrieben, nur die Übergabe der Daten an die externen Auswerterroutinen erfolgt in C++ (neuronale Netze, Abschnitt 1.5.3) beziehungsweise optional über eine Batchdatei (SIR, Abschnitt 1.5.2). Der Gesamtumfang des für diese Dissertation geschriebenen Programmcodes beträgt ca. 40.000 Zeilen zuzüglich etwa dreihundert Seiten Dokumentation. Die etwa dreihundert relevanten Eingabeparameter, die die Details des Programmablaufs steuern, werden über eine separate Initialisierungsdatei definiert. Die im folgendem beschriebenen Routinen sind auf der Basis der Literatur im Rahmen dieser Dissertation entstanden oder wurden aus einem bestehenden Paket erheblich weiterentwickelt. Wichtige Routinen anderer Autoren, auf die zurückgegriffen wurde, finden sich ebenfalls in 8.3. Ausführlichere Angaben zu Notwendigkeit und Hintergrund verschiedener Details der numerischen Bearbeitung finden sich auch in Krieg 1999, Koschinsky 2001, Ritter 2001 und Janssen 2003, wobei aber ein abweichender Messaufbau und vor allem unabhängig entwickelte Software verwendet wurde. Abbildung 3.2 und Abbildung 3.3 zeigen einen vereinfachten Überblick des prozeduralen Programmablaufs sowie die wesentlichen Datensätze, Parameter und die Abfolge zur Errechnung der Ergebnisse.

3.2 Rohdaten- und Weißlichtbearbeitung

3.2.1 Rohdatenbearbeitung

In diesem Schritt erfolgen die üblichen Korrekturen für CCD-Daten: Dunkelstromabzug und Flatfield-Korrektur. Das Flatfield wird durch Defokussierung erzeugt. Während für die Korrektur der Weißlicht-CCD1 ein gemittelt Flatfield ausreicht, ist es für die FPI-Daten von CCD2 wellenlängenabhängig. Da einige der durch das Flatfield korrigierbaren Störungen, zum Beispiel „Fringes“ und Interferenzen des Vorfilters, sich ebenfalls beim Durchscannen der Linie verändern, ist es sinnvoll, bei der Korrektur der Filterdaten das zur jeweiligen Wellenlänge des Bildes gehörige Flat zu nutzen. Der Abgleich erfolgt anhand des Minimums der Absorptionslinie, das für die Wellenlängenposition korrekte Flatfield wird dann durch lineare Interpolation erzeugt. Beim Kontinuumsscan wird zunächst nur der spezifisch ermittelte Dunkelstrom abgezogen.

Da die Aufzeichnung des Flats von der Sonnenmitte erfolgt, also einer anderen Position auf der Sonnenoberfläche mit veränderter Rotationsverschiebung, sowie zu einer ande-

ren Uhrzeit mit geänderten atmosphärischen Bedingungen, korrigiert das auf diese Weise gewonnene Flatfield in der Regel nicht ganz korrekt. Über eine interaktive Routine kann daher für beide CCDs ein multiplikativer Faktor ermittelt werden, so dass die Daten nach der Korrektur über das ganze Bildfeld gradientenfrei sind. Dieser Faktor wird dann für alle Scans einer Serie konstant gehalten, um künstliche Helligkeitsschwankungen zu vermeiden.

3.2.2 Kontinuumsstrahlengang

Der Kontinuumsstrahlengang wird mithilfe einer künstlichen Lichtquelle relativ geringer Intensität gewonnen (vergleiche 2.3.3). Durch die langen Integrationszeiten weist der Kontinuumsscan auch nach Korrektur mit dem durch Durchschnittsbildung gewonnenen Flatfield oft deutliche Störungen auf. Für die spätere Korrektur werden daher zwei bereinigte, künstliche Kontinuumssdatensätze erzeugt, bei denen entweder die einzelnen Bilder des Scans durch eine zweidimensionale Polynomannäherung von optischen Störungen befreit werden, oder aber ein starkes „smoothing“ in Wellenlängenrichtung erfolgt. Diese künstlichen Kontinuumsscans geben die Durchlasskurve von Interferenzfilter und FPIs wieder. Sie erlauben ein späteres Herauskorrigieren um das tatsächliche Kontinuum wiederherzustellen, ohne die Datenqualität zu verringern.

3.2.3 Bildfeldgitter

Aus dem Vergleich der Aufnahmen der Bildfeldgitter an CCD1 und CCD2 lassen sich der Abbildungsfaktor der beiden CCDs untereinander und die Koordinaten des größten gemeinsamen Teilbildes der CCDs bzw. zwischen linker und rechter Seite des geteilten Strahlengangs auf CCD2 errechnen. Mithilfe der Entzerrungs-Routinen (vergleiche 3.2.5) wird eine statische Verzerrungsmatrix der Teilbilder untereinander ermittelt, die eventuelle Fehler durch leicht unterschiedliche Bildrotation und Abbildungsunterschiede korrigiert.

3.2.4 FPI Wellenlängenabhängigkeit

Der im zweiten Kapitel beschriebene optische Aufbau bedingt, dass die vom FPI maximal durchgelassene Wellenlänge abhängt vom Abstand jedes Teilstrahls zur optischen Achse beim Durchgang durch das FPI. Der Grad dieser „Lambda-Abhängigkeit“ kann anhand des Flatfield-Scans errechnet werden, da dort – im Idealfall – keine anderen Effekte zu einer Wellenlängenverschiebung führen. Die Abweichung wird durch relative Position des Absorptionslinienminimums zum Durchschnitt bestimmt; um diesen Betrag müssen die Filterdaten in Wellenlängenrichtung verschoben werden. Eventuelle andere Effekte, die eine Linienkernverschiebung hervorrufen, etwa das Kippen eines FPIs, werden so zum Teil ebenfalls erfasst. Zur Vermeidung von Artefakten, zum Beispiel durch kleine Ungenauigkeiten in der Justage oder Fehler in den optischen Elementen, kann auf „smoothing“ oder Polynom-Interpolation zurückgegriffen werden.

Aus der so errechneten Verschiebung lässt sich mit Gleichung (2.1) auch der Einfallswinkel des Lichts beim Durchgang durch das FPI als Parameter für die Airy-Funktion errechnen:

$$\cos \theta = \frac{\lambda}{\lambda_0} \quad (2.1b)$$

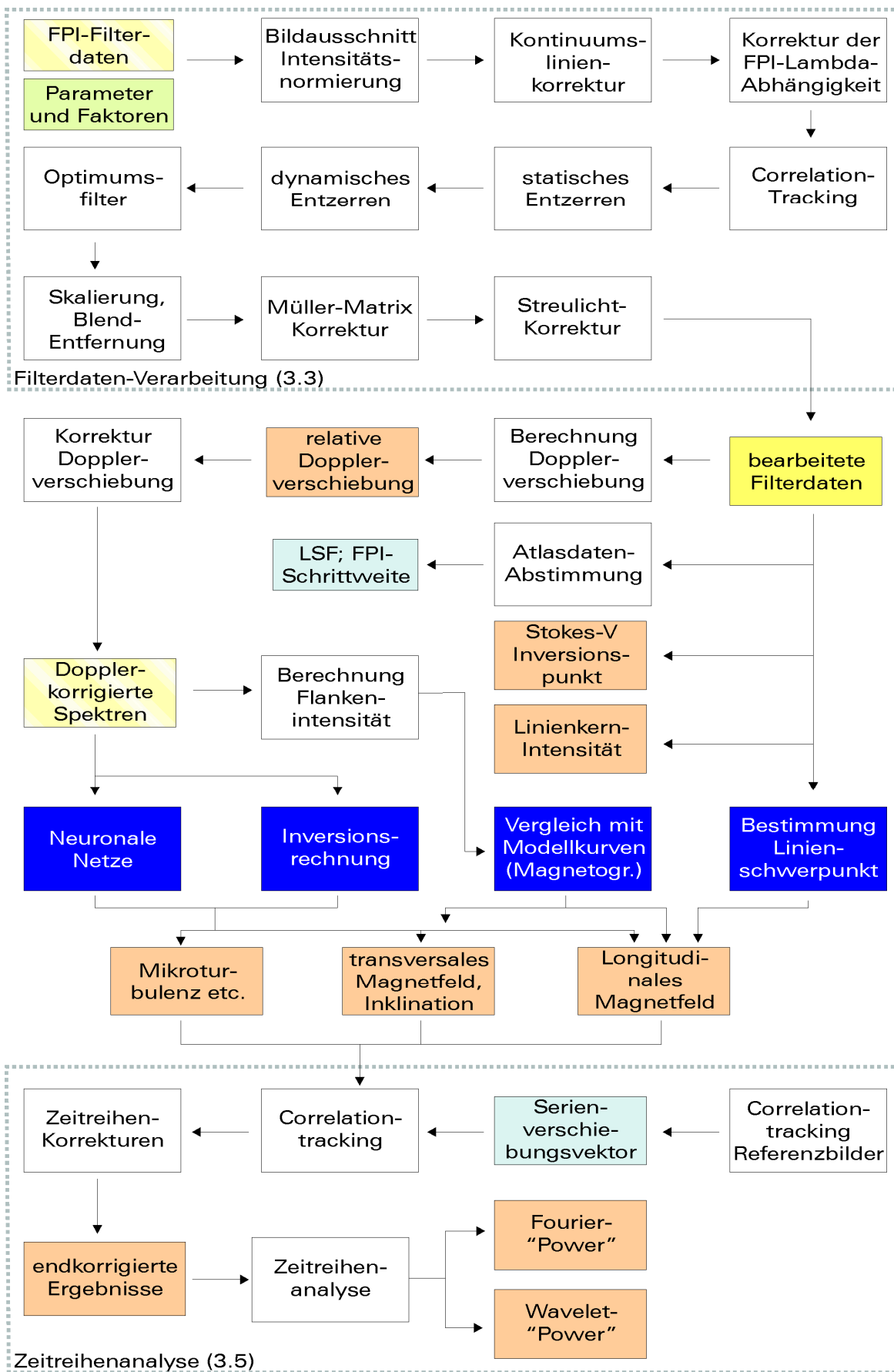


Abbildung 3.3: Filterdatenverarbeitung, Geschwindigkeits- und Magnetfeldberechnung, Zeitreihenanalyse

3.2.5 Weißlichtbearbeitung

Die unter 2.3.1 beschriebene getrennte Erfassung von Weißlichtdaten wird nun verwendet, um von physikalischen Effekten unabhängige Bildkorrekturparameter zu errechnen. Zunächst wird ein möglichst gering gestörtes Bild als Referenzbild bestimmt. Dies geschieht durch einen Algorithmus, der die Höhe der Standardabweichung der Intensitätswerte aller Pixel der ruhigen Sonne jedes Einzelbildes und den Konturverlust bei starker Glättung („smoothing“) heranzieht. Zusätzlich werden Bilder mit geringer Auslenkung vom Durchschnitt höher bewertet, um den Bildausschnitt innerhalb eines Scans und vor allem innerhalb einer längeren Zeitserie möglichst konstant zu halten. Die Unterscheidung zwischen ruhiger Sonne, Penumbra und aktiven Regionen erfolgt an Hand des Histogramms der Helligkeitsverteilung, in dem die aktiven Regionen als linearer Anteil erscheinen, die anderen Regionen als Gauß-Verteilung (Abbildung 3.4)

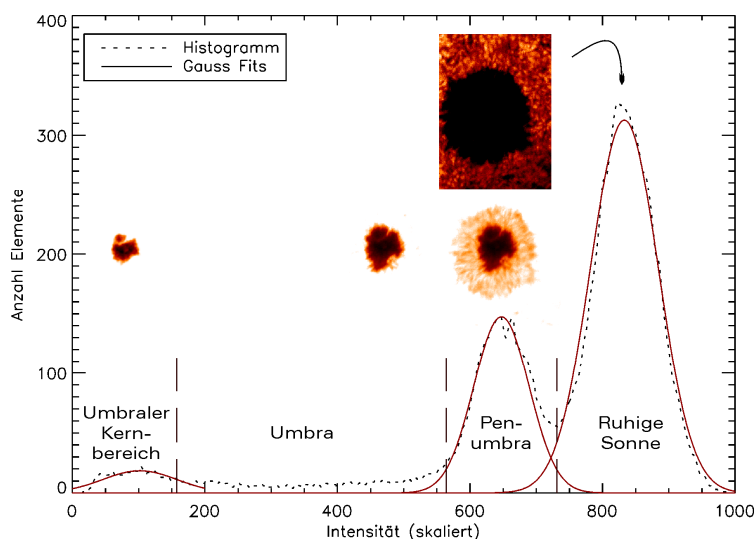


Abbildung 3.4: Histogramm der Helligkeitsverteilung eines Weißlichtbildes und Unterteilung in verschiedene Regionen. Die senkrechten Striche markieren den für die Unterteilung genutzten 2σ -Bereich der angepassten Gaußkurven

Die Resultate dieser Kontrastbestimmung können als Maßgabe über die allgemeine Seeing-Bedingungen während der Beobachtung dienen. Die Weißlicht-Referenzbilder aller Scans der Serie dienen später erneut zur Korrektur der Bildbewegungen der Scans untereinander (siehe 3.5).

Da das Bild auf CCD1 und CCD2 in der Regel leicht unterschiedlich abgebildet wird, werden die Daten entsprechend dem aus 3.2.3 bestimmten Faktor bilinear auf die Größe der Filterbilder interpoliert. Dieser Schritt ist hinnehmbar, da die Weißlicht-Daten nur zur Errechnung von Korrekturfaktoren dienen und selber nicht zu Resultaten herangezogen werden. Relativ zum Referenzbild wird dann die Verschiebung der Einzelbilder bestimmt („Correlation-Tracking“) und, auf ganze Bildpixel gerundet, korrigiert. Der Bildausschnitt muss nach dieser Maßnahme je nach Messbedingungen (hier vor allem Windstärke) um einige Pixel verringert werden. Die Durchschnittsintensität der Bilder ist stets leichten Schwankungen unterworfen; da es sich um Weißlichtaufnahmen handelt, können physikalische Faktoren aber nicht die Ursache sein. Die relative Höhe der Schwankungen wird daher aus den Weißlicht- und später aus den Filterdaten herauskorrigiert.

Die Bilder werden nun über die aus den Bildfeldgittern errechnete statische Verzerrung auf das linke FPI-Teilbild abgebildet. Meist entspricht das einer Drehung um 1 bis 3 Grad, je nach Qualität der Justage. Schließlich werden die nicht-linearen, seeing-bedingten Abweichungen der Einzelbilder zum Referenzbild über einen Entzerrungs-Algorithmus („destretching“, siehe 8.3, R4) errechnet. Dazu wird über das Bild ein Netz von Quadraten gelegt und die notwendige Verschiebung bestimmt, um einen besseren Abgleich der Teilquadrate mit dem Referenzbild zu erreichen. Dieses Netz von „Entzerrungs-Kernen“ wird dann iterativ verkleinert. Verzerrungen innerhalb eines Bildes treten als Folge von Aufheizung und Konvektion in der Erdatmosphäre auf. Sie zu korrigieren ist in der zweidimensionalen Spektroskopie unbedingt notwendig: Da diese Störungen sich innerhalb weniger Se-

kunden ändern können, der komplette Scan durch die Serie aber etwa zwanzig Sekunden dauert, würden ohne Korrektur Spektrenabschnitte in benachbarte Pixel hineingestreut, was insbesondere bei Feinstrukturen zu großen Fehlern führen würde.

Die vollständig auf das Referenzbild korrigierten Weißlichtdaten dienen keinem weiteren wissenschaftlichen Zweck, sie können aber herangezogen werden, um zeitliche Veränderungen der beobachteten Strukturen zu veranschaulichen.

3.3 Bearbeitung der Filterdaten

Die berechneten Korrekturdaten und -parameter fließen nun in die Korrektur der Filterdaten ein. Dazu werden zunächst die linken und rechten Teilbilder ausgeschnitten und deren Intensität wie beim Weißlicht normiert. Bei ungünstiger Justierungen werden auf CCD2 Interferenzlinien und Fringes sichtbar, die sich darüber hinaus mit Durchfahren der FPI-Platten verschieben. Über eine zweidimensionale Fourier-Analyse und Dämpfung einiger deutlich identifizierbarer Pixel im Phasenraum kann diese Störung zumindest gedämpft werden, ohne dass die Messdaten davon wesentlich beeinflusst werden.

Als nächster Schritt wird das Teilbild des rechten Strahlengangs gemäß der statischen Verzerrung aus 3.2.3 dem linken Teilbild angeglichen, was eine verhältnismäßig geringfügige Korrektur darstellt. Diese Anpassung erfolgt separat für jeden beobachteten Stokes-Parameter und zusätzlich für die linear polarisierten Strahlengänge auf die Zirkularmessung.

Es folgt die Korrektur des Bildversatzes auf das Referenzbild gemäß den Ergebnissen aus 3.2.5. Entsprechend der Filterkurve des Vorfilters hat das Kontinuum die Form einer stark verbreiterten Gaußkurve. Da das Kontinuum mit einer größeren Schrittweite aufgenommen wird, wird es entsprechend der Schrittweite der Messung interpoliert und seine Intensität der der Messung angeglichen. Dann wird der Wellenlängenversatz zwischen der durchschnittlichen Intensitätslinie der Gebiete der ruhigen Sonne und der Kontinuumskurve ermittelt. Die Daten können nun durch den passenden Ausschnitt aus der längeren Kontinuumskurve dividiert werden.

Die in 2.2.1 behandelte Wellenlängenabhängigkeit des FPI wird korrigiert, indem jedes Spektrum um den aus den Flatfield-Daten gewonnenen Betrag in Wellenlängenrichtung verschoben wird. Dies erfolgt im Phasenraum nach Fourier-Transformation, wodurch auch Verschiebungen um Bruchteile der FPI-Schrittweite möglich werden. Danach werden die in 3.2.5 errechneten Verzerrungsmatrizen angewendet. Aus der Division vom Fourier-transformierten Durchschnittsspektrum der ruhigen Sonne und Atlasdaten folgt die Linienverbreitungsfunktion des FPI („LSF“), die, jedenfalls im Prinzip, zur Korrektur der Einzelspektren dienen kann (siehe Abbildung 4.5 und die Diskussion dort). Der prinzipielle Vorteil der Bestimmung durch Atlasdaten ist, dass dabei auch spektrale Fehler korrigiert werden können, die durch atmosphärische Bedingungen hervorgerufen werden.

Als weitere Maßnahme können anschließend lineare, ein- oder zweidimensionale Intensitätsgradienten innerhalb der Bilder eliminiert werden, die durch nicht ganz korrektes Flatfield oder Kontinuum entstehen. Dazu wird die Intensität der aktiven Regionen durch Triangulation auf die der umgebenden ruhigen Sonne angehoben und der durchschnittliche Intensitätsverlauf interpoliert. Der für alle Einzelbilder gleichermaßen angewendete Korrekturgradient wird dann aus dem Durchschnitt aller Bilder ermittelt.

Intensitäts- und Polarisationsdaten können nun durch Addition bzw. Subtraktion des linken und rechten Teilbildes erzeugt werden. Insbesondere bei aufgetretenen Interferenzen zeigen manche Spektren ein relativ starkes Rauschen. Dies kann verringert werden, indem der hochfrequente Anteil der Fourier-Transformierten gedämpft wird (so genannter Opti-

mum-Filter, vergleiche Press et al. 2001). Gegenüber anderen Methoden wie z. B. dem „boxcar-smoothing“ hat dieser Algorithmus den Vorteil, dass das eigentliche Signal fast unverändert erhalten bleibt. Die Kurve, mit der die Multiplikation im Phasenraum erfolgt, ist je nach Intensität des Rauschens zu wählen, wird innerhalb einer Zeitserie aber nicht verändert. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Filterkurve lässt das untere Drittel des Frequenzspektrums unverändert und unterdrückt das letzte Drittel vollständig, dazwischen verläuft die Kurve als fallende Flanke einer Gaußkurve. Eine Darstellung der Wirkungsweise erfolgt im Rahmen der Fehlerbesprechung in Abbildung 4.7 auf Seite 50.

Bei der Beobachtung der Absorptionslinie Fe I bei 630,25 nm machen sich von atmosphärischem Sauerstoff stammende Blend-Linien störend bemerkbar und bereiten vor allem bei der Analyse Schwierigkeiten. Um ihren Einfluss entscheidend zu verringern, wird zunächst der solare Absorptionslinie eine symmetrische Gaußkurve angepasst und diese zur Erstellung der Korrekturlinie herausubtrahiert (die Verwendung einer Gaußkurve hat numerische Vorteile gegenüber dem physikalisch richtigen Voigt-Profil). Die verbliebenen stärksten Senken sind die beiden terrestrischen Linien. Ihnen werden nun ihrerseits symmetrische Gaußkurven einbeschrieben, deren Flügel im Kontinuum auslaufen. Diese beiden Korrekturkurven können zum Ursprungssignal addiert werden. Die Polarisationsdaten werden nun noch mit der Müllermatrix der Apparatur multipliziert (vergleiche 1.4). Dadurch wird die Kreuzkorrelation verringert, die von der Drehung der Polarisationssebene durch die Teleskopspiegel hervorgerufen wird.

3.4 Auswertung der reduzierten Daten

3.4.1 Allgemeine Parameter

Um Seeing-Bedingungen der Messtage vergleichen zu können, liefert der Reduktionsprozess eine Reihe von Möglichkeiten. Auf der einen Seite liegen nach der Bestimmung des Referenzbildes die R.M.S. der ruhigen Sonne und ähnliche Kontrastdaten vor. Die Höhe des Bildversatzes vom „Correlation-Tracker“ und die Größe der Entzerrungs-Matrizen erlauben weitere Rückschlüsse auf die Bildunruhe. Die Bewegung aller Referenzbilder einer Serie zeigt die langfristige Entwicklung von Strukturen, aber auch, wie gut Rotationseffekte vom Teleskop kompensiert wurden. Eine Abschätzung über den Streulichtanteil kann aus dem Vergleich der gemessenen Sonnenrandkurve mit dem „Ideal“ gewonnen werden.

Der in den Strahlengang eingebrachte Laser erlaubt eine Messung der Verschiebung des FPI-Durchlassbereiches und des relativen Finesse-Absinkens. Die reale Schrittweite des zweidimensionalen Spektrographen kann durch ein Anpassen der gemessenen Kurven an durch konventionelle Spaltspektroskopie gewonnene Werte gemessen und mit den theoretischen Daten verglichen werden. Hierzu sind die solaren oder terrestrischen Linien bei Vergleich mit einem Spektralatlas geeignet, aber auch die Filterkurve kann herangezogen werden, da sie mit dem Kontinuumsstrahlengang gemessen wird und zugleich meist vom Hersteller angeboten wird.

Diese Möglichkeiten erfordern teilweise zusätzliche Messungen oder größeren Justier-Aufwand. Nicht alle wurden bei jeder Gelegenheit angewendet, sondern dort, wo es sinnvoll erschien (siehe 4.2).

3.4.2 Intensitätswerte

Es gibt drei verschiedene Messwerte der Intensität: Zunächst die Weißlicht-Intensität, die ohne Filterung gewonnen wird, und vor allem dem Herausrechnen der allgemeinen Helligkeitsschwankungen dient. Einen weiteren Wert, nach Schmalband-Filterung, stellt die Kon-

tinuumsintensität dar, ein recht verlässlicherer Wert, der als Durchschnitt aller Kontinuumswerte außerhalb des Linienbereiches errechnet wird. Je nach solarer Region und FPI-Finesse wird dieser Durchschnitt aus 10-30 Messpunkten gebildet. Der zweite Messwert ist die Linienkernintensität, die festgelegt wird als das Minimum des Gaußkurvenfits der Absorptionslinie. Dieser Fit bewirkt bei asymmetrischem Kurvenverlauf eine etwas verringerte Genauigkeit, vermeidet aber, dass Störwerte starke Abweichungen hervorrufen. Das Linienkernminimum wird zunächst durch Division auf das Kontinuum normiert, beide Werte werden dann getrennt auf den Durchschnitt der ruhigen Sonne normiert.

3.4.3 Dopplerverschiebung und -korrektur

Die durch die bisher beschriebene Reduktion erzielten Daten zeigen deutliche Linienkernverschiebungen, die sich auf den vertikalen Anteil des Dopplereffektes der beobachteten Gebiete zurückführen lassen, vor allem Transversalwellen oder den Evershed-Effekt. Die Verschiebung wird für jeden Punkt errechnet und für die weitere Analyse der Spektren mit Eichkurvenfeldern und neuronalen Netzen auch korrigiert, das heißt alle Spektren werden auf eine Referenzwellenlänge zentriert. Die gewonnenen Geschwindigkeitskarten stellen ein wichtiges Messergebnis für die helioseismologische Auswertung dar.

Da nur eines der beiden FPI stabilisiert ist, ist die absolute Wellenlängenposition jedes Bildes bei unterschiedlichen Scans verschieden. Um einen Abgleich zu erzielen, wird wieder das Intensitätsprofil der ruhigen Sonne verwendet. Dabei wird von der Prämisse ausgegangen, dass die beobachtete Region mit mehreren Bogenminuten ausreichend ausgedehnt ist, so dass bei Durchschnittsbildung aller Profile sich auch lokale Verschiebungen durch Transversalwellen herausmitteln. Das Minimum des Durchschnittsprofils wird daher als konstant angenommen. Durch Einpassen einer Gaußkurve durch diese Referenz λ_0 und dann alle Profile des Scans lässt sich dann das Minimum der Absorptionslinie und damit die Spektralverschiebung $\Delta\lambda$ relativ zum Durchschnitt λ_0 bestimmen und mittels

$$v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \cdot c \quad (3.)$$

auf die vertikale Geschwindigkeit am Ursprungsort umrechnen.

Eine Alternative zu dem Verfahren besteht in der Normierung auf den Durchschnitt des Linienkerns aller umbralen Spektren, die man als fast unbewegt annehmen darf. Das Verfahren ist vor allem dann vorzuziehen, wenn nur wenig ruhige Sonne im Beobachtungsgebiet vorhanden ist, und es ist unempfindlicher gegenüber Geschwindigkeitsänderungen großflächiger Gebiete der ruhigen Sonne. Durch die spezifischen Fehler im verwendeten Messaufbau ergibt sich dabei bei Zeitserien ein erheblich gesteigertes Rauschniveau, wie in Abschnitt 4.4.2 noch erläutert wird.

Als Geschwindigkeitswert zusätzlich zur Dopplerverschiebung des Gesamtprofils wird auch der Nulldurchgang des Stokes-V-Profiles ermittelt, der teilweise unterschiedliche physikalische Eigenschaften beschreibt, aber in dieser Arbeit nicht ausgewertet wurde.

3.4.4 Magnetfelddaten

Aus den geschwindigkeitskorrigierten Profilen können nun auf verschiedene Weise Magnetfeld- und andere Parameter des solaren Plasmas am Ursprungsort ermittelt werden. Die parallele Verwendung verschiedener Verfahren hat den Vorteil, dass so insbesondere bei Zeitreihen artifizielle Einflüsse durch die speziellen Eigenschaften eines der Algorithmen überprüft werden können.

Die Anwendung der Linienschwerpunktmethode erfolgt nach Gleichung 1.8b. Die reduzierten Enddaten werden dafür auf die Intensitätsbilder für links- und rechtszirkuläre Polarisation zurückgerechnet, so dass Stokes-I und Stokes-V gleichzeitig in die Bestimmung

eingehen (vergleiche Rees & Semel 1979). Die relativen Schwerpunkte können durch einfache Integration im Rahmen des spektralen Auflösungsvermögens bestimmt werden, was aber ein verhältnismäßig ungenaues Verfahren darstellt. Bei geringerem Signal-Rausch-Verhältnis erhält man plausiblere Ergebnisse, wenn man den Schwerpunkt durch das Minimum einer einbeschriebenen Gaußkurve approximiert.

Für die Magnetfeldbestimmung durch Vektor-Magnetograph-Routinen wird die Intensität der Flankenanschnitte in einem vorgegebenen spektralen Abstand zum Linienkern betrachtet. Der Wert wird durch lineare Interpolation zwischen den Messpunkten errechnet. Diese Werte werden dann iterativ mit Flankenintensitäten aus Modellrechnungen verglichen, bis die größtmögliche Übereinstimmung hergestellt ist. Das Verfahren kann auch das transversale Magnetfeld berücksichtigen und liefert die vollständige Feldstärke sowie Inklinationen. Modelldaten existieren für die Linie 617,3 nm.

Die neuronalen Netze werden vom Trainingsprogramm als „C++“-Bibliothek geliefert. Da die für diese Arbeit verwendeten Netze von 61 Eingangsparametern im Abstand von einem Pikometer ausgehen, müssen die Daten zunächst interpoliert werden und werden dann über eine Datei an ein plattformabhängig kompiliertes „C++“-Programm weitergegeben. Ebenso erfolgt der Austausch der Ergebnisse. Die Netze liegen für die Linie 630,249 nm vor und liefern longitudinale Magnetfeldstärke, bei Messung des Transversalfeldes auch die entsprechende Feldstärke und Inklination, Temperatur und Mikroturbulenz (die angenommene Verbreiterung des Dopplerkerns durch turbulente Gasbewegung). Die sehr schnelle Bestimmung dieser Daten lässt eine Echtzeit-Analyse möglich werden und stellt sich als eine interessante Alternative zu klassischen Verfahren dar. Ein zusätzlicher Vorteil für diese Anwendung ist auch, dass neuronale Netze überaus robust gegenüber fehlerhaften Eingaben sind. Die Ergebnisse sind dann natürlich nicht sinnvoll; unerwartete Programmabbrüche kommen aber nicht vor: Ein neuronales Netz liefert immer ein Ergebnis.

Als Analyseverfahren mit den meisten Optionen bietet sich der Inversionscode „SIR“ an. Dieses Programmpaket kann den meisten beobachtbaren Linien angepasst werden und liefert eine große Fülle von Parametern. Neben Magnetfeldstärken und Inklination sind dies (Rest-) Geschwindigkeit, Mikro- und Makroturbulenz, Temperatur und Elektronendruck. Der Aufruf des in Fortran geschriebenen und plattformabhängig kompilierten Programms erfolgt für jedes Profil einzeln aus IDL heraus, der Transfer der Profildaten, Anfangseinstellungen und der Ergebnisse über Dateien. Der große Nachteil dieser Methode besteht im erheblichen Zeitaufwand (siehe Tabelle 4.5). Das Ergebnis des Verfahrens ist abhängig von den gewählten Parametern, etwa Anfangsmodell und Freiheitsgraden, so dass vor den eigentlichen Rechnungen ein längerer Auswahlprozess mit beispielhaft ausgewählten Messdaten notwendig ist.

Trotz sorgfältiger Korrektur der FPI-Einflüsse kann eine schwache Asymmetrie der Signale verbleiben. Es ist daher sinnvoll, bei den zweidimensionalen Magnetfeldkarten eine Gradientenkorrektur (ähnlich dem „Flatfielding“) durchzuführen. Dazu wird davon ausgegangen, dass die ruhige Sonne kein großskaliges Magnetfeld aufweist; das Signal der aktiven Regionen wird durch Interpolation herausgerechnet. Der Korrekturgradient wird danach durch einen zweidimensionalen Polynom-Fit dritter Ordnung nachempfunden: Der Verlauf entspricht keinem linearen Gradienten, da der Fehler wie die Durchlasswellenlänge vom Abstand zur optischen Achse abhängt (wie etwa in Abbildung 4.4 zu sehen).

In Kapitel 4.5 werden die technischen Eigenschaften der verschiedenen Algorithmen anhand von Datensätzen verglichen und weitere Details beschrieben.

3.5 Zeitreihenanalyse

Will man eine Übersichtskarte eines beobachteten Gebiets erstellen, so ist es sinnvoll, dafür eine Kurzserie von etwa fünf Scans zu erstellen, aus der man denjenigen mit bester durchschnittlicher Qualität auswählt. Mehrere Scans benachbarter Regionen, die kurz hintereinander beobachtet wurden, kann man dann anhand der Weißlichtdaten zu einer Übersicht kombinieren. Der wesentliche Vorteil der zweidimensionalen Spektroskopie aber liegt auf einem anderen Gebiet: den langen, zuverlässigen Zeitserien.

In 1.2 wurde die mathematische Grundlage der Fourier- und Wavelet-Verfahren zur Analyse periodischer Schwingungen erläutert. Um damit die von den verschiedenen Routinen gelieferten Ergebnisse vergleichen zu können, müssen zunächst der Verschiebungsvektor der Weißlicht-Referenzbilder einer Serie zueinander ermittelt werden. Als Referenzbild der Serie wird dasjenige gewählt, zu dem die Verschiebung für alle am geringsten ausfällt, was in der Regel etwa in der Mitte der Serie der Fall ist, insbesondere bei unzureichender Teleskop-Nachsteuerung. Auf weitere Nachbearbeitung, etwa Entzerren, wird verzichtet, da sonst tatsächliche Veränderungen des beobachteten Gebietes erfasst werden könnten. Nach dem Correlation-Tracking der Serie liegen Zeitserien für jeden einzelnen Punkt der Serie vor, die Auswertung erfolgt für das zentrale Teilgebiet, das vollständig ohne Unterbrechung erfasst wurde.

An diesem späten Punkt der Datenreduktion wurde eine weitere Filterung in Zeitrichtung vorgenommen, um vereinzelte Extremwerte in den Messergebnissen („peaks“) zu korrigieren. In Kontrollbetrachtungen ließ sich nachvollziehen, dass diese stark abweichenden Extremwerte mit besonders irregulären Spektren bei schlechtem Seeing zusammenfallen und als Artefakte aus den Magnetfeld-Reduktionsverfahren entstehen. Der Anteil dieser fehlerhaften Daten liegt unter dem Promille-Bereich, aber sie können bei der Frequenzanalyse zu sehr hohen, artifizielle Werte vor allem in den hochfrequenten Bändern führen. Dabei erwies es sich als sinnvoll, eine Methode zu wählen, deren Einfluss auf die Daten geringer ist als bei der Median-Filterung. Dazu wird ein Korrektursatz zunächst um den linearen Trend korrigiert. Dann wird die Standard-Abweichung der Zeitserien für jeden Punkt errechnet. Diejenigen Werte, die absolut ein Mehrfaches höher als die Standard-Abweichung ausfallen (in der Regel vierfach), werden als „Rausreißer“ betrachtet. Sie werden durch eine lineare Interpolation der Nachbarwerte ersetzt. Diese leichte Korrektur verringert Einzelpeaks im Wavelet-Powerspektrum. Schließlich kann es sinnvoll sein, die Scans mit dem schlechtesten Seeing vollständig zu interpolieren, um den Seeing-Einfluss auf die Veränderung der Ergebnisse zu verringern.

Mit Hilfe der Fourier-Transformation in den Frequenz-Phasenraum kann dann die „Power“, die absolute Stärke der verfügbaren Frequenzen für jedem Punkt der Zeitserie errechnet werden. Die Ort-Frequenz-Abhängigkeit liegt dann als dreidimensionaler Datensatz vor.

Bei der Wavelet-Analyse gewinnt man zusätzlich zur Gesamtstärke der Oszillationsfrequenzen noch eine Information über den jeweiligen Anteil pro Scan oder Punkt auf der Zeitachse. Das Ergebnis ist daher ein sehr umfangreicher, vierdimensionaler Datensatz (Raumachsen, Frequenzachse und Zeit). Dieser muss auf verschiedene Weise betrachtet und umgebrochen werden, etwa als zweidimensionale Darstellung der Frequenz über die Zeit, jeweils für einzelne Messpunkte, um einen Überblick über die Ergebnisse zu gewinnen. In der Auswertung sind ferner die beschriebenen, spezifischen Eigenschaften der Wavelet-Analyse zu beachten, vor allem die sehr unterschiedliche Signifikanz der Ergebnisse (siehe 1.2.2). Für die Visualisierung werden geeignete Farbkarten herangezogen, da diese einen weiteren Freiheitsgrad in der Darstellung eröffnen, in der Regel für die Power einer Variation.

Bei beiden Analysemethoden erhält man weitergehende Ergebnisse, indem man benachbarte Frequenzbereiche zu Frequenzbändern integriert, oder die Power mit anderen Messergebnissen korreliert, etwa Intensität und Geschwindigkeit.

Nach Abschluss der Reduktion liegen also vollständige, dreidimensionale Datenblöcke über Abhängigkeit von Ort und Zeit vor für Intensitäten, Geschwindigkeiten und Magnetfeld, sowie, falls es das Analyseverfahren gestattet, Inklination und Azimut, Mikro- und Makroturbulenz, Temperatur und Elektronendruck. Zusätzlich kann für jeden Messpunkt die Fourier-Power und die zeitlich variable Wavelet-Power betrachtet werden.

3.6 Ausblick

Durch die gewählte Form des vorgestellten Programmpaketes, also den modularen Aufbau mit separater Initialisierungsdatei und die Zusammenführung aller Daten in einer Struktur, ist die Anwendung für unterschiedliche Aufbauten möglich. Die übersichtliche Verwaltung erleichtert bestimmte Arbeitsschritte sehr. Die vorgestellten Visualisierungsmethoden liefern zweidimensionale Bilder von bis zu vierdimensionalen Datenblöcken; hier sind noch andere, alternative Darstellungsverfahren möglich, die andere physikalische Zusammenhänge verdeutlichen können.

Wichtigstes Ziel ist es natürlich, dadurch die nachträglichen, numerischen Korrekturen zu verringern, da selbst bei aller Korrektur die gewünschte Genauigkeit nicht erreicht wird. Dies muss daher über die Verbesserung der Geräte realisiert werden, wie in Abschnitt 4.6 für die entsprechenden Post-Fokus-Instrumente des GREGOR-Teleskops diskutiert wird. Auf die Probleme bei der Bestimmung der Geschwindigkeit in der Umbra wird im nächsten Kapitel unter 4.4.2 eingegangen.

Bei der Datenanalyse wäre zunächst das automatisierte Training der neuronalen Netze für den spezifischen Messaufbau zu realisieren. Mit angepassten Netzen für die jeweiligen Beobachtungsparameter (Schrittweite und Zahl der Datenpunkte, verschiedene Wellenlängen, Blendlinien) könnten mehrere Interpolations- und Korrekturschritte entfallen. Darüber hinaus sollten die für das Training verwendeten Modellkurven mit einer aus dem FPI gemessenen typischen Linienverbreiterung überlagert werden.

Die Messung der Linienverbreiterung mit hoher Qualität ist auch wichtig, um die Ergebnisse der Inversionsrechnung zu verbessern. Beim verwendeten Inversionscode SIR sind weiterhin umfangreiche numerisch-technische Veränderungen nötig, da die vorliegende Version auf die Analyse von Einzelspektren ausgelegt und die Anwendung von großen Datenmengen unnötig aufwendig ist. Angesichts der geringen Ansprüche aber langen Rechenzeiten stellt das Programm ein ideales Anwendungsgebiet für Grid-Computing dar.

Kapitel 4: Datensätze, apparative Messungen und Fehler

4.1 Übersicht über die Beobachtungsdaten

Aus den vorhandenen Daten wurden zwei Beobachtungstage mit jeweils gutem Sichtbedingungen und verhältnismäßig geringen technischen Problemen ausgewählt, die in den folgenden Kapiteln 5 und 6 weiter ausgewertet werden. Um die in dieses Kapitel vorgezogene Fehlerdiskussion zu ermöglichen, die anhand der Zeitserien vom 13.6.2000 erfolgt, sind auch die allgemeinen Beobachtungsdaten bereits hier aufgeführt.

Die allgemeinen Angaben der Messungen enthält Tabelle 4.1, die verwendeten Absorptionslinien und deren Parameter, die vor allem bei der Inversion von Bedeutung sind, gibt Tabelle 4.2 wieder. Von der angegebenen Messdauer entfallen etwa 87% auf das Belichten und Übertragen der Daten an den Steuer-PC, die übrige Zeit wird für das Abspeichern der Daten auf Festplatte benötigt, während bei Messungen des vollen Stokes-Vektors zeitgleich dazu die Phasenplatten rotiert werden.

Messtag	13.06.2000	28.06.2001
Objekt	NOAA 9036	NOAA 9516
Position	22°S, 22°E	11°N, 10° E
cos(θ)	0,86	0,97
Linie (nm)	617,3	630,25
Messbeginn UT	9:10 (s1) 9:41 (s2)	7:55
Messdauer	22:35 min* 90:20 min	22 min
Zeitabstand	27,1s	61,9s
Scans	50* / 200	20
Nyquist-Frequenz	18,5 mHz	(8,2 mHz)
Integrationszeit	8 ms	5 ms
Stokes-Parameter	I, V	I, Q, U, V
Spektrale Auflösung	1,66 pm	1,7 pm
Bildfeld	158×272 Pixel 23,5×40,8 Mm	149×265 px 21,8×38,7 Mm

Tabelle 4.1: Beobachtungsparameter.
(*): Serie unterbrochen

Wellenlänge	617,3341 nm	630,2499 nm
Element	Fe I	Fe I
Übergang	5P 1,0 - 5D 0,0	5P 1,0 - 5D 0,0
Dämpfungs-koeffizient	2,5	1,0
Anregungs-potential	2,22	3,69
log(gf)	-2,60	-1,16
angenommener Landé-Faktor g_{eff}	2,499	2,487
Minimale Schrittweite FPI $\delta(\lambda)$	0,1037 pm	0,1058 pm
Auflösungsvermögen FPI	2,117 pm	2,207 pm

Tabelle 4.2: Linienparameter

4.1.1 Beobachtungen vom 13.06.2000

Am 13.06.2000 wurden insgesamt drei Zeitserien aufgenommen, von denen die zweite Serie von 200 Scans in neunzig Minuten ausgewertet wurde. Die erste Zeitserie aus 50 Scans wurde durch einen Auslesefehler an CCD2 unterbrochen, die beiden Teilserien sind daher zu kurz für eine genaue Zeitanalyse und werden zu Vergleichszwecken herangezogen, siehe

Details in Tabelle 4.1. Die dritte Serie wurde mit abnehmenden, schwankenden „Seeing“-Bedingungen auch innerhalb der einzelnen Scans nicht brauchbar.

Im Beobachtungsfeld liegen ein kleiner, relativ unregelmäßiger Fleck mit geringer Penumbra, eine Pore und einige weitere Gebiete erhöhten Magnetfelds, die alle einem nicht beobachteten größeren Fleck in NOAA 9036 nachfolgen. Von der Gesamtentwicklung her zeigt die aktive Region in den Tagen davor und danach nur geringe Veränderungen und bleibt stabil in Beta-Konfiguration.

Abbildung 4.1a zeigt ein Weißlicht-Intensitätsbild des im Rahmen der gesamten Zeitserie beobachteten Gebiets, gewonnen aus dem Durchschnitt der Referenzbilder der zweihundert Einzelscans. Da die Rotationskompensation des Teleskops ausfiel und die Verschiebung von Hand kompensiert werden musste, ist die Zeitserie nur für einen Teilausschnitt der Daten unterbrechungsfrei, was der hell umrandete Kasten in Abbildung 4.1 verdeutlicht. Da der Durchschnitt für die äußeren Regionen um die Markierung herum teilweise nur aus wenigen Scans gebildet wird, kann man dort noch Granulation erkennen, die im Langzeit-Durchschnitt verschwimmt. Die Umrandungen geben wie in allen folgenden Abbildungen die Resultate der in Abbildung 3.4 dargestellten Unterteilung über Intensitäts-Histogramme wieder; der Anteil der Messpunkte die in die ruhige Sonne, Penumbra und Umbra fallen, beträgt danach 86%, 6% und 8%.

Die aktive Region war unregelmäßig geformt; Abbildung 4.1b zeigt den Logarithmus der Weißlicht-Intensität eines vergrößerten Ausschnittes der Region bei sehr gutem „Seeing“. Teil c enthält denselben Ausschnitt, dargestellt ist diesmal der Logarithmus der Intensität des Linienkern-Minimums der FPI-Filterbilder, die etwa 300-500 km höher liegen als das Kontinuum. Man erkennt gut drei umbrale Kerngebiete und eine Lichtbrücke. Im Vergleich von b) zu c) ist die Auflösung durch den Spektralfilter sichtbar verringert. Es wird aber deutlich, dass die Belichtungszeit ausreichte, um die Kerngebiete aufzulösen. Bei der Korrektur wurde ein Streulichtanteil von 15% angenommen, der Schätzwert ergibt sich aus dem Nulldurchgang des Intensitätsverhältnisses von Stokes-I zu Stokes-V-Profilen.

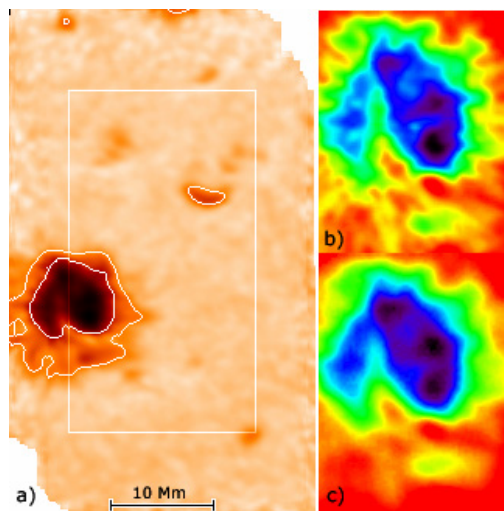


Abbildung 4.1: Gebiet vom 13.6.2000, Zeitserie. a) Durchschnitt Weißlicht-Referenzbilder; Kasten: unterbrechungsfrei erfasst. b) Ausschnitt, Logarithmus eines Weißlicht-Intensitätsbildes, c) ebenso für Filterbild des Linienkern-Minimums.

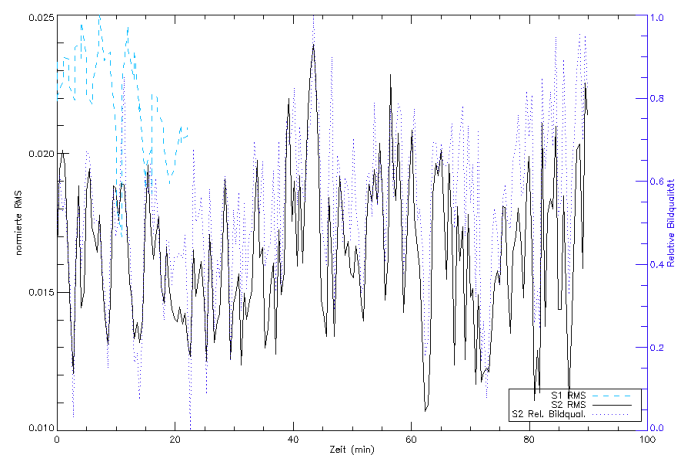


Abbildung 4.2: Zeitverlauf der normierten R.M.S. der Weißlicht-Einzelbilder der ruhigen Sonne. Violett: relative Bildqualität.

Für die zweite Serie wurde die im Strahlengang befindliche experimentelle adaptive Optik aktiviert (siehe Abschnitt 2.3.3). Im Vergleich sind die Seeing-Bedingungen aber dennoch nicht sonderlich stabil, wie Abbildung 4.2 verdeutlicht. Als absoluter Wert ist die durchschnittliche R.M.S. der Weißlicht-Bilder der ruhigen Sonne jedes Scans angegeben, die auf die jeweilige Intensität normiert wurde. Dieser Wert ist für die erste Serie (hellblau) höher als für die zweite. Dargestellt ist auch die relative Bildqualität (ohne vergleichende Aussagekraft), die sich vom ersten Wert leicht unterscheidet, da hier auch andere Faktoren wie etwa die Bildruhe innerhalb eines Scans miteinbezogen werden. Darin ist zwar kein Trend innerhalb des beobachteten Zeitabschnitts feststellbar, was aber den normalen atmosphärischen Bedingungen am Vormittag entsprechen kann. Auf der Basis der Seeing-Abschätzung wurde Scan Nummer 11 der 1. Serie als am besten geeignet für die nachfolgende Einzelanalyse ausgewählt (siehe Abschnitt 5.1), da er gleichmäßige Seeing-Verhältnisse innerhalb des Scans bei insgesamt hoher Qualität bietet.

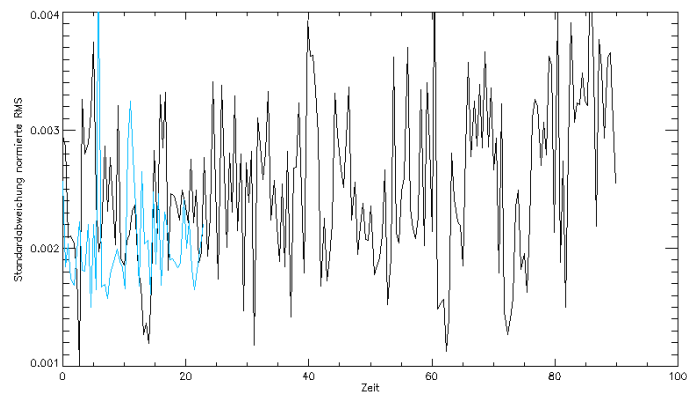


Abbildung 4.3: Standardabweichung der normierten R.M.S. der Scan-Einzelbilder für Serien 1 (blau) und Serie 2 (schwarz)

Der Graph in Abbildung 4.3 zeigt deutlich, dass zwischen der ersten Serie ohne adaptive Optik und der zweiten Serie keine Verbesserung der Bildqualität festzustellen ist: Aufgetragen ist hier die Standardabweichung der durchschnittlichen, normierten R.M.S. der sechzig Einzelbilder innerhalb eines jeden Scans. Steigt dieser Wert, so liegen wechselnde Seeing-Bedingungen innerhalb eines Einzelscans vor. Die entsprechenden Werte sind bei Serie 1 (blau) eher geringer, obwohl die adaptive Optik Qualitätsschwankungen entgegenwirken müsste. Tatsächlich legen auch im Nachhinein festgestellte Fehler in der Einstellung der Steuersoftware den Schluss nahe, dass die Optik bestenfalls gering korrigierte. Dies hat zur Folge, dass innerhalb der Zeitserien stärkere Schwankungen auftreten als erwartet; die adaptive Optik hätte hier eine wesentliche Verbesserung des Aufbaus gegenüber bisherigen Beobachtungen bedeutet. Wie die folgenden Abschnitte zeigen werden schränkt die aufgetretene Fehlerstreuung eine aussagekräftige Auswertung der Ergebnisse erheblich ein.

Der Graph in Abbildung 4.3 zeigt deutlich, dass zwischen der ersten Serie ohne adaptive Optik und der zweiten Serie keine Verbesserung der Bildqualität festzustellen ist: Aufgetragen ist hier die Standardabweichung der durchschnittlichen, normierten R.M.S. der sechzig Einzelbilder innerhalb eines jeden Scans. Steigt dieser Wert, so liegen wechselnde Seeing-Bedingungen innerhalb eines Einzelscans vor. Die entsprechenden Werte sind bei Serie 1 (blau) eher geringer, obwohl die adaptive Optik Qualitätsschwankungen entgegenwirken müsste. Tatsächlich legen auch im Nachhinein festgestellte Fehler in der Einstellung der Steuersoftware den Schluss nahe, dass die Optik bestenfalls gering korrigierte. Dies hat zur Folge, dass innerhalb der Zeitserien stärkere Schwankungen auftreten als erwartet; die adaptive Optik hätte hier eine wesentliche Verbesserung des Aufbaus gegenüber bisherigen Beobachtungen bedeutet. Wie die folgenden Abschnitte zeigen werden schränkt die aufgetretene Fehlerstreuung eine aussagekräftige Auswertung der Ergebnisse erheblich ein.

4.1.2 Beobachtungen vom 28.06.2001

Am 28.06.2001 wurde eine Übersichtsmessung eines relativ zentralen, symmetrischen Flecks unter vollem Stokes-Vektor aufgezeichnet. Um eine Auswahl des relativ besten Scans zu ermöglichen, wurden dabei zwanzig Scans aufgenommen. Die Messungen wurden von Horst Balthasar und Jürgen Rendtel durchgeführt.

Der Messaufbau ist, wie erläutert, besonders darauf ausgelegt, auch Zeitserien unter Beobachtung des vollen Stokes-Vektors zu erstellen. Jedoch wird dadurch der Zeitabstand zwischen den Messungen weiter vergrößert, so dass die Nyquist-Frequenz in die Nähe der Drei-Minuten-Oszillationen rückt und sich systematische Fehler vergrößern, da bei der Auswertung im Prinzip davon ausgegangen wird, dass alle Stokes-Spektren gleichzeitig und instantan gewonnen wurden (vergleiche Settele et al. 2002). Durch die Rotation der Phasentafeln nehmen zusätzlich die optischen Fehler weiter zu. Nur eine Full-Stokes-Zeitreihe erlaubt prinzipiell eine wirkliche Unterscheidung von tatsächlichen Oszillationen in der Stärke des Magnetfeldes und Schwankungen in der Ausrichtung der lokalen Magnetfelder, die in longitudinaler Beobachtung als Veränderung der Feldstärke sichtbar werden. Die beschriebenen Fehler resultierten aber in einer insgesamt geringen Genauigkeit der Ergebnisse,

die bei Messung der Linearpolarisation noch stärker ins Gewicht fallen; zusätzlich hätte sich mit verringerter Zeitauflösung das interessante 75-Sekunden-Band nicht erfassen lassen. Daher wurde hier darauf verzichtet, eine Full-Stokes-Zeitserie zu analysieren. Im folgenden 5. Kapitel, Abschnitt 5.2, sind aber die Resultate der Full-Stokes-Messung eines ausgewählten Scans aufgeführt. Anhand der Seeing-Qualitätsbestimmung wurde dafür ein mittlerer Scan (Nummer 10) ausgesucht. Die allgemeinen Beobachtungsparameter sind wiederum Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2 zu entnehmen.

4.2 Apparative Messungen

Einen Eindruck von den Details und Nachteilen der Doppel-FPIs geben einige technische Zwischenergebnisse, die sich im Rahmen der Auswertung errechnen lassen. Errechnet aus einem „Flatfield“ des Datensatzes vom 13.6.2000 nach Gleichung 2.1 zeigt Abbildung 4.4 den Einfallswinkel des Lichts auf das FPI 2. Der mittige schwarze Balken stammt vom Strahlenteiler. Der Verlauf ist im Detail natürlich abhängig von der jeweiligen Justierung und bestenfalls für einen Aufbau konstant.

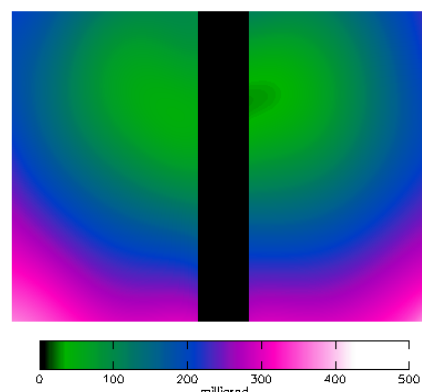


Abbildung 4.4: FPI-Lambda-Abhängigkeit in Einheiten des Einfallswinkels

Abbildung 4.5 zeigt beispielhaft die Linienverbreitungsfunktion des Doppel-FPI-Spektrographen, errechnet wie beschrieben in 3.3 als Mittelwert aus den zweihundert LSF-Einzelbestimmungen der zweiten Serie vom 13.6.2000. Es wird deutlich, dass auch der Mittelwert keine ideale, symmetrische Kurve darstellt. Wie die Linienverbreiterungsfunktion ermittelt wird, ist in 4.4.1 wird erläutert.

Nach Gleichung 2.5 ist die Finesse der FPI bestimmt durch die Halbwertsbreite der Transmissionskurve. Beobachtet man nun die zeitliche Entwicklung der Halbwertsbreite σ_t der Durchschnittslinie der ruhigen Sonne, so erhöht sich diese während der beschränkten

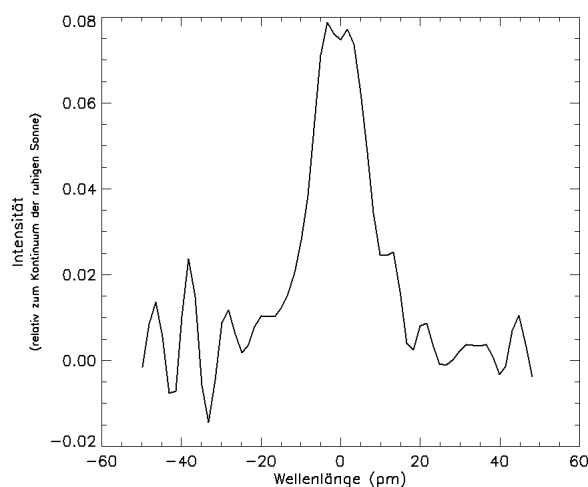


Abbildung 4.5: Durchschnittliche Linienverbreiterungsfunktion (LSF) der FPI

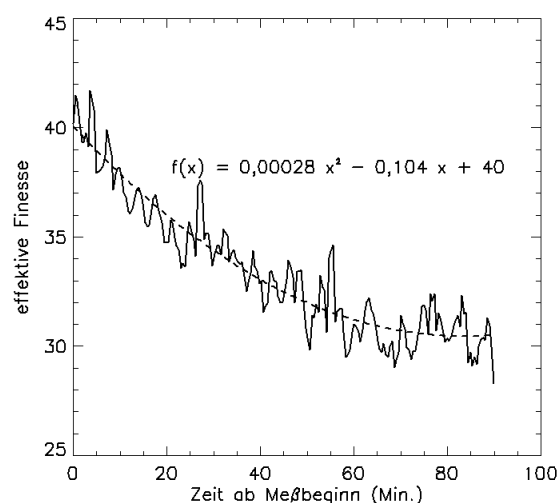


Abbildung 4.6: Zeitverlauf der Finesse

Beobachtungszeit kontinuierlich, was auf die abnehmende Finesse des unstabilierten FPI 2 zurückzuführen ist. Zu Beginn der Serie wird die Finesse auf den höchsten erreichbaren Wert justiert (2.4.2), was einem Wert von $\mathcal{F}_{\text{eff}} \approx 40$ entspricht. Danach fällt sie ab nach

$$F_t = F_0 \frac{\sigma_0}{\sigma_t} \quad (2.5b)$$

Dieser Verlauf ist in Abbildung 4.6 dargestellt anhand der Daten vom 13.6.2000, Serie 2. Der genaue Verlauf des Fits (gestrichelte Linie) ist natürlich von Justage und klimatischen Bedingungen abhängig. Die Streuung um diesen Wert herum erklärt sich dadurch, dass die Plattenparallelität sich durch Materialverschiebungen um die drei Piezo-Kristalle herum unregelmäßig verändert. Zusätzlich können numerische Ungenauigkeiten bei der Ermittlung der Halbwertsbreite über den Gauß-Kurvenfit der Durchschnittslinie auftreten.

4.3 Allgemeine Fehlerbetrachtungen

4.3.1 Übersicht

In den vergangenen Kapiteln wurden zahlreiche Fehlerquellen erläutert, die ganz unterschiedlichen Einfluss auf die Messergebnisse nehmen. In der folgenden Tabelle 4.3 auf der folgenden Seite sind die relevanten Fehler des Beobachtungs- und Auswertungsprozesses und der Umgang damit noch einmal zusammengefasst. Teilweise sind die verschiedenen Beeinträchtigungen schwer zu trennen und abhängig von jeweiliger Justierung und Reduktionsverfahren; darüber hinaus wurde das Instrument mittlerweile erheblich verbessert, so dass an dieser Stelle auf detailliertere, quantitative Angaben verzichtet wird.

4.3.2 Ortsverteilung der Messfehler

Die Vielzahl der unterschiedlichen Fehlereinflüsse aus Tabelle 4.3 macht klar, dass jede Fehlererhebung nur als Abschätzung auf statistischer Basis über Streuung und Abweichungen erfolgen kann. Dies findet im 5. Kapitel zusammen mit den Ergebnissen statt. Für das Verständnis der späteren Analyse ist es dabei allerdings auch wichtig, die zweidimensionale Verteilung der Messungenauigkeiten in Bezug auf das beobachtete Gebiet zu betrachten, besonders bei der Diskussion der Plausibilität ortsabhängiger Effekte wie etwa Oszillationen.

Eine elegante Möglichkeit, die Verteilung des hochfrequenten Fehleranteils zu ermitteln, bietet die Fourier-Transformation. In Abschnitt 3.3 wird die Unterdrückung der höherfrequenten Teile des Fourier-Spektrums als „Optimumfilter“ beschrieben. Zur Betrachtung der Fehlerverteilung kann man stattdessen die niederfrequenten Anteile unterdrücken, die das eigentliche Signal enthalten, und stellt dann die Stärke nach dieser Hochpass-Filterung dar. Die Kurve in Abbildung 4.7 verdeutlicht anhand eines zufälligen Beispielspektrums, welche Anteile dabei verbleiben. Dargestellt sind die oszillatorische Stärke der Ausgangskurve und die Rücktransformation der nieder- und hochfrequenten Anteile, die als Signalanteil beziehungsweise als Rauschen angesehen werden. Wendet man dies für alle Spektren eines Scans an und mittelt dann über alle Scans einer Serie, so erhält man die Resultate in Abbildung 4.8. Das Rauschen innerhalb der Scans der Serie 2 von jeweils sechzig Bildern zeigen Abbildung 4.8a und b für Stokes-I und -V. Teilbild c basiert nicht auf einer Fourier-Analyse, sondern stellt, zum Vergleich, die Standard-Abweichung des Weißlicht-Bildes dar, die vor allem von der Bildunruhe geprägt wird.

FEHLER	KORREKTURMASSNAHME
<i>Sonne</i>	
Veränderung unterhalb der Zeitauflösung	Verringerung des Zeitabstandes
Streulicht an der Quelle (z. B. bei Lichtbrücke)	Abschätzung mit polarisiertem Licht
Unsicherheit über Höhe der Linienentstehung durch Opazitätsschwankungen	Fehlerdiskussion
<i>Atmosphäre</i>	
atmosphärische Turbulenzen	„correlation tracking“, „destretching“, Optimumfilter, Kurvenanpassung; Adaptive Optik oder Speckle-Rekonstruktion
Staub, Wolken	- (möglich: Entfaltung, Speckle)
atmosphärische Blendlinien	Herausrechnen durch Fit
<i>Teleskop</i>	
Streuung an Eintrittsfenster	- (möglich: Entfaltung)
Polarimetrischer „Crosstalk“ durch Spiegel	Gemessene, gemittelte oder simulierte Müllermatrix, Abschätzung über Flat („2nd Flatfielding“)
<i>Post-Fokus-Apparatur</i>	
Reflexe, Streulicht	Abschirmungen, Blenden
Vorfilter-Kontinuumskurve	Kontinuumsmessung, dann Skalierung und Einpassung
Beschränkte Genauigkeit des Polarimeter	2nd Flatfielding, Korrektur von Restpolarisation in Stokes-Q und -U
CCD: Dunkelstrom und Gradienten, Optische Fehler, Schmutz, „Hot Pixel“	Dunkelstrommessung, „Flatfielding“, Durchschnittsgradientenenfernung, Medianfilter
Interferenzen durch Vorfilter oder Reflexe	Rejustage, numerische Filter (Fourier)
Statistische Fehler (Rauschen)	Kurvenglättung durch Median und ähnliche Filter; Optimumfilter, Fehlerabschätzung
<i>FPI</i>	
Abhängigkeit Einfallswinkel Fehlender Gleichlauf	Verschiebung gemäß Kontinuumsscan Gleichlaufstest; Schrittweiten-Messung über O ₂ -Linien, ggf. Interpolation
Linienverbreiterung variable Finesse	Entfaltung (wenn möglich) Entfaltung (mit zeitlich variabler LSF, ggf. Finessemessung durch Laser), Stabilisierte FPI
Variable Wellenlängenposition durch fehlende Stabilisierung	Geschwindigkeits-Nullpunktsfestlegung nach ruhiger Sonne.
Reflexe, Streulicht, Interferenzen, Fringes	Schrägstellen der FPI, Auslenken von Reflexen durch Vorfilter-Versatz; Interferenzfilter; Justage
zweidimensionale, spektrale Verzerrung durch schrägestelltes FPI	Teilweise korrigiert durch Flatfield, Einfallswinkelabhängigkeit
Keine Gleichzeitigkeit der Spektrenpunkte	Relative Betrachtung; Verringerung des Zeitabstandes
<i>Numerische Auswertung</i>	
Intensitätsveränderung bei Langzeitserie hat Auswirkung auf verschiedene Korrekturfilter	Skalieren (z. B. auf Kontinuum) oder vernachlässigen; Skalierung erfolgt jeweils auf den Durchschnitt der ruhigen Sonne
Fehlerhafte Entfaltung umbraler Linien	Verzicht auf Entfaltung; separate Messung der Verbreiterung
Unvollkommene Gebietsauswahl für Durchschnittslinie der ruhigen Sonne bei Atlas-Vergleich	Histogramm-Methode mit Weißlicht, Unempfindlichkeit gegenüber Gebieten mit schwachem Magnetfeld vernachlässigt

Tabelle 4.3: Übersicht von Fehlerquellen und Korrekturverfahren

Das Rauschen der FPI-Kontinuums-Durchschnittsbilder innerhalb Serie 2 von 200 Scans schließlich zeigt Abbildung 4.8d und für die Magnetfeld-Ergebnisse (auf Basis der Schwerpunktmethode) Teilbild e. Die absolute Stärke der Frequenzanteile ist eher von geringer Bedeutung, der Vollständigkeit halber aber finden sich die zur Skalierung gehörigen statistischen Angaben der Rohdaten in Tabelle 4.4.

Die ersten drei Bilder liefern also eine Fehlerverteilung, die bei der Ermittlung jedes Einzelergebnisses zum Tragen kommt. Die letzten beiden stellen die zusätzlichen Fehler bei der Betrachtung der Zeitentwicklung dar, etwa der Intensitäts- oder Magnetfeldoszillationen. Zwar wird das dargestellte Rauschen in Abbildung 4.8a und b über den Optimumfilter unterdrückt, vor allem um die Resultate der Analyseroutinen zu verbessern. Doch kann diese Filterung den Fehler natürlich nur senken, nicht aber vollständig korrigieren, darüber hinaus wurde er durch die verschiedenen vorher erfolgten Korrekturen bereits in das eigentliche Signal hineingestreut.

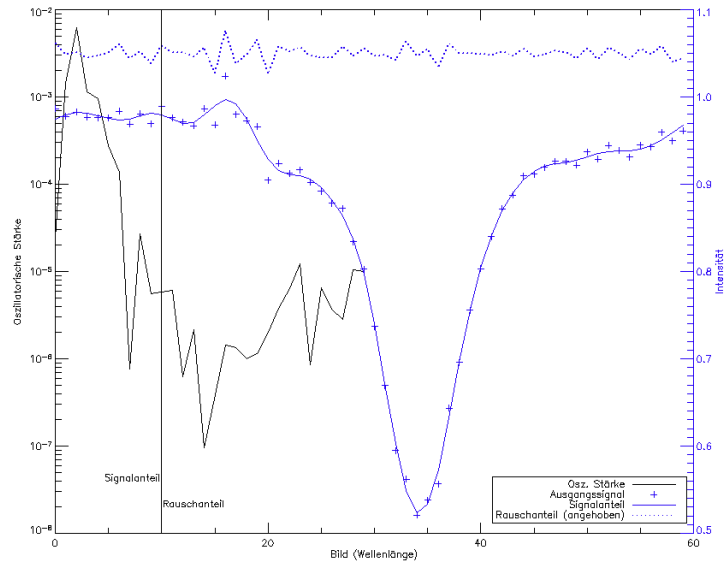


Abbildung 4.7: Wirkungsweise des Optimumfilters, Einfluss höherer Frequenzen

Die abgebildete Ortsverteilung hochfrequenter Anteile des Spektrums stellt eine gute Abschätzung über das so genannte „weiße Rauschen“ dar, das als über alle Frequenzen gleich verteilt definiert ist. Eine entsprechende Betrachtung von niederfrequentem Rauschen ist nicht möglich, da die transformierte Signalstärke hier etwa dreihundertfach größer ist als das Rauschen. Hohe Frequenzen im Rauschen sind nicht verstärkt.

Die in Abbildung 4.8a und b dargestellten Verteilungen werden vor der Optimumfilterung, also etwa nach der Hälfte des Korrekturprozesses, gewonnen. Anhand der Abbildungen kann man einige typische Fehlerquellen unterscheiden: Leichte Unterschiede im Hintergrund stammen von unvollkommen korrigierten Bildgradienten oder nicht optimal angepassten Korrekturdaten, etwa dem Kontinuum. Stärkste Quellen von durch Bildunruhe bedingtem Rauschen sind natürlich die Stellen mit höchstem Intensitäts- oder Magnetfeldgradienten, etwa der Umbrarand und der Übergang Umbra-Lichtbrücke (Markierung „I“ in Abbildung 4.8c). Eine Ungenauigkeit in den Phasenplatten zusammen mit frequenzabhängigen Interferenzen ruft das Rauschen an Markierung II in Teilbild b hervor, das aber beim Korrekturprozess fast vollständig herausgefiltert wird. Bei der Betrachtung der Zeitserie schwankt die Intensität der umbralen Kerngebiete am stärksten mit den Sichtbedingungen, beim Magnetfeld ist es die Region zwischen Umbra und Lichtbrücke. Zu beachten ist auch, dass das dargestellte Rauschen nicht immer auf den entsprechenden Stokes-Vektor beschränkt bleiben muss, sondern durch „Übersprechen“ („cross-talk“), Streulicht- und andere Korrekturen übertragen werden können. Das macht die Ergebnisinterpretation besonders schwierig, da die betroffenen Regionen zu den wissenschaftlich besonders interessanten Gebieten gehören, etwa Lichtbrücken und der Umbra-Rand, wo möglicherweise Magnetfeldoszillationen verstärkt auftreten können (Zhugzhda et al. 2000).

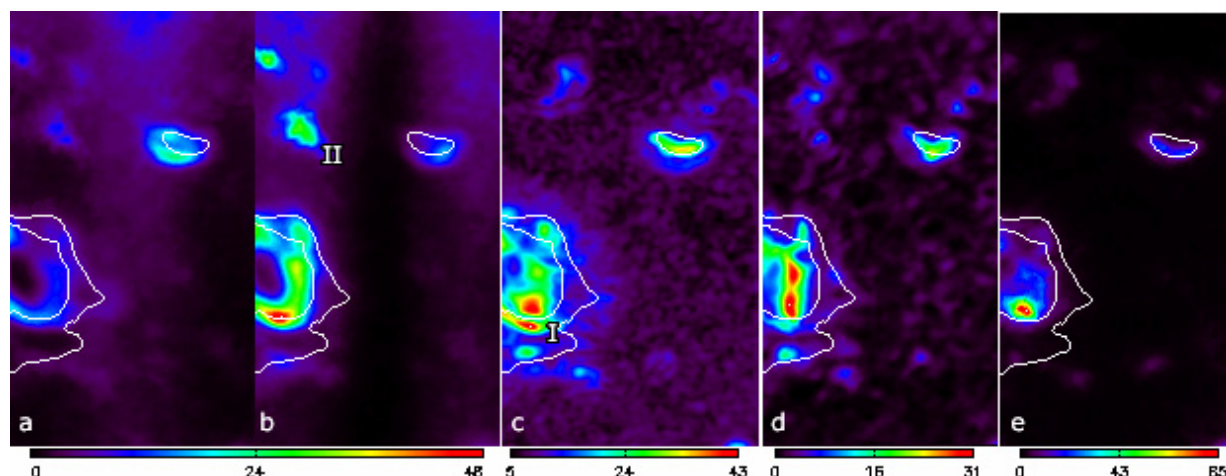


Abbildung 4.8: Ortsverteilung der Messfehler; *a-c innerhalb eines Scans*: Stärke der hohen Frequenzen des Intensitäts- (a) und Polarisations- (b), sowie Standardabweichung der Weißlichtbilder (c); *d-e Messfehler innerhalb einer Serie (S2)*: Stärke der hohen Frequenzen des Kontinuumsdurchschnitts (d), und des Magnetfeldsignals in Sichtlinie nach Schwerpunktmethode (e). Die weißen Konturlinien geben die ungefähren Grenzen der ruhigen Sonne sowie von Penumbra zu Umbra nach der Histogramm-Methode wieder (vergleiche Abbildung 3.4; hier: für das Serien-Referenzbild).

Teilbild	a	b	c	d	e
Typ	Stokes-I	Stokes-V	Std-Abw. Weißlicht (counts)	Kontinuum	Magnetfeld (Schwp.)
Datenbereich	0,71 – 1,10	-0,07 – 0,10	354 – 1341	0,11 – 1,23	-930 – 2300
Ø Daten	0,96	0,00	1135	0,94	190
Ø Osz. Stärke Signal	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	-	$3,3 \cdot 10^{-5}$	39,6
Ø Osz. Stärke Rauschen	$4,7 \cdot 10^{-7}$ (1%)	$4,3 \cdot 10^{-7}$ (40%)	-	$2,7 \cdot 10^{-7}$ (1%)	2,2 (6%)

Tabelle 4.4: Statistische Angaben zu den Daten Abbildung 4.8

Unzureichende Auflösung und vor allem korrigierte Bildbewegung erzeugen artifizielle Variationen. Man kann die daraus resultierenden Fehler simulieren, indem man ein Referenzbild zufälligen Bewegungen und Schärfeschwankungen unterzieht und das Zeitverhalten dieser Testserie dann auswertet. Da seeing-bedingte Fehler sich am stärksten in Teilgebieten mit großem Gradienten des Messwertes auswirken, bietet der Sobel-Operator einen alternativen, einfacheren Ansatz zur Abschätzung. Dazu wird der Gradient aller Bildpunkte zur jeweiligen Umgebung angenähert durch die Differenz der jeweiligen Nachbar-Pixel in beide Dimensionen, bei doppelter Gewichtung der zentralen Bildpunkte:

$$G = \frac{1}{2} \sum P \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 \\ 2 & 0 & -2 \\ 1 & 0 & -1 \end{bmatrix} + \frac{1}{2} \sum P \cdot \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

Die Anwendung ist in Abbildung 4.10 (rechts) dargestellt für Durchschnittswerte des Magnetfeldes (13.06.2000, Serie 2). Gezeigt wird auch die Anwendung auf den Durchschnitt der Geschwindigkeitswerte (links), aufgrund der für diese Messgröße anteilig viel stärkeren Variation ist das Ergebnis aber nur beschränkt zur Fehlerabschätzung heranzuziehen.

Bei einem auf diese Weise erzeugten Artefakt-Signal würden der Verlauf des Powerspektrums und der Phasen von zufälligen Seeing-Einflüssen und dem Zeitabstand und Gesamtdauer der Messung abhängen, wären also, vor allem bei unterschiedlichem Messaufbau, auch nicht reproduzierbar.

4.4 Numerische Fehler bei Spektren aus aktiven Regionen

4.4.1 Korrektur der instrumentellen Linienverbreiterung

Die prinzipbedingte Linienverbreiterung der FPI kann durch Vergleich der Durchschnittsspektren der ruhigen Sonne mit Atlasdaten (hier dem Liège-Atlas) gemessen werden (siehe Abbildung 4.5). Dabei wird die instrumentelle Verbreiterung der Atlaspektren zunächst vernachlässigt und eine zentrumsnah beobachtete Region vorausgesetzt. Grundsätzlich lässt sich damit die Verbreiterung aus den Einzelspektren herauskorrigieren. Zwar ist die Linienverbreiterungsfunktion ist aufgrund der Transmissionskurve der FPI (Gleichung 2.2) auch abhängig vom Einfallswinkel des Lichtes (Abbildung 4.4). Die Verrechnung der beiden optischen Teilbilder führt allerdings zu einem komplizierten Verlauf, überdies ist der Effekt sehr gering. Im Unterschied dazu ist die Zeitabhängigkeit der Linienverbreiterung durch die fehlende Stabilisierung (Abbildung 4.6) in jeden Fall zu berücksichtigen.

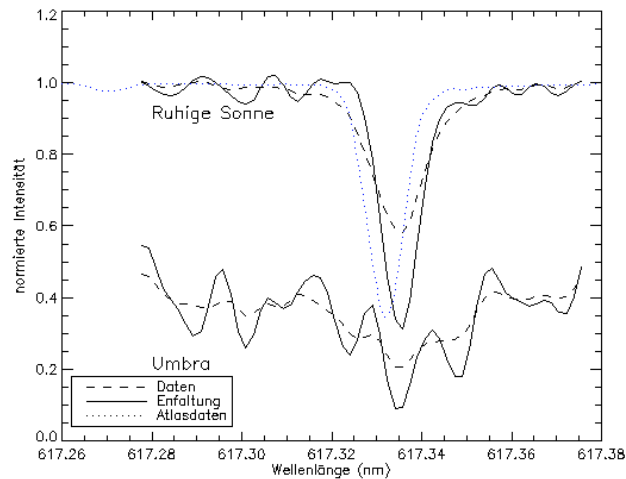


Abbildung 4.9: Entfaltung mit der Linienverbreiterungsfunktion (das Umbra-Spektrum wurde zur deutlicheren Darstellung abgesenkt)

Die Umsetzung erfolgt über das „Maximum-Entropie“-Verfahren (Routine R9 in 8.3). Das Resultat ist anhand zweier Beispielspektren in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Spektren der ruhigen Sonne (obere Kurven) gleichen sich tatsächlich der Atlaskurve (blau) an. Lediglich im Kontinuumsbereich kommt es zu leichten Abweichungen, die aber nicht sehr ins Gewicht fallen, da in der Regel der Durchschnitt aller Kontinuumswerte betrachtet wird oder der Wert vor Korrektur verwendet werden kann. Die magnetohydrodynamisch bedingte, zusätzliche Linienverbreiterung der umbralen Spektren hat weit schwerwiegendere Auswirkungen. Die entfalteten Spektren zeigen sehr starke Artefakte durch die iterative Korrektur im Fourier-Raum, die eine weitere Auswertung verhindern. Daher mussten im Folgenden die nicht entfaltenen Spektren verwendet werden. Um die Genauigkeit der Ergebnisse der Magnetfeldroutinen zu verbessern, wird der Faktor aus der Halbwertsbreite der Durch-

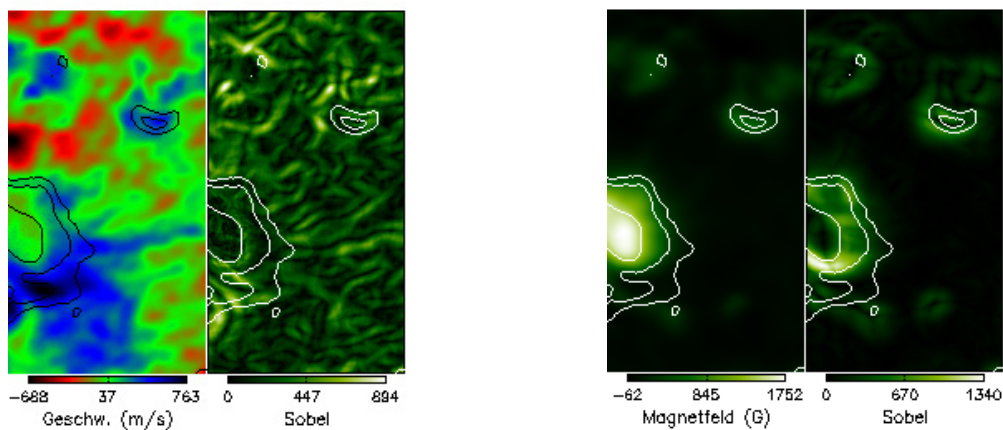


Abbildung 4.10: Werte des Sobel-Operators für das Durchschnittsbilder (Residuum) von Geschwindigkeit (Eichung ruhige Sonne) und Magnetfeld (Schwerpunktmethode) aus Serie 2

schnittskurve der ruhigen Sonne der Filterdaten und der Halbwertsbreite des Atlas-Vergleichsspektrums errechnet. Der tatsächliche, instrumentelle Wellenlängenabstand wird um diesen Faktor interpoliert. Dieses Verfahren ist physikalisch gesehen nur eine sehr notdürftige Näherung, verhindert aber, dass die instrumentelle Linienverbreiterung als zusätzliches Magnetfeld interpretiert wird.

4.4.2 Kurvenanpassung zur Berechnung der Dopplerverschiebung

Die Bestimmung der Dopplerverschiebung der Spektren erfolgt über das Anpassen von Gaußkurven (3.4.3). In der ruhigen Sonne ist die Absorptionslinie dadurch gut wiedergegeben und die Genauigkeit dieser Methode groß. Ungenauigkeiten gegenüber dem physikalisch korrekten Voigt-Profil treten nur am Linienminimum und beim Übergang zum Kontinuum auf. Dafür werden mehrere Fehlereinflüsse durch die Interpolation unterdrückt.

In der Umbra stellt die Gaußkurve durch die Linienverbreiterung des Zeeman-Effektes eine nur teilweise genügende Näherung dar, insbesondere bei starkem Magnetfeld. Weiterhin steigt das Rauschen in aktiven Gebieten mit unregelmäßigen Konstellationen, etwa einer Lichtbrücke, schnell an, da Streulicht und kurze Schwankungen durch die Bildunruhe große Fehler hervorrufen, wie in 4.3.2 erläutert. Auch ist hier die Intensität und damit das Signal-Rausch-Verhältnis in etwa halbiert. Schließlich ist rein numerisch der Fit bei einer breiten Linie mit schwächeren Flanken schlechter und die Genauigkeit des Ergebnisses für die Position des Linienminimums sinkt. Würde aber die Integrationszeiten erhöht, so würde auch der durch die Luftunruhe bedingte Anteil des Messfehlers weiter ansteigen. Diesem Problem ließe sich immerhin mit adaptiver Optik beikommen. Es ist nicht auszuschließen, dass zu dem Effekt noch Fehler im optischen Aufbau beitragen, etwa eine leichte Schrägstellung eines FPI, die erst bei größeren Wellenlängenbereichen zum Tragen kommen.

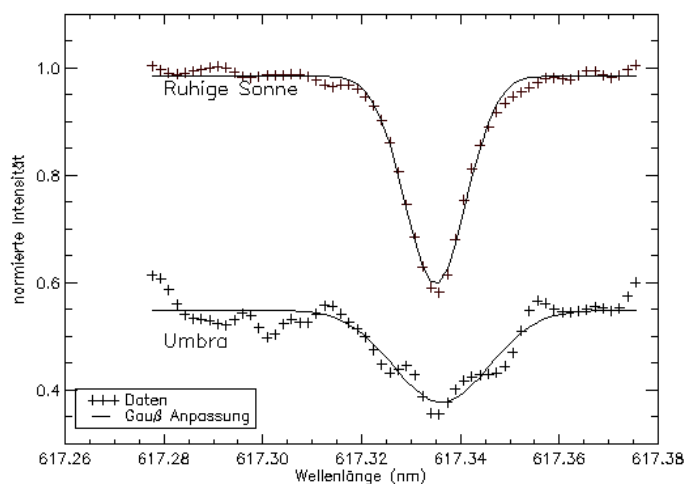


Abbildung 4.11: Beispiele für Resultate der Gaußfit-Kurvenanpassung

Abbildung 4.11 zeigt Beispiele für die unterschiedliche Qualität der Anpassung anhand zweier zufälliger Beispielspektren der aktiven Region und der ruhigen Sonne. Abbildung 4.12 verdeutlicht die Abhängigkeit von „Fit“ und Rauschen für die aktive Region und die umgebende ruhige Sonne vom 13.6.2000, Serie 2. Die x-Achse zeigt den durchschnittlichen Fehler bei der Gaußkurven-Anpassung anhand der χ^2 -Abweichung zwischen Fit und Ausgangsdaten für jeden Punkt an der Sonnenoberfläche, definiert als

$$\chi^2 = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\delta y_n^2}{\sigma^2}.$$

Die y-Achse liefert die dazugehörige Standardabweichung der Dopplergeschwindigkeit als Rauschmaß. Während die Standardabweichung der Geschwindigkeitszeitserien der ruhigen Sonne (blau) größtenteils bei 200-300 m/s liegen, erreichen einige Punkte aus der Penumbra (rot) und ein großer Teil der Umbra-Spektren (schwarz) viel höhere Standardabweichungen. Hohes Rauschen geht fast immer mit großen Abweichungen bei der Kurvenanpassung einher.

In aktiven Regionen wird allgemein eine niedrigere Variation der Geschwindigkeit als in der ruhigen Sonne erwartet. Der artifizielle Anstieg über den Kurvenfit

führt stattdessen zu scheinbar großer oszillatorischer Stärke im Fleck mit sehr hoher Frequenz, das meist über die Werte der ruhigen Sonne hinausgeht. Das eigentliche Signal wird davon überdeckt. Einen Hinweis, ob es sich tatsächlich um einen Messfehler handelt – immerhin wurden auch die Geschwindigkeitsoszillationen der ruhigen Sonne zunächst so interpretiert, bietet in Abbildung 4.13 die Geschwindigkeitsverteilung der Werte aus der ruhigen Sonne (Abbildung 4.13a, links) und der aktiven Region (b, rechts) verglichen: Die Werteverteilung der ruhigen Sonne kann sehr exakt als Gaußkurve beschrieben werden, in diesem Fall $H(v) = 0,82 \cdot e^{-\frac{x^2}{244^2}}$. Die Verteilungskurve der Penumbra/Umbra-Werte ist erheblich

breiter und durch $H(v) = 0,0067 \cdot e^{-\frac{(x-18)^2}{273^2}}$ nur unvollkommen wiedergegeben. Die Verteilungsfunktion entspricht keiner Gaußkurve mehr. Natürlich kann eine entsprechende Veränderung prinzipiell eine physikalische Ursache haben, auch der Evershed-Effekt hat einen Einfluss, vor allem aber die starke Zunahme der Geschwindigkeiten steht im Widerspruch zu bisherigen Beobachtungen (zum Beispiel Balthasar et al. 1996).

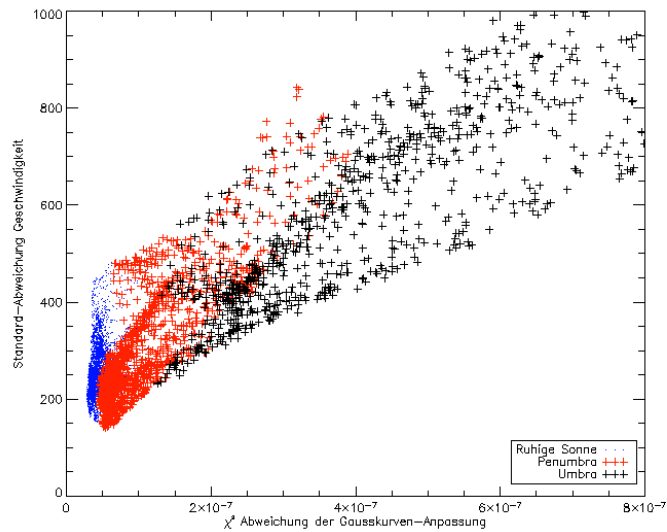


Abbildung 4.12: Durchschnittliche Abweichung bei der Gaußanpassung über Standardabweichung der Geschwindigkeitswerte (m/s) für verschiedene Sonnenregionen

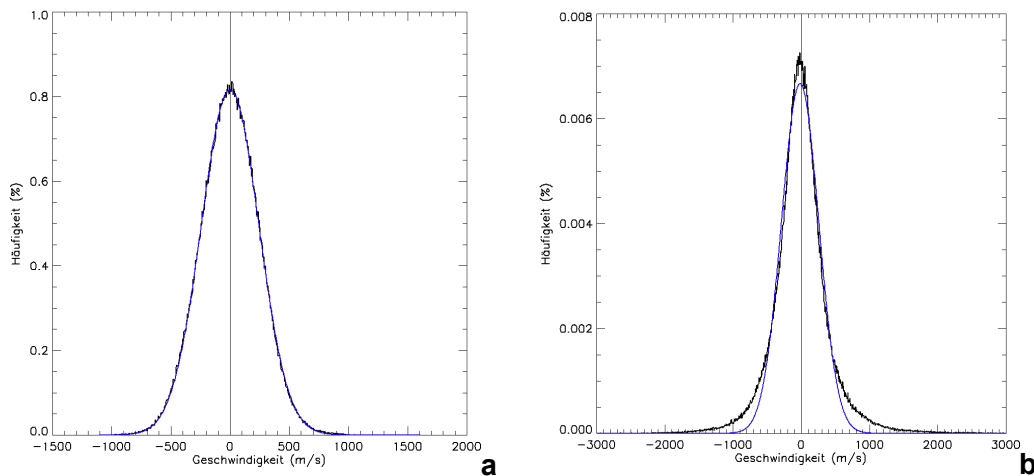


Abbildung 4.13: Verteilung der Geschwindigkeitswerte a) ruhige Sonne; b) aktive Region

Um numerisch die Störungen zu verringern, wurden verschiedene Maßnahmen herangezogen. Zunächst kann man alternative Verfahren zur Bestimmung des Linienkerns untersuchen (zum Beispiel das erste Element der Fourier-Transformierten, vergleiche Schlichenmaier & Schmidt 2000). Die Gaußkurvenanpassung wurde danach beibehalten, die Qualität der Anpassung durch ein verbessertes Fit-Verfahren etwas erhöht (siehe 8.3, Routine R2). Weiterhin wurde die Linienkern-Bestimmung getrennt für die beiden ursprünglich gemessenen Teilspektren Stokes-I \pm V durchgeführt. Starke Abweichungen vom lokalen Erwartungswert werden korrigiert über den selektiven Durchschnitt sicherer Werte, die räumlich oder zeitlich benachbart sind. Dann wird der Mittelwert der Zeitserien der beiden Teilspektren gebildet, wodurch auch der Inversionspunkt des Stokes-V-Profiles in das Ergebnis einfließt. Schließlich wurde untersucht, inwieweit die Eichung der Geschwindigkeit auf den Durchschnitt aller Werte ruhige Sonne als Nullpunkt ausreichend ist und dies mit der Alternativen verglichen. Die Eichung auf den dunkelsten Wert in der Umbra erwies sich bei den vorliegenden Daten als wenig brauchbar. Einen zuverlässigeren Vergleich erlaubte der Mittelwert aller Geschwindigkeiten des umbralen Kerngebietes, das im Durchschnitt auch als in Ruhe befindlich angesehen werden kann. Die Region wurde bestimmt anhand der Histogramm-Methode aus Abbildung 3.4, dargestellt zum Beispiel als innerste Konturlinie in Abbildung 4.10 (Serien-Durchschnitt). Durch diese Eichung sinken die Extremwerte der Geschwindigkeit etwas ab, dafür steigen allerdings die Abweichungen und die Power im Gebiet der ruhigen Sonne an. Dies wird in der Auswertung, Abschnitt 6.3 noch genauer diskutiert, siehe etwa Abbildung 6.6.

Insgesamt halbiert sich zwar durch diese Maßnahmen das Rauschen gegenüber den Werten aus den oben dargestellten Abbildungen, aber dennoch ist das Ergebnis der Geschwindigkeitsmessungen in der Umbra nicht mit dem der ruhigen Sonne zu vergleichen.

Wechselnde Seeing-Bedingungen sind als Quelle möglich. In Schlichenmaier & Schmidt (2000) ist beschrieben, wie bei zweidimensionaler Spektroskopie einer scheinbare Geschwindigkeitsverschiebung entstehen kann, wenn während des Scans durch die Linie der Kontrast zwischen hellen und dunklen Strukturen abfällt. Dies betrifft eine gleichförmige Seeing-Änderung während des Scans, denn gleichverteilte, stochastische Schwankungen werden durch den Gaußfit größtenteils ausgeglichen.

Möglicherweise ist die Ursache dieser Abweichungen auch in den optischen Eigenschaften des Doppel-FPI zu suchen. Im Durchschnitt ist eine geringe Zunahme der Absolutwerte der Geschwindigkeits-Extrema über die Zeit ist zu erkennen, was bei Finesse-Abhängigkeit des Fehlers von der Finesse zu erwarten wäre, da diese am nicht stabilisierten FPI während des Messvorgangs abnimmt. Allerdings ist der Trend nicht eindeutig und die Abhängigkeiten in einem Doppel-FPI schwierig. Möglich erscheint auch ein Einfluss über die Linienverbreiterungsfunktion (LSF), wie etwa in von der v. d. Lüche & Kentischer 2000, Abschnitt 4 diskutiert, dort allerdings bezogen auf einen telezentrischen FPI-Aufbau mit wesentlich anderen Eigenschaften (TESOS). Vorstellbar ist, dass eine verstärkt wellenlängenabhängige LSF oder andere Störeffekte durch ungünstige Justierung und das Schrägstellen des einen FPI erst bei zunehmender Linenaufspaltung (etwa von 6 pm zu 11 pm Halbwertsbreite bei $\lambda=617,3$ nm) bemerkbar werden.

Sollte die Ursache tatsächlich im Prinzip des Aufbaus liegen, so ist zu erwarten, dass die dort seit den hier vorgestellten Messungen bereits realisierten Verbesserungen, die noch in 4.6 beschrieben werden, den Fehler stark verringern. Numerisch ist weiterhin anzustreben, das Verfahren der Gauß-Kurvenanpassung innerhalb von aktiven Regionen durch ein Verfahren zu ersetzen, welches die Linienaufspaltung berücksichtigt, also die Form der zu erwartenden Kurve in Abhängigkeit vom gemessenen Magnetfeld ändert. Dieser letzte Punkt wird prinzipiell natürlich auch von einer Linieninversion (hier: SIR) erfüllt. Allerdings treten dort durch den tiefergehenden Ansatz andere Fehler auf, die ihrerseits wieder das

Ergebnis für eine reine Geschwindigkeitsverschiebung verfälschen; darauf im nächsten Unterkapitel noch eingegangen.

4.5 Eigenschaften der Algorithmen zur Magnetfeld-Analyse

4.5.1 Numerische Merkmale

Als Beispiel soll zur Abschätzung ein Serien-Datensatz unter Beobachtung des vollen Stokes-Vektors herangezogen werden, der in einer Stunde etwa 100 Scans umfasst mit je sechs Datenwürfeln von etwa $160 \times 270 \text{ Pixel} \times 45$ Schritten in spektraler Richtung, insgesamt etwas über $2 \cdot 10^9$ Datenpunkte. Für die vollständige Reduktion, Auswertung ohne Inversion und Zeitreihenanalyse werden dafür etwa 500 Stunden Rechenzeit pro GHz pro Core benötigt, wobei diese Angabe natürlich von Geräten und Einstellungen abhängt und nur ein unge-nauer Richtwert ist. Für den größten Teil der reinen Rechenzeit sind dabei keine Eingriffe notwendig, diese erfolgen im Wesentlichen zwischen den einzelnen Schritten. Der Umfang der für dieses Beispiel erzeugten Dateien mit Zwischenergebnissen und Resultaten würde etwa 250 GB betragen.

Wie in 3.4.4 dargelegt, können vier verschiedene Routinen zur Magnetfeld-Analyse ausgewählt oder parallel verwendet werden. Tabelle 4.5 zeigt eine vergleichende Übersicht zusammen mit den technischen Parametern dieser Reduktionsverfahren, wie sie während des Auswertungsprozesses ermittelt wurden.

	Linien-schwerpunkt	Eichkurven	neuronale Netze (PNN)	Inversion (SIR)
Ausgabedaten	B_{long}	B, Inkl., Az.	B, Inkl., Az., v, Mikr.-T., Temp. (je nach Training)	B, Inkl., Az., v, Mikr.-T., Makr.-T., Temp., El.-Druck; Höhen-abhängigkeit
Optionen für Eingabeparameter	keine	keine bzw. neue Modellrechnung	keine bzw. neues Training	Linie, Streulicht, LSF, Modellparameter, usw.
Rechenzeit für 1000 Spektren pro GHz Taktfrequenz (ca.)	0,1s / 1s (einfach / Gaußfit)	0,2s	0,1s	7000s

Tabelle 4.5: Vergleich der verschiedenen Reduktionsverfahren (nur Stokes-V) und Rechenzeit.

4.5.2 Vergleich der Magnetfeldwerte

In Abbildung 4.14 sind die Resultate der Analysealgorithmen gegeneinander aufgetragen. Als Datensatz dienen die ersten sechzehn Scans der Serie 1 von 13.06.2000 (vor Absturz der Beobachtungsapparatur), da dieser Satz die besten atmosphärischen Bedingungen aufweist und somit die Streuung durch wechselnde Sichtverhältnisse geringer ist. Die Graphen sind aber auch für die zweite Serie repräsentativ.

Der Ausschnitt des Flecks und der umgebenden ruhigen Sonne für sieben Minuten umfasst 180.000 Datenpunkte, bei den Ergebnissen der Inversion durch die Pixelzusammenlegung 4:1 noch 45.000 Punkte. Gradienten- oder Peak-Korrekturen wurden noch nicht durchgeführt. Die Daten sind farbig in vier verschiedene Aktivitätsgebiete unterschieden, die Aufteilung erfolgt über die Histogramm-Methode nur aufgrund der Weißlicht-Intensität. Tabelle 4.6 liefert die statistischen Angaben des Vergleiches. Die Ergebnisse der neuronalen

Netze konnten in diesen Vergleich nicht mit einbezogen werden, da kein auf die entsprechende Linie (617,3 nm) trainierter Approximator vorlag.

4.12 a) zeigt die gute Übereinstimmung zwischen dem Schwerpunkts- und Inversionsverfahren. Generell ist die Streuung der Werte bei der Inversion höher, vor allem im Bereich der ruhigen Sonne, da hier das gewählte Modell ein schwaches, artifizielles Feld hervorruft (siehe nächster Abschnitt) und Fehler der Stokes-I-Kurven z. B. durch Interferenzen ins Gewicht fallen, die als Signal interpretiert werden, während die Schwerpunktmethode nur das Stokes-V-Signal berücksichtigt. Die Abweichungen nehmen dann mit zunehmender Feldstärke ab. Das Signal sinkt aber auch bei der Schwerpunktmethode in der ruhigen Sonne selten auf Null, da das Stokes-I-Profil verbreitert ist und leichte Schwankungen im Stokes-V-Signal nach Reduktion verbleiben; dieser Hintergrund wird dann aus der zweidimensionalen Magnetfeldkarte in der Endkorrektur gefiltert. Da die Streuung in der ruhigen Sonne die Korrelationswerte stark absenkt und auch wenig relevant ist, wurden die statistischen Werte in Tabelle 4.6 nur anhand der Resultate aus dem Fleckgebiet errechnet. Wegen der geringen Temperaturabhängigkeit der Linie sind sichtbare NLTE-Effekte nicht zu erwarten. Der Linienkern der genutzten Eisenlinien entsteht in geringer Höhe von wenigen hundert Kilometern, die Linienflügel bei etwa 100 km. Es gibt also keine relevanten Beiträge aus hohen Schichten mit geringer Dichte.

Abbildung 4.14 b) und c) machen deutlich, dass die Eichkurven-Methode, die vor allem Vergleichszwecken dienen soll, bei höheren Magnetfeldern von den anderen Algorithmen abweicht und höhere Werte ermittelt. Die Ursache dafür ist im Verfahren begründet, der Algorithmus ist für starke Felder nicht ausgelegt, sondern beschränkt auf schwache und mittlere Feldstärken. Wie in 1.5.2 erläutert wird nur den Flankenteil der Stokes-Profile betrachtet, was bei starken Magnetfeldern problematisch wird, bei denen das Stokes-V-Profil sich verbreitert, aber abnehmende Extremwerte zeigt. Auch kann bei starker Verbreiterung das Stokes-V-Profil durch den verwendeten Ausschnitt des Profils, also den simulierten Messspalt, hindurch wandern. Die Software führt dann eine Fallunterscheidung durch, um eine korrekte Position auf den Eichkurvenfeldern zu finden, die aber in manchen Punkten auch das Feld überschätzt. Zusätzlich sind die Ergebnisse abhängig von den nicht variierbaren Modellannahmen. Die durchschnittlichen Korrelationsdaten sind trotz der Abweichung gut, da die niedrigeren Magnetfeldwerte dominieren; die Streuung der Werte ist etwas geringer als bei Inversionsrechnung, aber höher als bei der Schwerpunktmethode. Bei der in Kapitel 6 ausgewerteten zweiten Zeitserie fallen die Ergebnisse aber bei geringerem Seeing schlechter aus. Da die Bestimmung der Flankenpositionen numerisch über eine Gaußkurvenanpassung erfolgt, wie bei der Ermittlung der Dopplerverschiebung, wirken sich die in 4.4.2 beschriebenen Fehler auch auf die Ergebnisse dieses Verfahrens aus, während die Inversion davon nicht betroffen ist.

Abbildung 4.14 d) schließlich zeigt die Abhängigkeit der Feldstärke über die durchschnittliche, normierte Kontinuumsintensität der Filterbilder. Der Verlauf sollte eine schlechtere Abhängigkeit aufweisen und wurde zu Kontrolle und Vergleichszwecken dargestellt. Aus demselben Grunde sind auch die dazugehörigen Korrelationswerte in Tabelle 4.6 aufgeführt, da vor allem der lineare Korrelationskoeffizient generell schnell hohe Werte annimmt. Die Farbeinteilung verdeutlicht auch, dass Weißlicht- und Kontinuum gut übereinstimmen. Vor allem bei mittleren Magnetfeldern weicht die Abhängigkeit erkennbar von der Geraden ab, was aufgrund der komplexen, nur ansatzweise aufgelösten inneren Struktur der Flecken auch zu erwarten ist.

Der Vergleich zeigt, dass alle Algorithmen im Rahmen der instrumentell erzielbaren Genauigkeit untereinander plausible Ergebnisse liefern. Bei den vorhandenen Daten stimmen Schwerpunktmethode und Eichkurvenfelder vor allem bei niedrigen Magnetfeldern überein, Schwerpunktmethode und Inversionsrechnung besser bei hohen Feldstärken.

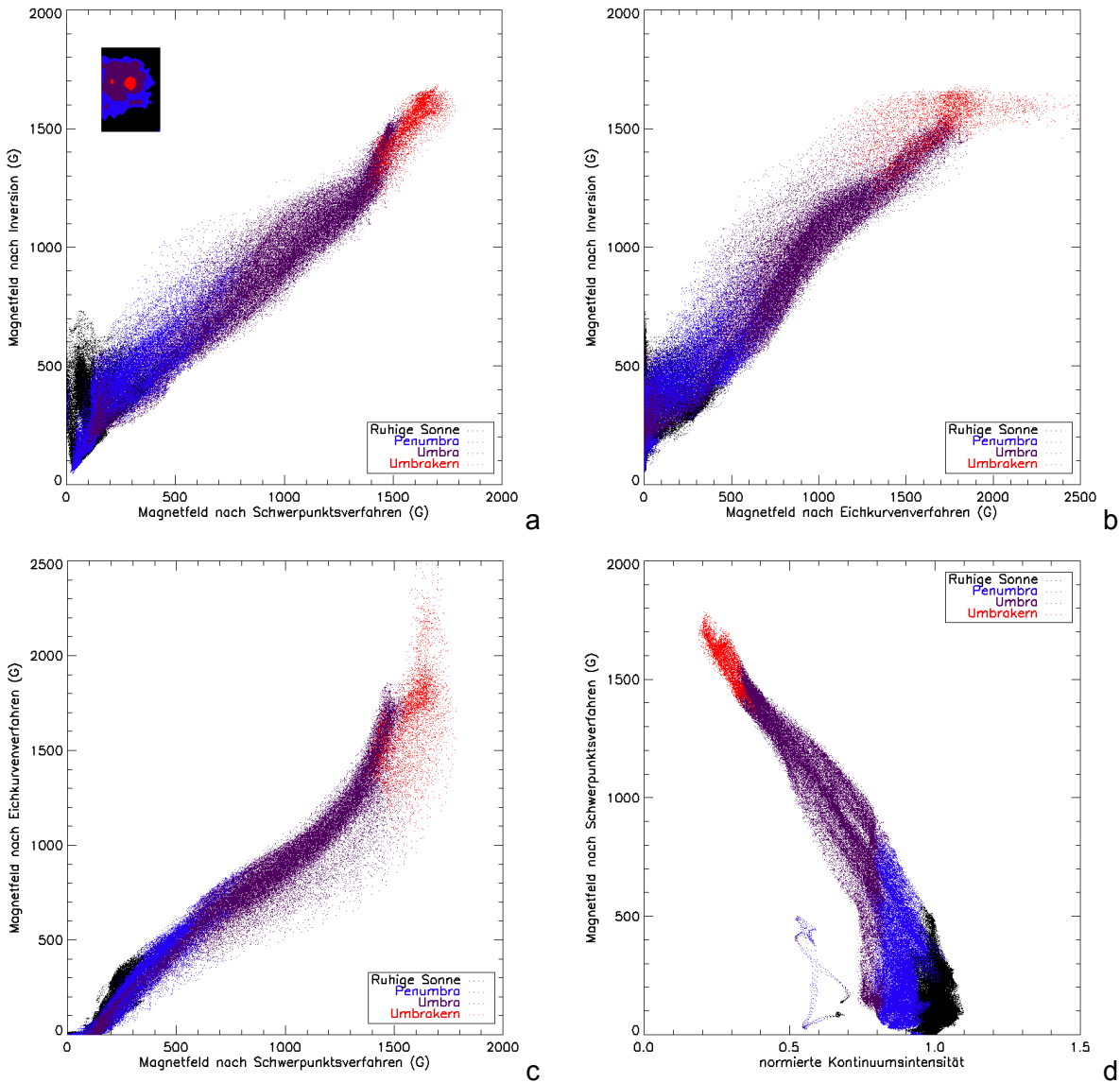


Abbildung 4.14: Vergleichende Streugrafen der Ergebnisse der Magnetfeldroutinen, jeweils 180.000 Messpunkte Stokes-V (Inversion: 45.000). Achsenskalierung teilw. leicht unterschiedlich.

	Linien- schwerpunkt	Eichkurven	Inversion (SIR)	Kontinuums- intensität
Linienschwerpunkt		0,977 / 90	0,976 / 110	-0,919
Eichkurven	0,989		0,962 / 110	-0,902
Inversion	0,977	0,967		-0,888
Kontinuumsintensität	-0,877	-0,858	-0,847	
\bar{B} für Referenzspektren Penumbra / Umbra / Umbrakern	320 1010 1580	270 940 1680	450 980 1510	--

Tabelle 4.6: Statistische Werte zum Vergleich der Analysealgorithmen, ohne ruhige Sonne; gelb: lineare Korrelation (Pearson) und Durchschnitt der Differenzen aller Wertepaare; blau: Spearman-Koeffizient. Die solare Region wurde für jeden Scan spezifisch über die Histogramm-Methode (Abbildung 3.4) bestimmt.

4.5.3 Reduktion von Zeitreihen mit SIR

Die Inversion von Profilen ist offensichtlich die Vorgehensweise, die die physikalischen Modelle am sorgfältigsten mit den Messdaten vergleicht. Gleichzeitig handelt es sich deshalb um ein sehr aufwendiges Verfahren, bei dem zunächst nicht klar war, ob die Daten angesichts der FPI-Eigenschaften und Fehlereinflüsse auswertbar und über längere Zeitserien hinweg vergleichbar sein würden. Wie die Ergebnisse in Kapitel 5 oder Abbildung 4.14 a zeigen ist das der Fall, allerdings ist die Streuung der Daten hoch.

Der hier verwendete Code SIR („Stokes Inversion based on Response functions“, siehe 1.5.2) bietet eine Reihe von Einstellungsoptionen, wählbare Stützpunkte für die verschiedenen Atmosphärenparameter und erlaubt die Modifikation des Anfangsmodells der Atmosphäre. Bei unrealistischer Konfiguration führt der Iterationsprozess zu keiner Annäherung von Modellkurve und Messwerten, und der Levenberg-Marquardt Algorithmus bricht ergebnislos ab. Unerwartet war, dass die der Genauigkeit der Kurvenanpassung merklich von der technischen Umsetzung des Codes abhängt, ebenso wie auch die Wahrscheinlichkeit, ob die Inversion überhaupt erfolgreich verläuft. Bei der Übersetzung des Programms ist je nach Compiler die Höhe der signifikanten Nachkommastellen variierbar. Hier wurde die höchstmögliche Präzision, Rundung auf 64-Bit-Werte („extended precision“, intern 80 Bit), genutzt, sowie auch alle weiteren Compiler-Optionen für größte arithmetische Genauigkeit.

Doch auch eine abgeschlossene Inversion kann unplausible Ergebnisse liefern: Durch die Vielzahl der beteiligten Modellparameter ist es möglich, dass das Verfahren für ein instrumentell oder durch Fehler verändertes Profil unrealistische Zustände errechnet, etwa wenn eine Linienverbreiterung durch Turbulenz statt durch Magnetfeld erklärt wird. Verhältnismäßig tolerant zeigt sich die Inversion gegenüber kleineren systematischen Profilverzerrungen oder einzelnen, stark abweichenden Messpunkten im Profil. Letztere beeinflussen zum Beispiel die Ergebnisse der Schwerpunktmethode, weswegen auch für die hier vorgestellten Ergebnisse das Verfahren der Gaußfit-Kurvenanpassung gewählt wurde. Bei der Inversion sind Abweichungen vor allem im Linienkern oder dem Stokes-V-Profil relevant, wie weiter unten in Abbildung 4.18 deutlich zu erkennen ist.

Um nun einen Satz von Parametern zu finden, der möglichst robuste Resultate liefert, wurde ausgehend von konservativen Annahmen die Zahl der Stützpunkte leicht variiert und dann die abweichenden Resultate der Inversion verglichen. Natürlich hat auch der Umfang der vorausgegangenen Korrekturverfahren, etwa für Streulicht, einen Einfluss auf die Qualität der Inversion und wurde nochmals überprüft. Maßgeblich für die Wahl der Inversionsparameter war eine nachvollziehbare Rekonstruktion der Magnetfeldverhältnisse und Temperatur.

Der ausgewählte Parametersatz und das Anfangsmodell werden im Anhang, Abschnitt 8.4.3, aufgeführt. Nur bei der Temperaturmodellierung wurde dem Programm mit bis zu fünf Stützpunkten größere Freiheit eingeräumt, für die anderen Parameter ist ein Stützpunkt ausreichend. Grundsätzlich lässt SIR es zu, bei der Inversion eine bekannte Linienverbreiterungsfunktion zu berücksichtigen. Offenbar reicht aber die Güte des ermittelten Verbreiterungsprofils nicht, da das Programm damit vor allem in der Umbra oft unakzeptable Resultate lieferte, weshalb auf die eigentlich sinnvolle Nutzung verzichtet werden musste. Das geringer verfälschte Stokes-V-Profil wurde bei der Profilanpassung im Verhältnis zu Stokes-I mit 1,7 : 1 gewichtet, was die Fehleranteile in Gebieten der ruhigen Sonne zwar erhöht, das Ergebnis in aktiven Regionen aber verbessert. Obwohl das Resultat im Prinzip unabhängig vom gewählten Anfangsmodell ist, erwies es sich als sinnvoll, anfänglich von hohen Magnetfeldern mit leichtem höhenabhängigen Gradienten auszugehen, da die Inversion durch Absenkung des Feldes offenbar zu realistischen Annahmen kommt, statt andere Parameter wie Turbulenz zu variieren. Allerdings wird dadurch auch ein schwaches, artifizielles Feld in der ruhigen Sonne hervorgerufen: Da das im Modell vorgegebene Magnetfeld über einen Stützpunkt nur statisch verschoben werden darf, bleibt der vorgegebene höhen-

abhängige Gradient auch in den Ergebnissen erhalten und das Magnetfeld kann nicht gleichzeitig in allen Hörschichten verschwinden. Durch die Gradientenentfernung wird dieses Offset später aus den Ergebnissen herausgerechnet.

Abbildung 4.15 zeigt eine Reihe von Beispielspektren aus verschiedenen Gebieten, die eine Einschätzung der synthetischen Profile erlauben. Im Allgemeinen sind die Messdaten gut wiedergegeben, Rauschen und Asymmetrien (etwa im Spektrum der ruhigen Sonne,

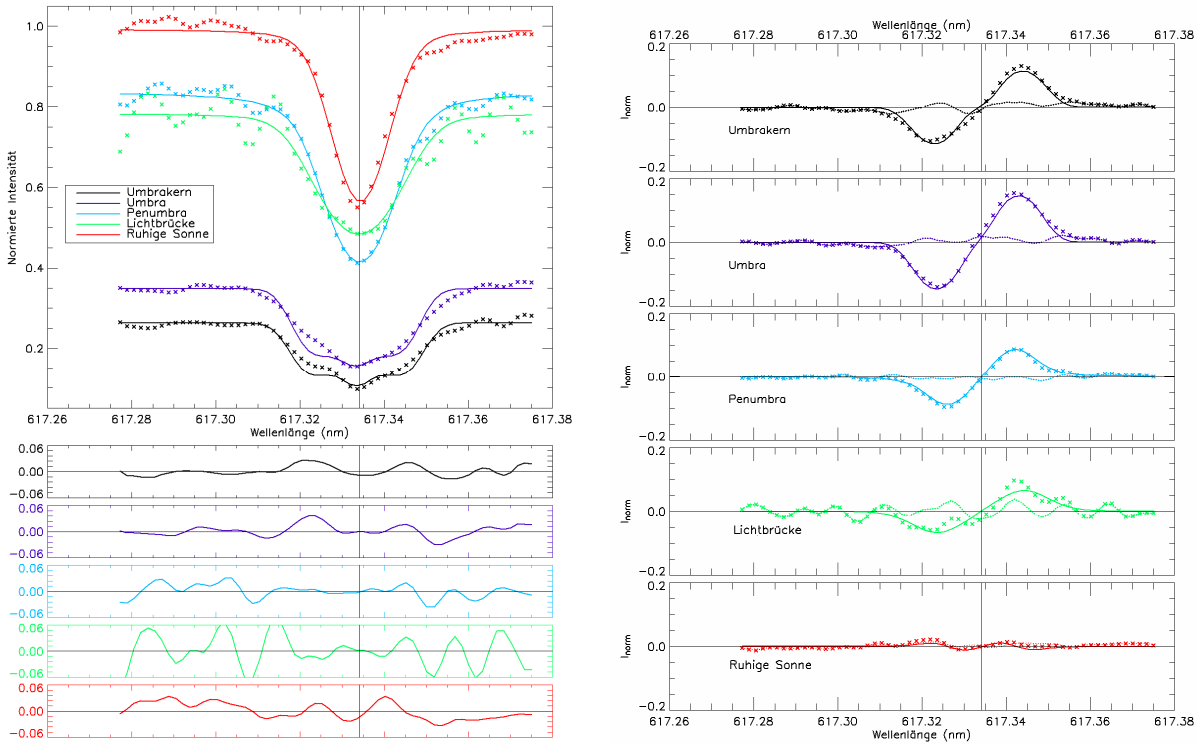


Abbildung 4.15: Beispielspektren aus Messdaten (x) und korrespondierende Modellspektren aus der Inversion (durchgezogene Linie) aus unterschiedlichen Bereichen. Links: Stokes-I, unterer Teil: Residuum $I_{\text{OBS}} - I_{\text{MOD}}$; Rechts: Stokes-V, gepunktete Linie: $I_{\text{OBS}} - I_{\text{MOD}}$. Orte der Beispielspektren siehe Abbildung 4.16

rot) werden gut interpoliert. Das Profil der Lichtbrücke ist unregelmäßig und verrauscht, das Einkomponentenmodell ist hier wohl eine unzureichende Annahme. In der Umbra spalten die modellierten Stokes-I-Profile deutlicher auf als es die Daten zeigen, was sich durch die Linienverbreiterung und die unzureichende spektrale Genauigkeit und Auflösung der Messdaten erklären lässt. Die Ortsverteilung der Unterschiede von Daten und Modellspektren zeigt Abbildung 4.16. Deutlich zu sehen sind die verbliebenen, systematischen Fehler vor allem in den äußeren Bereichen des Bildfeldes. Hier handelt es sich vor allem um Asymmetrien, die durch unzureichende Kontinuumskorrektur hervorgerufen werden, und an die SIR, wie in Abbildung 4.15 (in rot) gezeigt, korrekte, symmetrische Profile anpasst, was

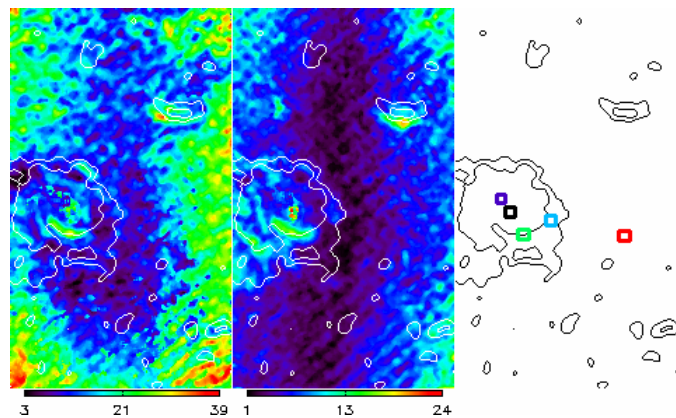


Abbildung 4.16: Ortsverteilung von $\sum_n |I_{\text{OBS}} - I_{\text{MOD}}|$ (ohne Kontinuumsanteile, Skalierung in 10^{-3}). Links: Stokes-I; Mitte: Stokes-V; rechts: Position der Beispielspektren aus Abbildung 4.15.

natürlich die Werte der Differenz ansteigen lässt. In relativen Angaben liegt die durchschnittliche Abweichung für Stokes-I bei 2% und steigt in der Umbra aus den beschriebenen Gründen auf über 10%.

Die Inversion liefert neben der des Magnetfeldes auch die Höhenabhängigkeiten von Temperatur, Elektronendruck und Inklination. Wie beim Magnetfeld ist deren Betrachtung aufgrund der im vorliegenden Fall notwendig konservativen Einstellungen nur bei der Temperatur sinnvoll, bei der in der letzten Iteration fünf Stützpunkte freigegeben sind. Alle anderen Schichtungen zeigen nur den verschobenen Verlauf des Anfangsmodells und werden daher nicht weiter ausgewertet. Die vollständigen Ergebnisse für die Temperaturschichtung finden sich im nächsten Kapitel in Abbildung 5.2. Der Fehler bei dieser Verlaufskurve gibt die Abhängigkeit

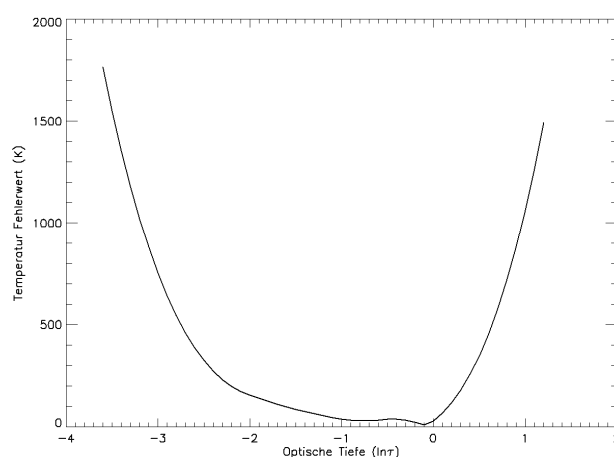


Abbildung 4.17: Fehler bei der Temperaturinversion in Abhängigkeit von der optischen Tiefe (siehe auch Abbildung 5.2)

des Einflusses der Zustandsgröße von der Höhe wieder, entspricht also im Wesentlichen der Response-Funktion (siehe 1.5.2). Er erlaubt hier eine Entscheidung, welcher Wert der optischen Tiefe für eine weitere Auswertung herausgegriffen werden sollte, da der Fehler am geringsten ist. Wie Abbildung 4.17 zeigt ist der von SIR gelieferte Fehlerwert der Modellanpassung im Durchschnitt für $\lg(\tau) = (-0,1)$ mit angenommenen 2% (10 Kelvin) am geringsten. Daher wurden alle Ergebnisse für diese Höhe ausgewertet, die in der Umbra etwa 100-120 km entspricht. Für die Randbereiche nehmen die errechneten Fehler von $\lg(\tau)$ dann erwartungsgemäß stark zu, sie steigen relativ bis auf 50% an. Im Bereich von $\lg(\tau) = 0,5$ bis $(-2,3)$ liegen sie unterhalb 5%.

Die Temperatur- und Magnetfeldkarten, und mit Einschränkungen auch die der Inklination, entsprechen mit den gewählten Einstellungen den Erwartungen und Vergleichsdaten. Sie sind in Abbildung 4.18 dargestellt. Die Inklinationsresultate werden etwas verfälscht durch eine ortsabhängige Verzerrung der Profile, die wiederum ihren Ursprung in der FPI-Lambda-Abhängigkeit (Abbildung 4.4) hat. Die Verläufe von Mikroturbulenz, Elektronendruck und Geschwindigkeit sind nicht immer plausibel. Hier kommen die systematischen Fehler, welche die Daten überlagern, zum Tragen. Zum Beispiel wird eine scheinbare Verschiebung von Stokes-I-Linienminimum und Stokes-V-Nulldurchgang als Geschwindigkeit interpretiert, auch wenn sie durch eine schwache Abweichung in der Intensität der Stokes-V-Kurve hervorgerufen werden kann; die relative Geschwindigkeit ist an diesem Punkt der Reduktion bereits aus den Daten herausgerechnet. Weiterhin verändert ist der Elektronendruck innerhalb der aktiven Region relativ konstant niedrig, obwohl man einen stärkeren Zusammenhang mit dem Magnetfeld erwarten sollte.

Mit den Karten werden in Abbildung 4.18 auch die von SIR errechneten Fehlerwerte angegeben. Diese Fehlerwerte werden dominiert von den systematischen, instrumentell bedingten Abweichungen. Es ist zu beachten, dass die SIR-Fehlerwerte prinzipbedingt um so höher ausfallen, je geringer der Einfluss der Veränderung des Parameters auf die Zustandsgleichung und Bildung des Absorptionsprofils ist, was teilweise sehr hohe Beträge hervorruft. Um Verlauf und Güte einer Inversionsrechnung allgemein vergleichbar bewerten zu können, ist ein vollständiger Satz von Ergebnissen notwendig, wie hier dargestellt. Die Auswertung in Kapitel 5 wird sich aber auf das Magnetfeld konzentrieren und dazu die Temperaturwerte betrachten.

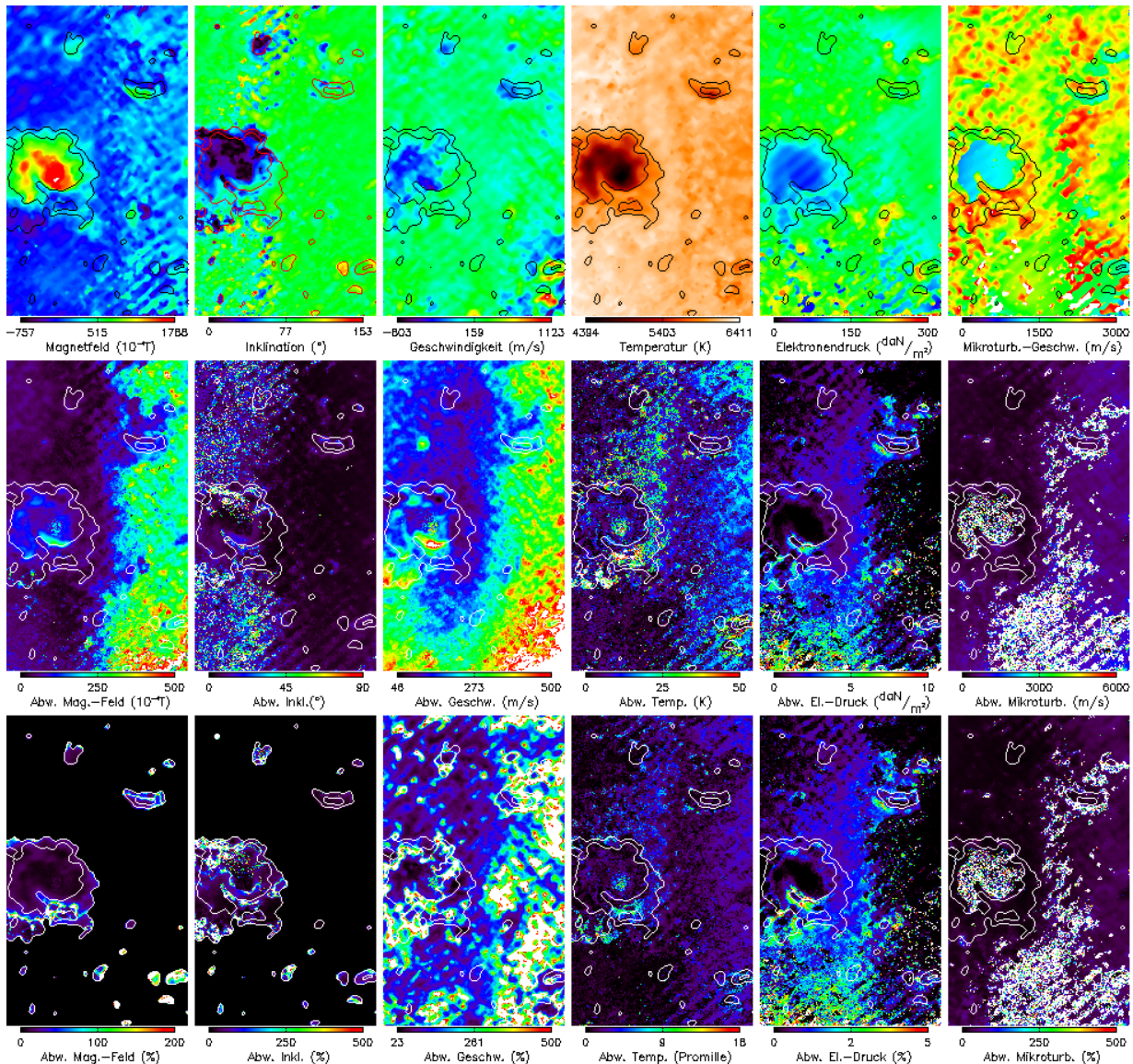


Abbildung 4.18: Kompletter Satz von Inversions-Resultaten mit relativen und absoluten Fehlern. Oberste Reihe: Ergebnisse (gradientenbereinigt); mittlere Reihe: absolute Fehler (zur besseren Übersicht sind sehr hohe Werte teilweise ausgeblendet); untere Reihe: Relative Fehler (hohe Werte teilweise ausgeblendet, Magnetfeld und Inklination nur für aktive Region)

Einige Nachteile bei der technischen Konzeption von SIR sollen hier noch kurz angesprochen werden. Tabelle 4.5 nennt den erheblichen Zeitaufwand der Inversion: Die vollständige Rekonstruktion einer langen Zeitserie kann, je nach verfügbarer Prozessorleistung, viele Monate in Anspruch nehmen. Die vorgestellte Zeitserie beschränkt sich daher auf den Ausschnitt der aktiven Region und die umgebenden Gebiete, zusätzlich wurden die Datenpunkte im Verhältnis 4:1 zusammengeleget („rebinning“).

Die Rechenzeit wird zusätzlich verlängert und erschwert durch das unzuweckmäßige Verfahren, mit dem der Code in andere Programme eingebettet wird, da SIR nicht für eine große Zahl von Spektren ausgelegt wurde. Die Übergabe von Daten und Parametern aus IDL an das FORTRAN-Programm erfolgt ausschließlich über mehrere Dateien, und das Programm wird für jede einzelne Inversion neu initialisiert. Für die hier beschriebenen Zeitserien mussten insgesamt eine Million Profile invertiert werden. Selbst wenn man die Dateiübergabe im RAM realisiert, geht trotzdem ein großer Anteil der Rechenzeit durch diesen Prozess verloren. Eine softwaretechnische Überarbeitung des naturwissenschaftlich hervorragenden Codes ist also notwendig, möglichst in Form eines Umbaus auf eine einbindbare

Objektbibliothek mit Optionen für Parallelisierung des Analyseprozesses in einem Prozessorverbund. Im Rahmen dieser Dissertation war das aber nicht mehr zu bewerkstelligen.

4.6 Zusammenfassung und Ausblick

Nach der Betrachtung der technischen Probleme wird deutlich, dass die Genauigkeit des verwendeten zweidimensionalen Verfahrens durch instrumentelle Probleme erheblich begrenzt wurde. Das Ziel, mit den prinzipiellen Vorteilen der zweidimensionalen Spektroskopie für Zeitserien weitere Erkenntnisse über Vorhandensein oder Umfang von Magnetfeld-Oszillationen zu gewinnen, war anspruchsvoll und am Rand der technischen Möglichkeiten. Der Ansatz ist auf jeden Fall richtig, denn die große Ortsgenauigkeit und verlustfreie, äquidistante Beobachtungstechnik machen das Doppel-FPI zum idealen Instrument für diese Beobachtungen. Die vorausgegangene Beschreibung von Art und Einfluss der systematischen Störungen verdeutlicht allerdings, dass eine sichere Aussage mit den im nächsten Kapitel vorgelegten Daten sehr erschwert wird. Immerhin wirken sich die wesentlichen systematischen Fehler wie Profilverzerrungen oder Überlagerung des Hauptbildes mit Mehrfach-Reflexen ortsabhängig aus und kommen insofern bei der Betrachtung der reinen Zeitentwicklung einzelner Punkte nur in geringerem Umfang zum Tragen. Die vorgestellten Algorithmen zur Magnetfeld-Analyse besitzen verhältnismäßig gering abweichende Eigenschaften, sind aber alle von den spektralen Fehlern betroffen, vor allem den Interferenzlinien und Fringes. Insbesondere die Inversionsrechnung zeigt dadurch in einzelnen Punkten unplausible Ergebnisse. Da bereits das Prinzip des FPI und der optische Aufbau mehrere Korrekturschritte in Wellenrichtung erfordern, sind aber die Möglichkeiten weiter Filtermaßnahmen insgesamt begrenzt und die Qualität der Spektren lässt sich oberhalb eines gewissen Niveaus nicht für eine Zeitserie stabil erhöhen.

Zur Lösung dieser Probleme mussten daher andere Wege gewählt werden. Die optischen Fehler konnten durch Optimierung des Aufbaus weiter verringert werden, wie weiter unten noch besprochen wird. Vor allem ist als verbesserte Reduktionsmethode das Speckle-Verfahren einzubeziehen, wie bei Janssen (2003) und Wunnenberg (2003).

Entscheidende Fortschritte wären auch mit Verwendung einer adaptiven Optik zu erzielen, wie ursprünglich auf für die vorliegenden Daten vorgesehen war. Deren Vorteile liegen für eindimensionale Spektroskopie auf der Hand, da dann auch dort fast verlustfreie Messungen möglich werden. Aber auch eine FPI-Instrumentierung kann mehr davon profitieren, als zunächst zu vermuten ist. Bei der Datenreduktion kann ein großer Teil der Korrekturalgorithmen für Bildversatz erheblich geringer ausfallen. Für Zeitserien, bei denen das nachträgliche Entzerren wegen der Veränderungen des Beobachtungsobjektes nur in geringerem Maße möglich ist, wird eine höhere Bildstabilität erzielt. Da das Bild bei der Beobachtung innerhalb des optischen Aufbaus stabil bleibt und die Teile des Objektes nur äußerst geringfügig wandern, wäre der Einfluss ortsabhängiger systematischer Fehler viel geringer, die bei nachträglicher Bewegungskorrektur schwer nachvollziehbare Abweichungen hervorrufen können. Für diese Vorteile müssen keine Einschränkungen in Bezug auf Messzeit in Kauf genommen werden, die etwa das Speckle-Verfahren fordert. Vor allem für die polarimetrische Analyse wäre der Zugewinn an Genauigkeit entscheidend.

Ein entsprechender Aufbau wird ab etwa 2010 mit dem GREGOR-Teleskop zu Verfügung stehen (Volkmer et al., 2003), das unter Federführung des Kiepenheuer-Institutes mit dem Institut für Astrophysik Göttingen und dem Astrophysikalischen Institut Potsdam mit weiteren Partnern entwickelt wurde. Neben den zahlreichen technischen Neuerungen dieses Großteleskops ergibt sich auch eine Verbesserung bei polarimetrischen Beobachtungen: Polarimetrie und Korrektur über Müller-Matrizen werden erleichtert durch eine Kalibrations-einheit, die an den sekundären Fokuspunkt des Teleskops eingebracht wird, bis zu dem der

Teleskopstrahlengang symmetrisch ist. Da vom beschriebenen Aufbau nach Soltau et al. (2003) etwas abgewichen werden musste, wird zwar auch das GREGOR-Teleskop eine variable, instrumentelle Polarisation aufweisen. Diese muss dann separat gemessen werden, variiert aber nur gering innerhalb des Zeitrahmens einer Beobachtungsserie.

Als erstes dafür geplantes Post-Fokus-Instrument hat das Göttinger IAG den in dieser Arbeit mit genutzten Aufbau erneuert und weiterentwickelt (Puschmann et al. 2006), der ab 2008 vom Astrophysikalischen Institut Potsdam übernommen wird. Der Strahlengang verläuft im Wesentlichen weiterhin nach Abbildung 2.4, aber mehrere der hier beschriebenen Schwierigkeiten wurden behoben oder zumindest entscheidend verringert. Die spektrale Qualität und Reinheit wird erheblich gesteigert durch stabilisierte, besser koordinierte FPIs mit höherer Finesse und geringerem Plattenabstand. Absolute Wellenlängenpositionen verringern nun die notwendige Wellenlängenkorrektur und vereinfachen die aufwendige und selbst wieder fehleranfällige Justage. Auf der Auswertungsseite erhöhen sie die Genauigkeit der Geschwindigkeitswerte. Im endgültigen Ausbau mit einem dritten FPI als Vorfilter und einem Interferenzfilter zwischen FPI 1 und 2 soll auch der Störeinfluss von Reflexen höherer Ordnung entfallen, so dass auf das Schrägstellen eines FPIs verzichtet werden kann, die Hauptursache für verschiedene variable Fehler in den Spektren, wie in 4.3 beschrieben.

Die Kombination der neuen Teleskoptechnik, seiner adaptiven Optik und die über die FPI erzielbaren hohe Photonenausbeute bei geringen Scanzeiten bieten die besten Aussichten, bei der Beobachtung der Zeitentwicklung aktiver Regionen grundsätzliche Fortschritte zu ermöglichen, die beim hier verwendeten Aufbau noch nicht zu erreichen waren.

Kapitel 5: Aktive Regionen in zweidimensionaler Spektroskopie

5.1 NOAA 9036f unter Beobachtung der Zirkularpolarisation

Um die Zeitanalyse der Messergebnisse vorzubereiten, werden diese zunächst anhand eines ausgewählten Einzelscans betrachtet. Einzelscans lassen sich zum Beispiel einer Vielzahl von eindimensionalen Spalt-Untersuchungen gegenüberstellen, um die Details der Zustände an der Sonnenoberfläche zu diskutieren. Da sich diese Arbeit aber auf die Analyse der Zeitse-

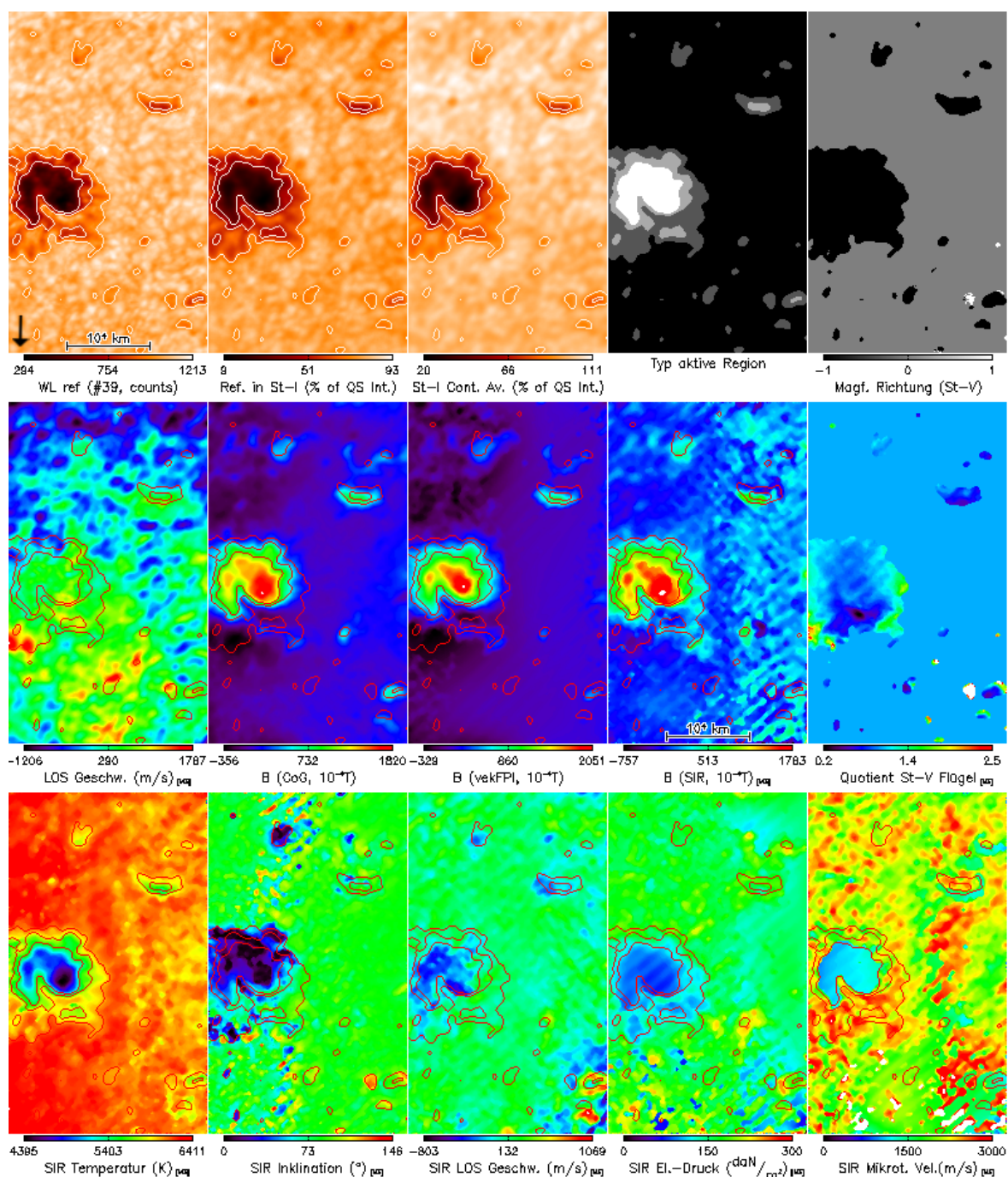


Abbildung 5.1: Ergebnisse der Analyse einer Serie am Beispiel von 13.06.2000, s1.11. *Obere Reihe:* Weißlichtdaten, Region, Magnetfeldrichtung (Pfeil: Sonnenmitte); *mittlere Reihe:* Geschwindigkeit, Magnetfeldwerte, Asymmetrie; *untere Reihe:* wichtigste Ergebnisse der Inversion (schwacher Medianfilter, fehlerhaft überhöhte Werte von Elektronendruck und Mikroturbulenz ausgeblendet); Fehlerangaben und Diskussion der Inversionsresultate siehe Abbildung 4.18 auf Seite 62.

rien konzentriert, die im nachfolgenden Kapitel 6 durchgeführt wird, werden an dieser Stelle nur die Ergebnisse aufgeführt und kurz diskutiert. Über abweichende Beobachtungsverfahren mit besserer Bildrekonstruktion sind für Einzelscans ohnehin merklich höhere Auflösungen zu erzielen, die eine tiefergehende Analyse erlauben als sie hier möglich wäre (zum Beispiel Berger et al., 2004). Nach einigen Verbesserungen des hier verwendeten Aufbaus werden sich aber auch damit am GREGOR-Teleskop mindestens vergleichbare Ergebnisse erzielen lassen, sobald dessen Bau abgeschlossen ist.

Die notwendigen Beobachtungsparameter für die Messungen –in diesem Abschnitt vom 13.6.2000– wurden schon im Abschnitt 4.1.1 (Seite 44) angegeben, um die Diskussion der Messfehler im vorangegangenen Kapitel 4 zu erleichtern. Ausgewählt für die Einzelanalyse wurde der 11. Scan der Serie 1.

In den drei Paneelen von Abbildung 5.1 sind die wesentlichen Ergebnisse in zweidimensionaler Darstellung angegeben. In der ersten Reihe sind die Weißlicht-Intensität und die Intensität des Filterbildes des Stokes-I-Signals für das Referenzbild dieses Scans dargestellt, daneben findet man die durchschnittliche Intensität des Kontinuums von Stokes-I des Scans. Die Zuordnung der aktiven Regionen erfolgt, wie bereits erwähnt, nach dem Histogramm-Verfahren (vergleiche Abbildung 3.4) und wird für die Konturlinien in allen anderen Bildern herangezogen. Die Polarität des Magnetfeldes wurde ermittelt über die Ausrichtung der Stokes-V-Maxima zu einander.

Die mittlere Zeile enthält die Ergebnisse für die Geschwindigkeitswerte in Blickrichtung gemäß der relativen Linienverschiebung gegenüber dem Durchschnitt der ruhigen Sonne. Dargestellt sind weiterhin die Magnetfeldwerte auf der Basis der Stokes-V-Anteile und Stokes-I nach den unterschiedlichen Reduktionsverfahren. Das letzte Bild in dieser Zeile gibt den Quotienten der Absolutwerte der Fläche der beiden asymmetrischen Stokes-V-Profilen wieder, ein Maß für die Asymmetrie des Profils. Hier sind die Werte der ruhigen Sonne und besonders hohe Werte ausgeblendet, sowie die für die kleine Region mit inversem Magnetfeld in der rechten, unteren Ecke.

Das untere Paneel zeigt die restlichen Resultate der Inversionsrechnung für die Tiefe $l_{gr} = -0,1$, wie bereits als Vorgriff in Abbildung 4.18 (Seite 62) gezeigt wurde; an dieser Stelle finden sich auch die absoluten und relativen Fehler. Die Ergebnisse erscheinen insgesamt plausibel, mit Ausnahme der Karten von Elektronendruck und Mikroturbulenz. Die weiteren Untersuchungen behandeln vor allem die Magnetfeldwerte.

Abbildung 5.2 zeigt die Höhenabhängigkeit der Temperaturresultate für den Durchschnitt der Umbra und ruhigen Sonne, jeweils mit den Fehlerwerten, die anhand der Inversionsrechnung ermittelt werden und auf der Entwicklung von Abweichungen über die Response-Funktion beruhen. Die entsprechende Kurve des Anfangsmodells der Inversion ist im Anhang unter 8.4.3 (Seite 109) dargestellt.

In Abbildung 5.4 zeigt die unterschiedlichen Magnetfeld-Resultate anhand von radialen Schnitten durch das Fleckminimum. In Abbildung 5.5 ist der lineare und radiale Verlauf der Intensitäts- und Temperatur- und Magnetfeldwerte dargestellt. Er wird gewonnen als Durchschnitt einer Reihe von radialen Schnitten aus dem Intensitätsminimum des Umbra-kerns in die ruhige Sonne. Als Beobachtungsobjekt wurde absichtlich ein asymmetrischer Sonnenfleck ausgewählt, da bei diesem besonders variable Magnetfelder zu vermuten sind. Eine polare Darstellung der radialen Abhängigkeit ist somit nur für einen regelmäßigen Abschnitt des Flecks sinnvoll, da sonst die Topologie das Ergebnis bestimmt. Um die Daten für den dargestellten Graph zu gewinnen, wurde entsprechend eine Anzahl von Schnittlinien gewählt. Diese wurden auf den verhältnismäßig regulären Teil des Flecks beschränkt. Der genaue Verlauf der Ausschnittslinien ist Abbildung 5.3 zu entnehmen. Die Ergebnisse wurden auf äquidistante Punkte interpoliert.

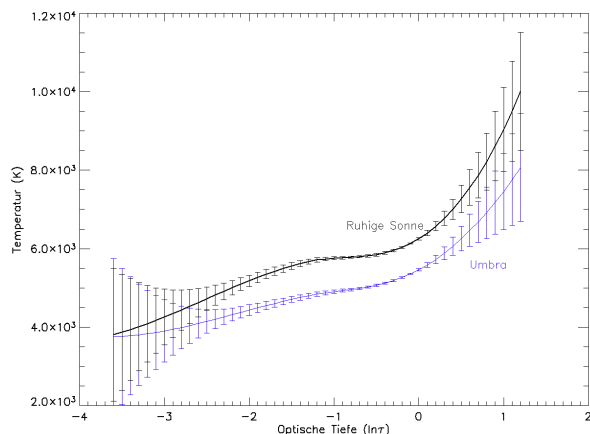


Abbildung 5.2: Resultat der höhenabhängigen Temperaturinversion (Durchschnittswerte für alle Messpunkte der Region)

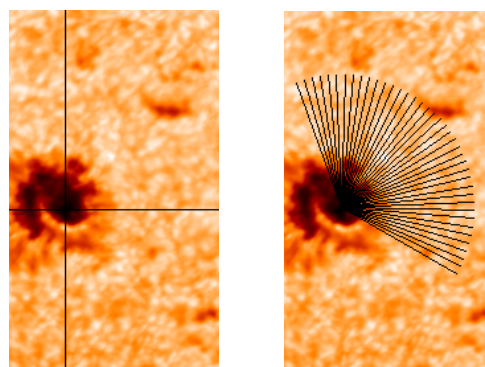


Abbildung 5.3: Position der linearen und radialen Schnitte durch das Beobachtungsgebiet für Abbildung 5.5 und Abbildung 5.4

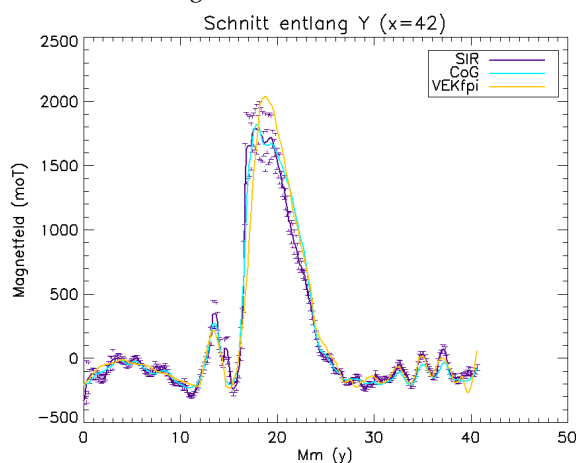
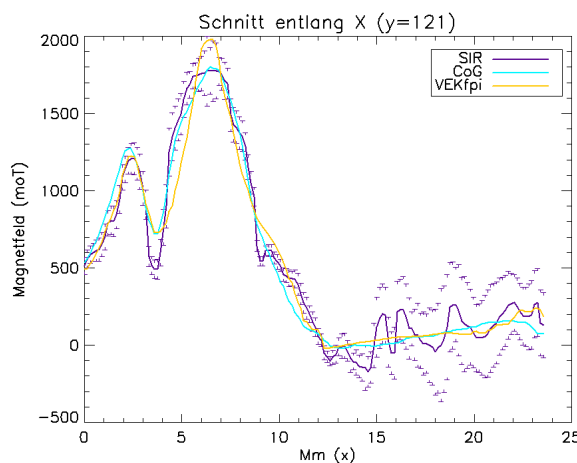


Abbildung 5.4: Vergleich der Ergebnisse der Reduktionsverfahren anhand eines Schnitts durch das Intensitätsminimum des Beobachtungsgebiet in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts). Verlauf der Schnitte siehe Abbildung 5.3, links. Die Fehlerbalken der Inversionsergebnisse entsprechen der Abschätzung aus dem Inversionsverfahren (Abschnitt 1.5.2, in zweidimensionaler Darstellung in Abbildung 4.18).

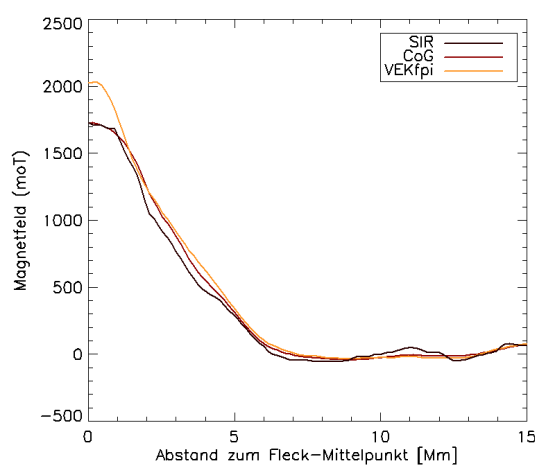
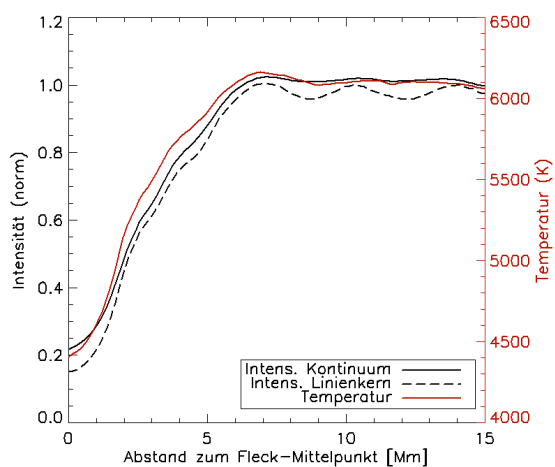


Abbildung 5.5: Intensität (Kontinuumsdurchschnitt), Temperatur (nach Inversion) und Magnetfeld in Abhängigkeit vom Abstand zum Fleckmittelpunkt (Intensitätsminimum). Dargestellt ist der Durchschnitt entlang der radialen Linien aus Abbildung 5.3

Die Ergebnisse der Datenreduktion und -analyse entsprechen den Erwartungen. Der Intensitätsverlauf wird von den Magnetfeldkarten und der Temperaturkarte wiedergegeben, auch der Verlauf im Querschnitt ist sehr ähnlich. Der Evershed-Effekt ist eher schwach ausgeprägt. Vermutlich aufgrund der Linienverbreiterung durch das FPI erscheinen die Ergebnisse der Magnetfelder selbst für einen kleinen Fleck als zu gering, und die Inversionsresultate für die Temperatur sind eher hoch. Während Inversion und Schwerpunktsverfahren ähnliche Zahlenwerte liefern, weicht das Eichkurven-Verfahren bei hohen Werten ab. Die penumbrale Lichtbrücke erscheint mit stark abgeschwächtem Magnetfeld, das im Intensitäts-Maximum sogar verschwindet. Die Asymmetrie der Stokes-V-Flügel nimmt zum Rand der Penumbra und in Richtung Lichtbrücke zu. Die relative Ortsabhängigkeit der Fehler wird auch im Querschnitt sichtbar: In der rechten Hälfte des Beobachtungsgebietes nimmt die Genauigkeit aufgrund der Justierung des Strahls im Strahlenteiler wir deutlich ab. Dies ist bei der Beobachtung der Zeitentwicklung zwar weniger von Belang, macht aber deutlich, dass für Einzelbetrachtungen bessere Verfahren (vor allem Speckle-Bildrekonstruktion) von großem Vorteil wären.

5.2 NOAA 9516 unter Beobachtung des vollständigen Polarisationsvektors

Auch die Beobachtungsparameter dieser Region wurden bereits vorgestellt und sind in Abschnitt 4.1.2 (Seite 46) beziehungsweise Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2 zu entnehmen (Seite 44). Im Unterschied zum vorangehenden Abschnitt wurden bei diesen Messungen die Möglichkeiten des Polarimeter ausgenutzt und der vollständige Stokes-Vektor aufgezeichnet.

In den reduzierten Spektren zeigen sich entsprechend deutliche Fehler in der Linearpolarisation durch Crosstalk, die durch die Korrektur mit mittlerer Müller-Matrix nicht behoben wurden. Für die Intensitätswerte des Umbrakerns war die Belichtung nicht ausreichend, so dass die Absenkung der Absorptionslinie sehr schwach ausgeprägt ist.

Abbildung 5.6 zeigt die Region im Weißlicht- und Kontinuumsintensität, die Unterteilung in Regionen erfolgte wieder nach der Histogramm-Methode (Abbildung 3.4) mit besonderer Abgrenzung des umbralen Kerngebietes. Die verschiedenen Teilgebiete werden gut aufgelöst, die Umbra zeigt eine schwache, lichtbrückenartige Struktur. Das Seeing war sehr gut. Die Geschwindigkeitswerte zeigen sehr hohe Werte für die Umbra; in diesem Fall spricht viel für ein numerisches Artefakt ist, da der Gaußfit bei geringer Intensität hohe Unsicherheit aufweist liefert (vergleiche 4.4.2). Der Evershed-Effekt in Richtung auf die Sonnenmitte (rechts, Pfeil in der Abbildung) ist beim geringen Winkel kaum sichtbar.

Die Resultate der Magnetfeldreduktion zeigt die Eigenschaften der unterschiedlichen Routinen: Im Vergleich zum letzten Abschnitt ist die Reduktion des vollständigen Magnetfeldvektors anspruchsvoller, instrumentelle Fehler haben einen größeren Einfluss. Unbeeinflusst davon ist natürlich die Schwerpunktsmethode, die lediglich das longitudinale Magnetfeld aus der Stokes-V-Komponente berücksichtigt. Bereits die Eichkurvenfelder („vekFPI“) zeigen deutliche Fehler, da bei der beobachteten Absorptionslinie das Verfahren offenbar schneller als im vorangegangenen Abschnitt zum Überlauf der Werte in der Umbra führt und das Magnetfeld scheinbar wieder abnimmt. Daher sind in der Abbildung die Ergebnisse aus der Umbra ausgeblendet, das Verfahren muss auf die Penumbra beschränkt werden. Die Ergebnisse der neuronalen Netze wirken plausibel bei beiden verfügbaren Modellen (Maltby et al. 1985 beziehungsweise Stellmacher & Wiehr 1975), die Resultate unterscheiden sich nur gering. Insgesamt erscheinen die Magnetfeldannahmen aber verhältnismäßig deutlich mit der Intensität zu korrelieren.

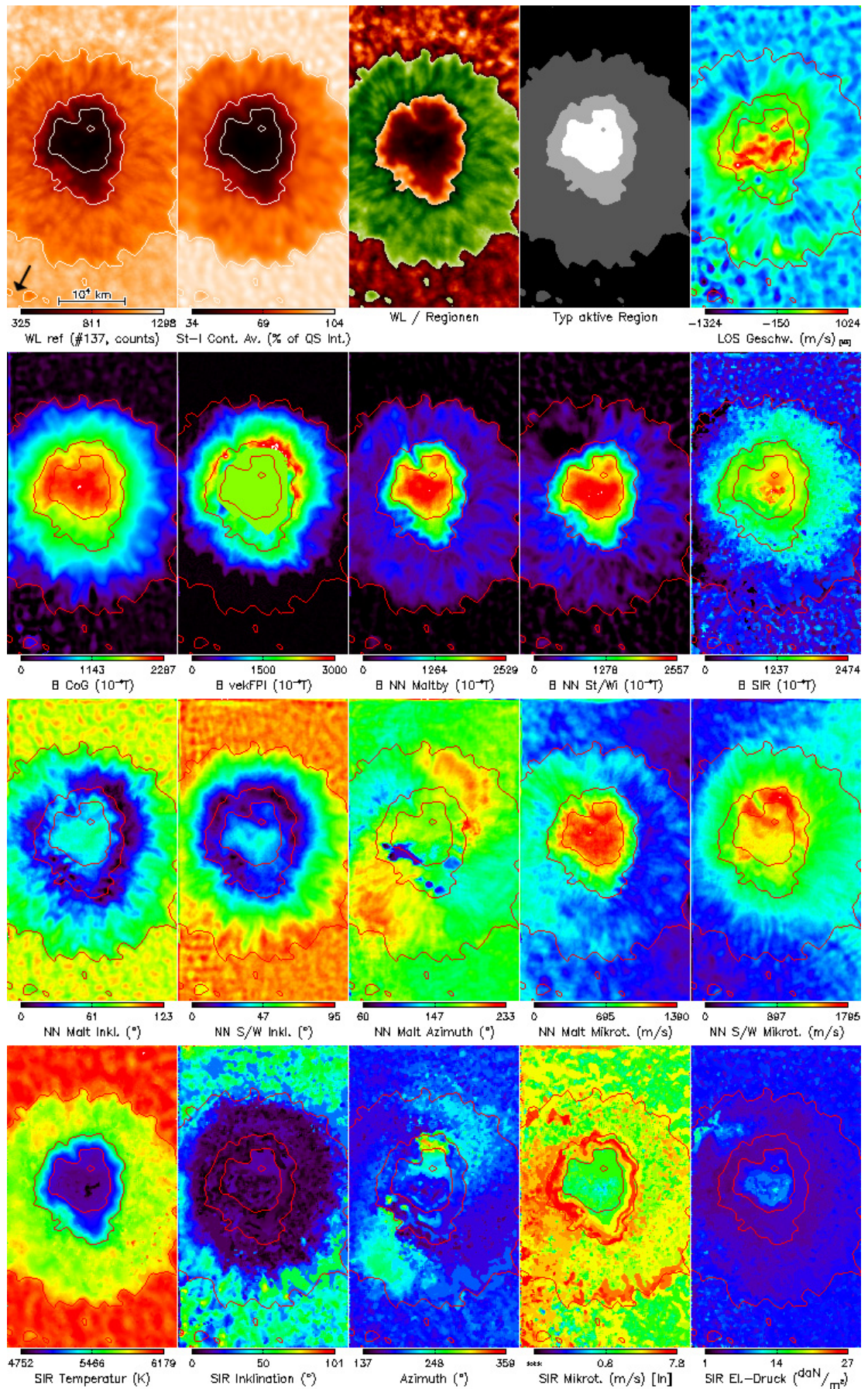


Abbildung 5.6: Ergebnisse aus der Reduktion von S1.10 des 28.06.2001. *Obere Reihe:* Weisslichtdaten, Hilfsdaten, Geschwindigkeit (Pfeil: Sonnenmitte); *zweite Reihe:* Magnetfeldwerte; *dritte Reihe:* wichtigste Ergebnisse der Neuronalen Netze, jeweils für beide verfügbaren Atmosphärenmodelle; *untere Reihe:* wichtigste Ergebnisse der Inversion, Mikroturbulenz in logarithmischer Darstellung. Weitere Details siehe Text.

Für die Inversion mit SIR wurden dieselben, im Anhang unter 8.4.3 aufgeführten Startbedingungen und Einstellungen gewählt, die auch bei den Daten der Fe I Absorptionslinie bei 617,3 nm aus Verwendung fanden. Geändert wurden natürlich die atomaren Linienparameter, außerdem wurde die Variation des Azimut-Winkels gestattet, die bei Beobachtung des Longitudinalfeldes nicht relevant ist. Allerdings waren die SIR-Optionen und Anfangsparameter Ergebnis einer umfangreichen, abgestimmten Parameter-Studie (vergleiche Abschnitt 4.5.3), die aus Zeitgründen für die hier verwendete Absorptionslinie bei 630,249 nm nicht erneut durchgeführt wurde, so dass die Inversion auch deshalb schlechtere Ergebnisse liefert. Entsprechend zeigt etwa die Magnetfeldkarte artifiziell geringe Werte besonders im Umbrakern, wo die Intensität der Spektren unzureichend war, sowie in der ruhigen Sonne, die ein scheinbares Magnetfeld von einigen hundert Gauß aufweist.

Betrachtet man die weiteren Ergebnisse der statistischen Approximatoren in der dritten Zeile von Abbildung 5.6, so werden weitere Artefakte sichtbar, bei denen die beiden Modellrechnungen etwas voneinander abweichen. So nimmt die Inklination scheinbar zum inneren der Umbra hin wieder ab. Die Karte des Azimutwinkels φ , basierend auf den Stokes-Vektoren der Linearpolarisation, hat prinzipiell einen plausiblen Verlauf. Die Mikroturbulenz, wie bereits diskutiert, leidet bei geringer Qualität der Daten verstärkt unter unrealistischen Werten.

In der untersten Zeile sind die entsprechenden Ergebnisse der SIR-Inversion dargestellt. Während die Temperaturkarte durch die für die Inversion hier höhere Zahl an Freiheitsgraden plausibel und ohne sichtbare Artefakte erscheint, ist der Verlauf der Inklination unregelmäßig. Auch die unskalierten Azimut-Werte zeigen in weiten Bereichen der Penumbra zu geringe Abstufungen. Die Mikroturbulenzkarte unterscheidet sich stark von denen der neuronalen Netze. Zusammen mit der Karte des Elektronendrucks ist sie fehlerdominiert. Die von SIR anhand der Reponse-Funktion abgeschätzten Fehler betragen relativ meist unter 1% für die Temperaturwerte, etwa 20% bis 100% für die Magnetfeldwerte, und 50% bis mehrere 100% für die anderen Ergebnisse.

Bei den Azimut-Ergebnissen wurde darauf verzichtet, die Mehrdeutigkeit dieses Winkels aufzulösen. Dies ist zum einen für die weiteren Untersuchungen nicht relevant. Aufgrund der Fehler-Einflüsse, unter anderem durch Crosstalk, wäre eine plausible Extrapolation der Magnetfeld-Vektoren auch aufwendig gewesen.

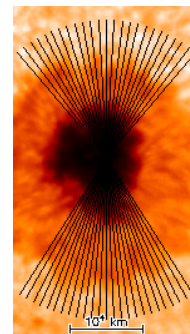


Abbildung 5.7: Position der radialen Schnitte durch das Beobachtungsgebiet für Abbildung 5.8

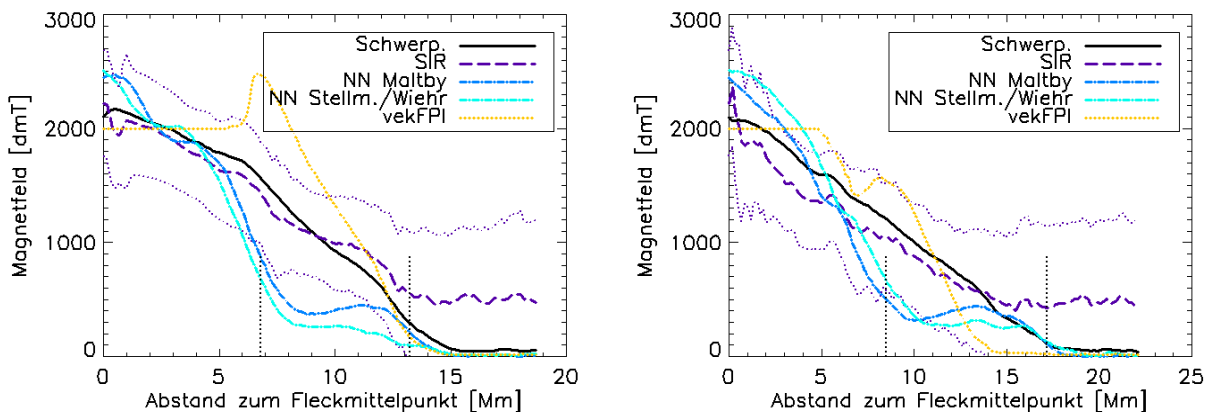


Abbildung 5.8: Durchschnittliche Magnetfeldwerte der unterschiedlichen Reduktionsverfahren anhand von radialen Verläufen durch das Beobachtungsgebiet. Vergleiche Abbildung 5.7; links: oberes Teilgebiet des Flecks, rechts: unterer Teil. Violett gepunktet: Fehlergrenzen der Inversion.

In Abbildung 5.8 sind die Durchschnitte von radialen Verläufen durch die verschiedenen Magnetfeldkarten verglichen; der Verlauf der gewählten Radien ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Wie bereits diskutiert erscheint der Gradient des Magnetfeldes aus den Eichkurvenfeldern (vekFPI) als eher steil. Ähnlich verlaufen allerdings die durchschnittlichen Ergebnisse der Neuronalen Netze. Die Schwerpunktmethode und SIR ergeben einen schwächeren Gradienten; die Inversion ergibt auch für die ruhige Sonne ein Magnetfeld von etwa 500G, vermutlich als Resultat der instrumentellen Linienverbreiterung.

Insgesamt weichen die Ergebnisse der Reduktionsverfahren also deutlicher voneinander ab als beim in 4.5.2 durchgeführten Vergleich bei Beobachtung der Zirkularpolarisation. Die Unterschiede zwischen dem „oberen“ Teilgebiet des Flecks (linker Graph in Abbildung 5.8) und dem unteren sind hingegen gering, die in der Intensität sichtbaren Unterschiede in der Fleckstruktur führen vor allem bei den neuronalen Netzen zu einer Absenkung des Magnetfeldes.

Aus Diskussion wird deutlich, dass die Reduktion von Daten des vollen Stokes-Vektors mit dem gewählten Beobachtungsaufbau deutlich stärker mit Fehlern behaftet ist als die Betrachtung der reinen Zirkularpolarisation. Fehlerquellen stellen insbesondere das schlechtere Signal-Rausch-Verhältnis der Linearpolarisation, Crosstalk, der Verbreiterungskurve der FPIs sowie die numerisch aufwendigere Inversion bei Bestimmung von Inklination und Azimut dar. Die Qualität der hier dargestellten Ergebnisse wurde nicht als ausreichend erachtet, um damit eine Zeitreihen-Analyse durchzuführen. Diese beschränkt sich daher im folgenden Kapitel auf Serien von Stokes-V-Messungen. Dies ist auch angesichts des geringen Zeitabstands der Messungen vorteilhaft, hat aber, wie beschrieben, den Nachteil, dass mögliche Veränderungen in der Inklination von Flussröhren nicht erfasst werden können.

Kapitel 6: Zeitliche Variation

6.1 Statistik und Transformationsparameter

6.1.1 Statistische Werte

Für die 2. Serie des 13.6.2000 wurden umfangreiche Zeit-Frequenz-Analysen durchgeführt. Die Beobachtungsparameter der Zeitserie wurden in Tabelle 4.1 auf Seite 44 protokolliert. Die Wertebereiche der gemessenen Parameter und die statistischen Angaben der Messreihe werden in Tabelle 6.1 aufgelistet. In der Tabelle sind zur Vollständigkeit sowohl die Durchschnitte aller Standardabweichung als auch die aller R.M.S.-Werte („root mean squared“) angegeben, die sich bei jedem Einzelwert lediglich um den Durchschnitt des Datensatzes unterscheiden. Bei der Analyse von Zeitserien ist allgemein die Angabe der R.M.S. üblich, da in der Regel vorher der Abzug des Durchschnitts erfolgt, entweder durch Residuumskorrektur oder durch Unterdrückung der niederfrequenten Anteile, so dass Standardabweichung und R.M.S. meist identisch sind. Die R.M.S. eines Bandes (hier: 5-Minuten-Band) wird ermittelt, indem im Fourier-Raum die Werte außerhalb des Bandes unterdrückt und die Daten dann rücktransformiert werden. Der serienweite Durchschnitt aller separaten Ergebnisse der Histogramm-Methode in Abbildung 6.1 definiert die solare Region jedes Messpunktes in ruhige Sonne, Penumbra oder Umbra. Die

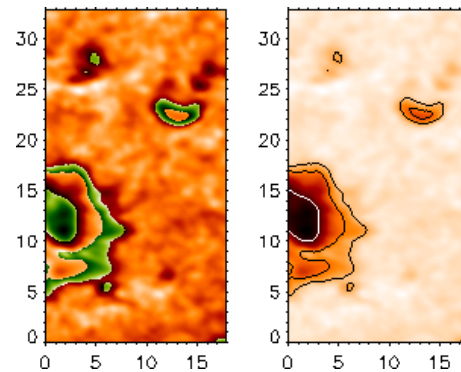


Abbildung 6.1: Festlegung der solaren Region für den gesamten Scan (13.06.2000, Serie 2). Links jede Region relativ skaliert, rechts absolut. Skala: Mm.

	Durchschnittswert	Ø Standardabweich.	Ø R.M.S.	R.M.S. im 5-Min.-Band
B Schwerpunktmethode (G)	40	28	60	5
	260	58	270	11
	950	94	950	18
B Eichkurven (G)	30	14	40	2
	200	45	220	7
	850	86	860	15
B Inversion (G)	130	100	190	18
	390	180	440	26
	1160	220	1190	36
Geschwindigkeit Eichung r. Sonne (m/s)	30	250	300	88
	350	270	460	77
	200	350	440	87
Geschwindigkeit Eichung Umbra (m/s)	10	350	400	105
	330	360	510	87
	180	360	440	81

Tabelle 6.1: Statistik der Messergebnisse für Serie 2 vom 13.6.2000; jeweils oben: ruhige Sonne, Mitte: Penumbra., unten: Umbra. Die statistischen Werte wurden für die Zeitserie an jeden der 26.000×200 Messpunkte ermittelt (Inversion: 816×200). Anschließend erfolgte Durchschnittsbildung. Die Teilgebiete wurden anhand des Durchschnitts aller Ergebnisse nach Histogramm-Methode festgelegt. Definition der Frequenzbänder siehe Tabelle 6.2.

Grenzen wurden konservativ festgelegt, so dass im Grenzbereich einzelne Messpunkte eher dem helleren Gebiet zugeteilt werden.

Allgemein sind die statistischen Angaben zwar mit anderen Messungen vergleichbar, aber nur eingeschränkt, da sie von Geometrie und den gewählten Grenzen des Flecks bestimmt werden. Auch kann der R.M.S.-Wert eines Frequenz-Bandes ohne Veränderung der Daten um bis zu 50% schwanken, je nachdem wie die Grenzen im Frequenzspektrum definiert werden. Diese Grenzen werden aber wiederum beeinflusst von der Skala des Spektrums, also Dauer und Zeitabstand der Beobachtung. Ebenfalls ist die Höhe der ermittelten Powerwerte in gewissem Maße von der Datenreduktion, den Korrekturen vor der Transformation (etwa der Trendkorrektur) und der Auflösung der Frequenzskala abhängig. Zusätzlich ist bei aktiven Regionen prinzipiell auch eine Abhängigkeit von den spezifischen physikalischen Vorgängen im Beobachtungsgebiet zu erwarten. Diese Nachteile beim Vergleich von Beobachtungen des Frequenzverhaltens zeitlich oder räumlich begrenzter Gebiete gelten in ähnlicher Weise auch für die anderen hier vorgestellten Verfahren; eine möglichst vollständige Angabe der Beobachtungs- und Analyseparameter ist unumgänglich.

6.1.2 Parameter der Fourier- und Wavelet-Transformation

Die vorbereitenden Korrekturen sind für Geschwindigkeits- und Magnetfeldvariationen (nachfolgende Abschnitte) gleich. Es erfolgt zunächst Residuumsabzug, Trendkorrektur über Abzug eines Polynoms 2. Ordnung und Multiplikation mit einer Kosinus-Fensterfunktion über 10% des Zeitbereiches (siehe 1.2.1). Dann wurde die Power nach Gleichung (1.3) ermittelt und unter Berücksichtigung der Fensterfunktion normiert. Der zeitliche Abstand der Messpunkte betrug 27.1 Sekunden (36,9 mHz Sampling-Frequenz) entsprechend einer Frequenzauflösung von 185 μ Hz und einer Nyquist-Frequenz von 18,5 mHz (54 Sekunden). Im Rahmen der Auswertung wurden die Ergebnisse auch in durchschnittlichen Powerbändern gemittelt, deren Frequenzgrenzen in Tabelle 6.2 a) und b) ersichtlich sind. Die Motivation dieser Grenzen erfolgt weiter unten im Verlauf der Analyse. Das Signifikanzkriterium nach Groth (1975) wurde in 1.2.1 eingeführt.

Alle Zeitserien wurden auch wavelet-transformiert und die Power dieser Umformung ermittelt, die dann zeitlich variabel ist. Als Mutterfunktion diente dazu die Morlet-Funktion (Gleichung 1.4) mit „padding“, $\omega = 6$, einem Skalenabstand von 1/16 und 60 Skalen ab 0,9 Minuten, was einem Periodenbereich von 0,9 bis 12 Minuten entspricht. Diese Parameter bewirken eine relativ hohe Zeit- und eher geringe Frequenzauflösung bei der Transformation, was den gegebenen Anforderungen entspricht: Die Auflösung ist in den hohen Frequenzen ohnehin höher als benötigt, und in der Analyse werden zum Teil nur noch Durchschnittswerte, also Frequenzbänder betrachtet. Die Daten wurden dazu über ihren Skalen-

Bezeichnung des Fre- quenzbandes	a) <i>Fourier-Analyse:</i> <i>Geschwindigkeit</i>				b) <i>Four.-Analyse:</i> <i>Magnetfeld</i>		c) <i>Wavelet-</i> <i>Transformat.</i>	
	Band Anfang		Band Ende		Frequenz (mHz)		Frequenz (mHz)	
	Freq. (mHz)	Perid. (Min.)	Freq. (mHz)	Perid. (Min)	Anfang	Ende	Anfang	Ende
w. Rauschen	14,8	1,1	18,3	0,9	14,8	18,3		
75 Sekunden	12,4	1,3	14,2	1,2	12,4	14,8	12,2	15,0
2 Minuten	7,4	2,3	9,4	1,8	6,8	9,4	6,9	9,4
3 Minuten	4,8	3,5	6,6	2,5	4,2	6,7	4,3	6,6
5 Minuten	2,6	6,5	3,7	4,5	2,6	3,7	2,6	3,8
8 Minuten	1,8	9,0	2,4	6,9	1,9	2,4	1,9	2,4
1/f-Rauschen	0,4	45,2	2,0	8,2				

Tabelle 6.2: Grenzen der Frequenzbänder für die Analyse von Serie 2, 13.06.2000

wert normiert und zu Powerbändern zusammengefasst, dabei wurden die Periodengrenzen etwa entsprechend denen der Fourier-Bänder festgelegt (Tabelle 6.2, c). Die Transformation bewirkt leichte Unterschiede in den Bändergrenzen von 1-2% (1-10 Sekunden). Für die Einzelanalyse bestimmter Teilgebiete wurden gegebenenfalls abweichende Skalenparameter verwendet, die dann angegeben sind. Die Signifikanz wurde nach dem χ^2 -Verfahren ermittelt.

6.1.3 Darstellungsverfahren

Die statistische Analyse der Frequenzspektren von Geschwindigkeitsoszillationen auf der Basis von Langzeit-Beobachtungen von mehreren Stunden bis hin zu Monaten ist als Helioseismologie sehr weit entwickelt. Die Beschreibung von kurzzeitigeren Phänomenen im Bereich von Minuten oder wenigen Stunden, ebenso wie die von Fluktuationen und Magnetfeldvariationen, ist viel weniger systematisch. Sie muss sich im Wesentlichen auf die phänomenologische Darstellung von Art und Parametern der beobachteten Veränderungen beschränken. Auch das führt zu kontroversen Ergebnissen bei unterschiedlichen Beobachtungen.

Im Folgenden werden die Parameter von Variationen, die sich aus der Zeit-Frequenz-Analyse ergeben, grafisch auf unterschiedliche Weise dargestellt. Die Darstellungsverfahren sind teilweise etabliert, andere wurden erst im Umgang mit den umfangreichen Ergebnissen entwickelt. So kann deutlich werden, welche Variationsfrequenzen wo dominant auftreten und wie groß die jeweilige Power ist. Die Verfahren dienen auch dazu, kurzfristig auftretende Variationen zu systematisieren und vergleichbar zu beschreiben. Nach einer einleitenden Untersuchung der Intensitätsverläufe (6.2) werden die Darstellungsverfahren für die Ergebnisse der Geschwindigkeitswerte (6.3) eingeführt. In 6.4 werden dann die Magnetfeldvariationen auf diese Weise analysiert und mit den Geschwindigkeits- und Intensitätsveränderungen verglichen.

6.2 Intensitätskorrelation

6.2.1 Spearman-Koeffizienten

Im Folgenden werden zunächst Korrelationen zwischen Veränderungen der Intensität und Änderungen von Geschwindigkeit und Magnetfeld betrachtet. Dazu werden noch keine Transformationen angewendet, sondern lediglich Korrelationsparameter errechnet. Die Unterschiede der beiden Intensitätswerte wurde in 3.4.2 beschrieben, die Linienkernintensität wurde auf das Kontinuum normiert.

Wie in 4.4.2 erörtert, wird die Ergebnisdiskussion in Bezug auf Geschwindigkeiten dadurch erschwert, dass die Geschwindigkeitswerte der aktiven Regionen einer vermutlich instrumentell hervorgerufenen, erhöhten Fehlerstreuung unterliegen, die den eigentlichen Geschwindigkeitswerten überlagert ist. Die Beziehung von Geschwindigkeit und durchschnittlicher Kontinuums- / Linienkernintensität zeigt Abbildung 6.2. Sie ist erwartungsgemäß gering. In der akti-

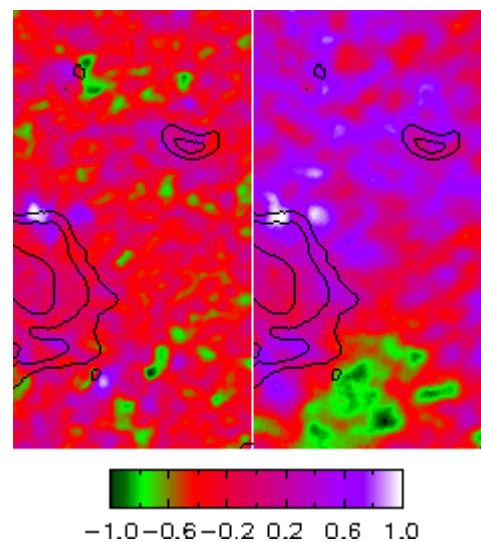


Abbildung 6.2: Spearman-Koeffizienten der Korrelation von Geschwindigkeit und Kontinuums- (links) sowie Linienkernintensität (rechts)

ven Region ist die Korrelation besonders klein, was aber bei der Streuung der Geschwindigkeitswerte nicht überrascht. In der ruhigen Sonne ist der Spearman-Koeffizient meist leicht negativ und im Betrag unterhalb 0,6. Gebiete mit höherer Korrelation in der ruhigen Sonne sind vermutlich auf Supergranulation zurückzuführen.

Die Abhängigkeit der Verhältnisse zwischen Intensität und Magnetfeldwerten (Abbildung 6.3) zeigen ein widersprüchliches Bild, abhängig von der Art der Magnetfeldreduktion. Hier ist natürlich auch zu berücksichtigen, dass die Vektor-Magnetograph-Methode auf die Penumbra ausgerichtet ist. Generell spielen Fehlereinflüsse eine große Rolle bei der Interpretation: Eine negative Korrelation deutet vor allem auf nicht ausreichend korrigierte Bildbewegungen oder Streulicht-Einflüsse hin, da Gebiete niedriger Intensität auch höhere Magnetfelder aufweisen. Dieser Effekt wird bei starkem Intensitätsgradienten besonders deutlich.

Eine positive Korrelation ist physikalisch gesehen interessanter, da es sich hier um Opazitätsschwankungen handeln kann: Sinkt der Opazitätskoeffizient, so dass kurzfristig tiefere Schichten beobachtet werden, so steigen in der Umbra Temperatur beziehungsweise Intensität und Magnetfeld an. In der Penumbra ist das Verhältnis nicht eindeutig, da das Magnetfeld bei einer stark geneigten Flussröhre in tieferen Schichten auch geringer werden kann (vergleiche Bellot Rubio et al. 2000).

Im vorliegenden Fall lassen die einander widersprechenden Werte keine eindeutige Abschätzung zu. Sie verdeutlichen eher, wie stark die Ergebnisse vom Reduktionsverfahren abhängen können. Prinzipiell kann man annehmen, dass das Schwerpunktsverfahren die geringste Fehleranfälligkeit zeigt. Interessant ist, dass das Gebiet der Lichtbrücke auch hier nur gering negative Korrelation mit der Kontinuumsintensität zeigt, bei den anderen beiden Reduktionsverfahren ist diese sogar positiv.

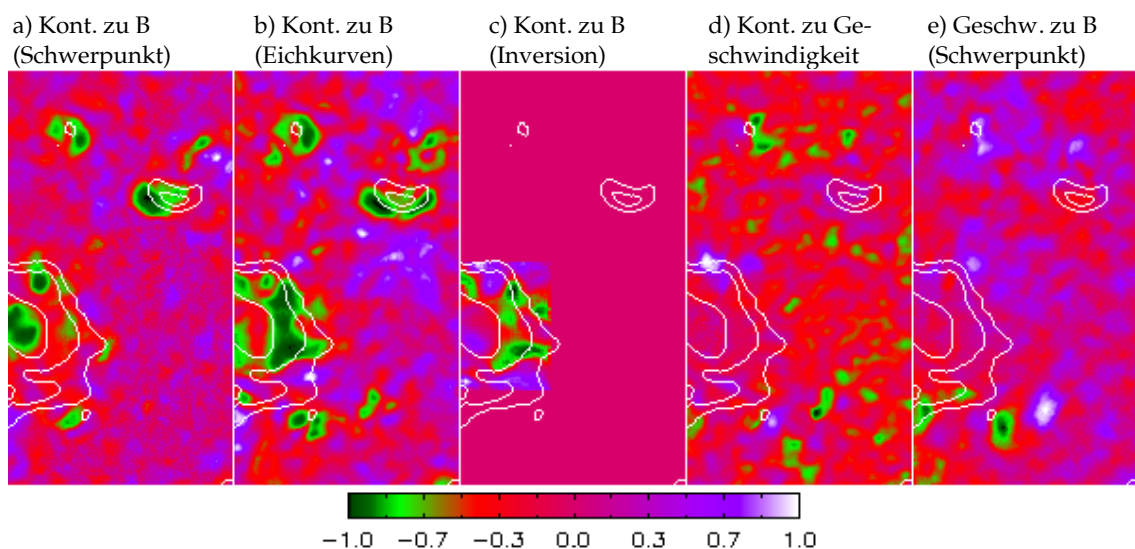


Abbildung 6.3: Spearman-Koeffizienten der Korrelation von durchschnittlicher Kontinuumsintensität, Magnetfeld (unterschiedliche Reduktionsverfahren) und Doppler-Geschwindigkeit in Beobachtungsrichtung

6.2.2 Phasenverschiebung zwischen Intensitäts- und Geschwindigkeitsvariation

Das Licht des Kontinuums wird an der Oberfläche der Sonne emittiert, während die Anteile der Absorptionslinie in höheren Schichten der Atmosphäre gebildet werden, das Licht des hier beobachteten, ausgeprägten Linienkerns schließlich wird in etwa 500 Kilometern Höhe absorbiert. Da die relative Geschwindigkeit über einen Gauß-Kurvenfit der Absorptionskurve gewonnen wird, bildet das Ergebnis einen ungefähren Durchschnittswert der verschiedenen Höhenanteile. Wenn man die Korrelation zwischen Intensitätsvariationen und den Veränderungen der Geschwindigkeit betrachtet, ist diese Höhenverschiebung zu berücksichtigen, da sich Parameteränderungen des solaren Plasmas mit endlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit in größere Höhen fortpflanzen. Diese Phasenverschiebung wird nun, wiederum ohne Transformation, näher untersucht. Diese Information ist für die Interpretation der Variationen (z. B. die Bestimmung der Wellenmoden) von großem Interesse. Für ein relativ ungestörtes Teilgebiet der ruhigen Sonne (markierter Ausschnitt in Abbildung 6.4) wurden Geschwindigkeitsserien mit Fluktuationen der Kontinuumsintensität korreliert und dann der Durchschnitt der Ergebnisse aller Zeitserien ermittelt. Dann wurde der Versatz des Anfangspunktes der Intensitäts-Zeitserien iterativ verschoben, dass heißt, es wurde jeweils die Intensitäts-Zeitserie mit dem Anfangspunkt ($t_0 \pm i, t_0 \pm i+1, \dots, t_1 \pm i$) mit der Geschwindigkeits-Zeitserie (t_0, t_1) korreliert.

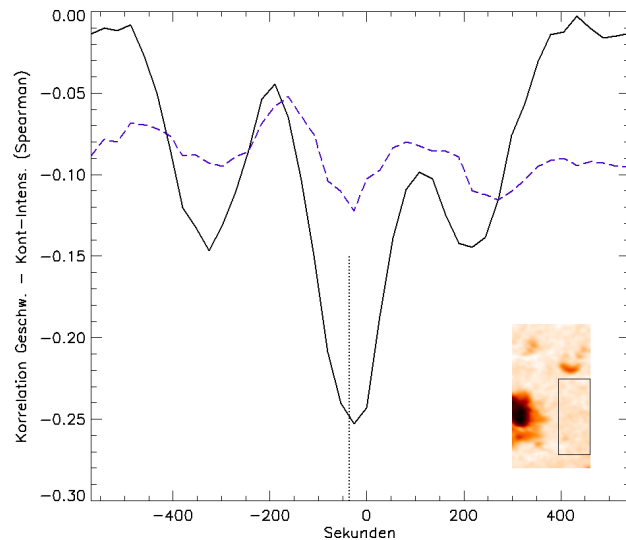


Abbildung 6.4: Zeitversatz der durchschnittlichen Korrelationswerte für den rechts unten dargestellten Ausschnitt der ruhigen Sonne. Gepunktet: Minimum der Kurve; blau gestrichelt: Korrelation mit Intensitätsminimum

Das Ergebnis ist in Abbildung 6.4 dargestellt: Die Kontinuumsintensität korreliert generell negativ mit der Geschwindigkeit, der Spearman-Koeffizient schwankt merklich zwischen 0 und -0,25. Nach Gaußkurvenanpassung liegt das Optimum der Korrelation bei einem Versatz von etwa -36s. Nimmt man für Dichteveränderungen im solaren Plasma an der Sonnenoberfläche eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von etwa 8 km/s an (Schallgeschwindigkeit in der Photosphäre), so entspricht das einem Höhenunterschied von etwa 300 km zwischen der Sonnenoberfläche und dem Durchschnitt aller Entstehungspunkte der Absorptionslinie. Abgesehen von dem Hauptminimum erreicht die zeitabhängige Korrelation deutliche Nebenminima mit einer Zeitverschiebung von jeweils etwa 300 Sekunden, die vermutlich durch die 5-Minuten-Oszillation hervorgerufen werden.

In Abbildung 6.4 ist weiterhin das Verhältnis zwischen Geschwindigkeitsveränderungen und Intensität des Linienminimums aufgetragen (gestrichelte Linie). Dabei wurde wie erwähnt die Intensität zur Normierung durch die Kontinuumsintensität dividiert. Die resultierende Korrelation fällt erheblich schwächer aus und schwankt nur gering um einen Durchschnittswert von -0,09. Der Verlauf zeigt bei $\Delta t=0$ ebenfalls eine Verschiebung von etwa -30 Sekunden, die aber durch den starken Einfluss der Kontinuumswerte in diesem Bereich, die vermutlich nicht vollständig korrigiert wurden, verzerrt ist. Die Nebenminima zeigen eine Zeitdifferenz von etwa 40 Sekunden gegenüber den Kontinuums-Nebenminima, sowie zusätzlich eine etwas erhöhte Periode. Dies sind Hinweise auf eine Veränderung der Plasmaparameter, allerdings lässt die geringe Variation keine genaue Auswertung zu. Die Details der Verläufe werden von den Parametern der gerade aktiven Geschwindigkeitsoszillationen in dem beobachteten Ausschnitt dominiert, da das betrachtete Gebiet mit etwa 2000 Mm^2 relativ klein ist.

Eine genauere Analyse, die auf den Bisektoren der Absorptionskurven aufbauen würde (Wunnenberg, 2003) wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt, da der Schwerpunkt hier auf der Systematisierung von Variationen in aktiven Regionen liegt und die instrumentellen Parameter und das Beobachtungsgebiet entsprechend gewählt wurden. Mit dem in 4.6 beschriebenen verbesserten Aufbau ist dies aber eine ideale Anwendung für zweidimensionale Spektroskopie. Für weitergehende Untersuchungen könnte vor allem ausgenutzt werden, dass die Inversionsverfahren und auch die jüngsten Erweiterungen für statistische Approximatoren von Carroll (2008) eine Höhenabhängigkeit der weiteren Zustandsparameter des Plasmas liefern, entsprechend dem angenommenen Modell.

Weitere Aussagen lässt auch die Analyse über die Phasenanteile der Fourier- beziehungsweise Wavelet-Korrelation zu. Hierfür wurde versuchsweise die Kontinuumsintensität mit der Wavelet-Power für die Geschwindigkeit korreliert; man erhält allerdings dabei mit den vorliegenden Daten keine eindeutige Beziehung. Lediglich für das 5-Minuten-Band ergibt sich eine schwach positive Korrelation zwischen Intensität und Power, die keine Zeitabhängigkeit aufweist. Die Beziehung ist aber vor allem ortsabhängig. Einige weitere Untersuchungen dazu werden in Abschnitt 6.3.6 durchgeführt (Abbildung 6.12). Auf entsprechende Abhängigkeiten zum Magnetfeld wird Abschnitt 6.4.2 eingegangen.

6.3 Geschwindigkeitsoszillationen

6.3.1 Durchschnittliche Fourier-Powerspektren

Wie in Abschnitt 3.4.3 beschrieben, wird die Plasmabewegung in Beobachtungsrichtung über ihre Dopplerverschiebung ermittelt, die im Folgenden abgekürzt als „Geschwindigkeit“ bezeichnet wird. Die deutliche Fehlerstreuung in Bereich der aktiven Region wurde in Abschnitt 4.4.2 diskutiert. Die Oszillationsanalyse der ruhigen Sonne ist nicht erkennbar betroffen und profitiert zusätzlich davon, dass hier Geschwindigkeitsveränderungen in Raum und Zeit meist großskalig ausfallen, bezogen auf die erreichte Auflösung. Leichte Abweichungen, etwa durch Seeing-Schwankungen, wirken sich daher nur gering aus. Die Geschwindigkeits-Zeitserien wurden nicht in Zeitrichtung auf Peaks gefiltert. In der ruhigen Sonne war dies unnötig, in der Umbra hätte es verhältnismäßig viele Daten betroffen. Hohe Abweichungen können aber auch im Fourier-Spektrum behandelt werden.

Die Signifikanzabschätzung erfolgte nach Groth (1975). Da das Rauschniveau bei der nachfolgenden Betrachtung der Magnetfeldvariationen erwartungsgemäß hoch lag, wurde auch bei der Geschwindigkeit ein eher niedriges Signifikanzniveau von 95% angesetzt, das entspricht dem 5,4-fachen des weißen Rauschens. Dieses wurde für jedes Einzelspektrum abgeschätzt über den Durchschnitt der Powerwerte im hochfrequenten Bereich, genauer des obersten Fünftels des Frequenzbereiches, siehe auch Tabelle 6.2. Für die weitere Betrachtung werden wie üblich alle Werte unterhalb des Signifikanzniveaus unterdrückt.

Abbildung 6.5 zeigt die durchschnittliche Verteilung der Power auf die verschiedenen Bereiche des Beobachtungsgebietes. Auch das weiße Rauschen ist dort exemplarisch dargestellt als Durchschnittswert aller nicht-signifikanzkorrigierten Powerspektren (gestrichelte, rote Linie). Durch die Korrektur sinkt dann das Minimum aller weiteren, rauschunterdrückten Kurven entsprechend.

Den Durchschnittsspektren aus Abbildung 6.5 kann man die für eine weitere Untersuchung interessanten Frequenzbereiche entnehmen. In der ruhigen Sonne dominieren erwartungsgemäß die Fünf-Minuten-Oszillationen. Power findet sich auch im 2- und 3-Minuten-Band, das nicht mehr vom „pink noise“ (siehe unten) beeinflusst wird. Weiterhin zu sehen sind sehr schwache, kurzperiodische Oszillationen bei 13-14 mHz, entsprechend rund 75 Sekunden Periode beziehungsweise dem knapp Dreifachen der Sampling-Frequenz.

In Penumbra und Umbra sind die 5-Minuten-Oszillationen stark abgeschwächt, in etwa gleicher Stärke findet sich Power bei 3- und vor allem 2-Minuten und im kurzfrequenten Bereich bei 12–14 mHz, also 70-80 Sekunden. Auch wenn man das Signifikanzniveau auf 99% anhebt, bleiben alle höherfrequenten Powerspitzen in diesem Bereich signifikant. Die hochfrequenten Variationen bei circa 13 mHz sind dann nur noch für aktive Regionen signifikant, die Power der 5-Minuten-Oszillationen bleibt unverändert.

Bei den meisten Beobachtungen werden lediglich die Frequenzen der 5- und 3-Minuten-Bänder als wesentlich erachtet, die Power in höheren Frequenzen fällt allgemein weit schwächer aus. Wie beschrieben ist der Anstieg der Power teilweise auch auf instrumentelle Probleme zurückzuführen (4.4.2). Interessant ist bereits hier der Anstieg im hochfrequenten Bereich um 13 mHz. Zum Beispiel zeigen Centeno et al. (2006, Fig. 5) ein vergleichbares Geschwindigkeits-Power-Spektrum (Fig. 5), das in einem untersuchten Sonnenfleck auch eine Erhöhung der Power erkennen lässt, die aber nicht weiter diskutiert wird. Eine große Rolle spielt dieser Frequenzbereich für die ruhige Sonne bei Wunnenberg (2003), was weiter unten noch einmal aufgegriffen wird. Im Folgenden wird dieser Frequenzbereich als „75-Sekunden-Band“ bezeichnet und weiter untersucht.

In der Abbildung ist bei niedrigen Frequenzwerten der Einfluss des frequenzabhängigen „pink noise“ oder „1/f-Rauschens“ deutlich zu sehen, das mit niedriger Frequenz stark ansteigt. Die Korrektur ist schwierig; die untere, gepunktete Kurve entspricht einem Fit der Kurve der ruhigen Sonne (schwarzen) durch eine mit einem Polynom zweiter Ordnung kombinierte Gaußkurve, vorher wurde der Bereich der Fünf-Minuten-Oszillationen linear interpoliert. Da diese Vorgehensweise sich als nicht ausreichend zuverlässig erwies, wurde

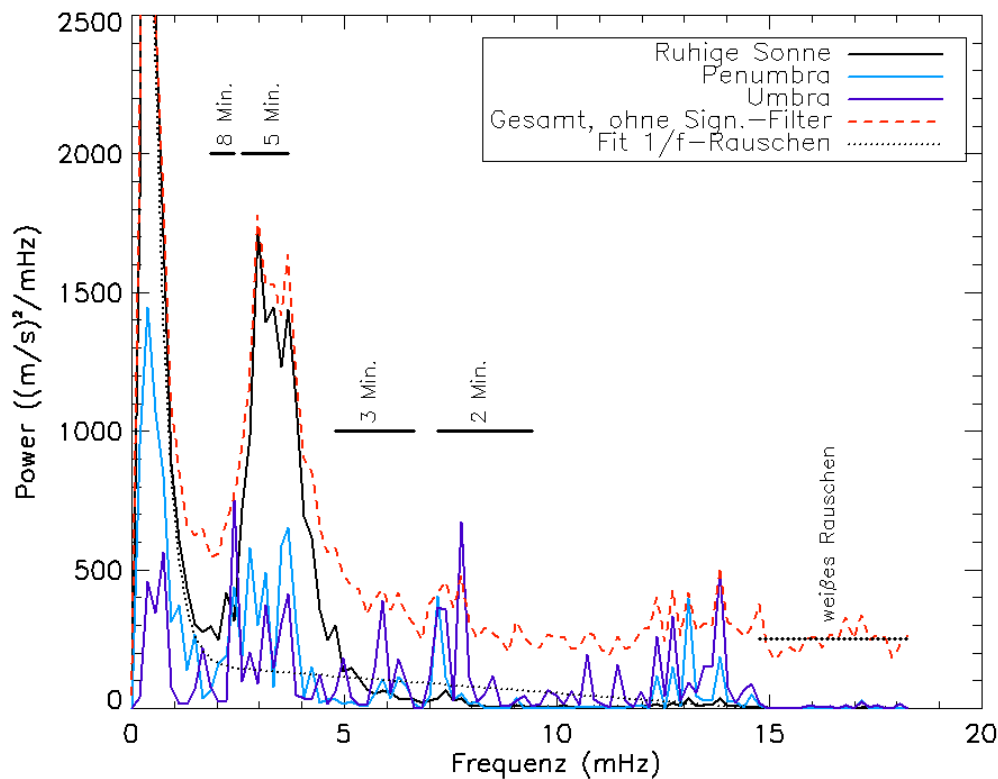


Abbildung 6.5: Durchschnittsspektren aller Geschwindigkeits-Power-Spektren unterschieden nach Region. 95% Signifikanz nach Groth; Eichung auf ruhige Sonne. Gestrichelt: Durchschnitt inklusive unsignifikanter Werte. Gepunktet: Exemplarisch Fit des 1/f-Rauschens („pink noise“) und weißes Rauschen. Dargestellt sind auch die Bereiche der 8-, 5-, 3- und 2-Minuten-Bänder nach Definition aus Tabelle 6.2. Maximum der Powerkurve ruhige Sonne: $4100 \text{ (m/s)}^2 / \text{mHz}$

keine numerische Korrektur des „pink noise“ durchgeführt. Es ist also zu berücksichtigen, dass die Power der niederfrequenten Bereiche dadurch erhöht wird, bis zu einem Frequenzwert von etwa 2 mHz / 8 Minuten. Also ist bei der Betrachtung etwa des 8-Minuten-Bandes ist davon auszugehen, dass die absoluten Powerwerte vom Rauschen verstärkt werden, aber auch das 5-Minuten-Band wird dadurch noch leicht angehoben.

6.3.2 Powerkarten

Zur Übersicht werden durchschnittliche Powerbetrachtungen auf Frequenzbänder beschränkt, deren Grenzen man nach den sinnvollen, oszillatorisch aktiven Bereichen wählt (etwa „Fünf-Minuten-Band“). Sie lassen sich über die Verteilung der Power in Abbildung 6.5 gut motivieren. Frequenzbänder sind, wie Poweruntersuchungen generell, kein scharf definiertes Verfahren, da die festgelegten Grenzen variieren und von der Auflösung des Oszillationsspektrums abhängen. Die Definition der bei den Geschwindigkeitsoszillationen verwendeten Bänder wurde der Übersicht halber bereits in Tabelle 6.2 (Seite 73) angegeben. Weitere Powerkarte der anderen Messergebnisse werden noch im folgenden Unterkapitel, in Abbildung 6.20 (Seite 95) vorgestellt.

In Abbildung 6.6 ist diese Power-Ortsverteilung für die Geschwindigkeit in den gewählten Frequenzbändern dargestellt. Die Ergebnisse beider Eichverfahren der Geschwindigkeit werden einander gegenüber gestellt: Für die oberste Reihe wurden alle Einzelscans jeweils auf den Durchschnitt der ruhigen Sonne geeicht, in der Reihe darunter erfolgte die Eichung auf den Durchschnitt des umbralen Kerngebietes als Geschwindigkeit Null. Die Skalierung entspricht dem Wertebereich des 5-Minuten-Bandes, die Spitzen der anderen Karten liegen darüber, bis hin zu Werten von 10.000 kHz m². Diese Einheit entspricht den leichter verständlichen (m/s)²/mHz, wobei der Einheit von Power-Werten geringe physikalische Bedeutung zukommt und sie oft ausgelassen wird.

Wie zu erwarten sind die 5-Minuten-Oszillationen absolut dominant in der ruhigen Sonne. In der aktiven Region sind kaum signifikante Oszillationen zu sehen. Das hier nicht, wie man erwarten könnte, 3-Minuten-Oszillationen zu sehen sind, liegt vor allem daran, dass hier das Rauschen so stark ist, dass nur räumlich sehr kleine Gebiete über dem 95%-Wahrscheinlichkeitskriterium liegende Oszillationen zeigen. Die in der aktiven Region auftretende Power ist meist über das gesamte Spektrum verteilt und fällt daher unter die Signifikanzgrenze, die durch das starke weiße Rauschen sehr hoch liegt. Mit größter Wahrscheinlichkeit hat das, wie mehrfach erwähnt, die instrumentelle Streuung zur Ursache, die in den aktiven Regionen die eigentlichen Signale zum Teil überdeckt. In der Penumbra sind Fünf-Minuten-Oszillationen recht stark vertreten. Deutlich zu erkennen ist auch eine recht genaue Übereinstimmung zwischen dunkleren Penumbra-Gebieten und Power im 8-Minuten-Band. In der langfristigen Verteilung sind Grundzüge der Makrogranulation sichtbar.

Die hohen Powerspitzen in den kurzfrequenten 1- bis 3-Minuten-Bändern sind in ihrer Ortsverteilung auf sehr kleine Gebiete beschränkt. Ihre Signifikanz liegt nicht weit über 95%, erhöht man die Kriteriumsgrenze weiter, so fallen sie weg, während sich das 5-Minuten-Band fast unverändert zeigt. Die geringe Ausdehnung und die in Einzelspektren sichtbare starke Ausdehnung im Frequenzraum macht es wahrscheinlich, dass es sich hierbei um vom Rauschen erzeugte Artefakte handelt.

Das kurzfrequente Band um 75 Sekunden ist getrennt aufgeführt, um die Powerspitzen aus Abbildung 6.5 in der Ortsverteilung darzustellen. Kurzperiodische, akustische Wellen sind eine mögliche Quelle für den Temperaturanstieg in der Chromosphäre, entsprechende Beobachtungen in der ruhigen Sonne wurden zuerst von Wunnenberg et al. 2002 berichtet (bei 543,4 nm /Fe I und Perioden von 50-100s, ebenfalls mit zweidimensionaler Spektroskopie beobachtet, allerdings bei abweichender Datenrekonstruktion). Das 75-Sekunden-Band in Abbildung 6.6 zeigt zunächst ebenfalls hohe Powerwerte, die auf sehr kleine Gebiete von wenigen Bildpunkten beschränkt sind, viele davon am Rand der umbra-

len Kerngebiete. Generell zeigen eher hellere Gebiete leicht erhöhte Power im 75-Sekunden-Bereich, deutlich erhöht in der Lichtbrücke. Diese Beobachtung ist nicht über die erste, unterbrochenen Messreihe („Serie 1“) zu verifizieren, da aufgrund der zu kurzen Messdauer (14 Minuten) in der aktiven Region keine Schwingungen auftreten, die gegenüber den dominierenden 5-Minuten-Oszillationen dem Signifikanzkriterium standhalten.

Wie erläutert gibt es zwei mögliche Eichverfahren für die Geschwindigkeit. Da es der instrumentelle Aufbau nicht zulässt, eine Wellenlängenpositionen konstant abzubilden, muss für Zeitserien jeder Scan einzeln geeicht werden (3.4.3, 4.4.2). Als Nullpunkt der Geschwindigkeit der jeweiligen Einzelscans kann dabei entweder der Durchschnitt der Werte der ruhigen Sonne oder der des umbralen Kerngebietes (innerste der blauen Konturlinien in Abbildung 6.6) angenommen werden. Im Prinzip sollten beide Verfahren ähnliche Ergebnisse liefern, da aber die Streuung der Geschwindigkeitswerte in der aktiven Region bei dieser Messung erhöht war, kann man von der ersten Methode eine höhere Genauigkeit erwarten. Die abweichenden Ergebnisse im zweiten Fall, also bei Eichung auf das Umbra-Kerngebiet, sind dargestellt in Abbildung 6.6, Mitte. Bei genauerer Betrachtung beruht ein Teil der Ab-

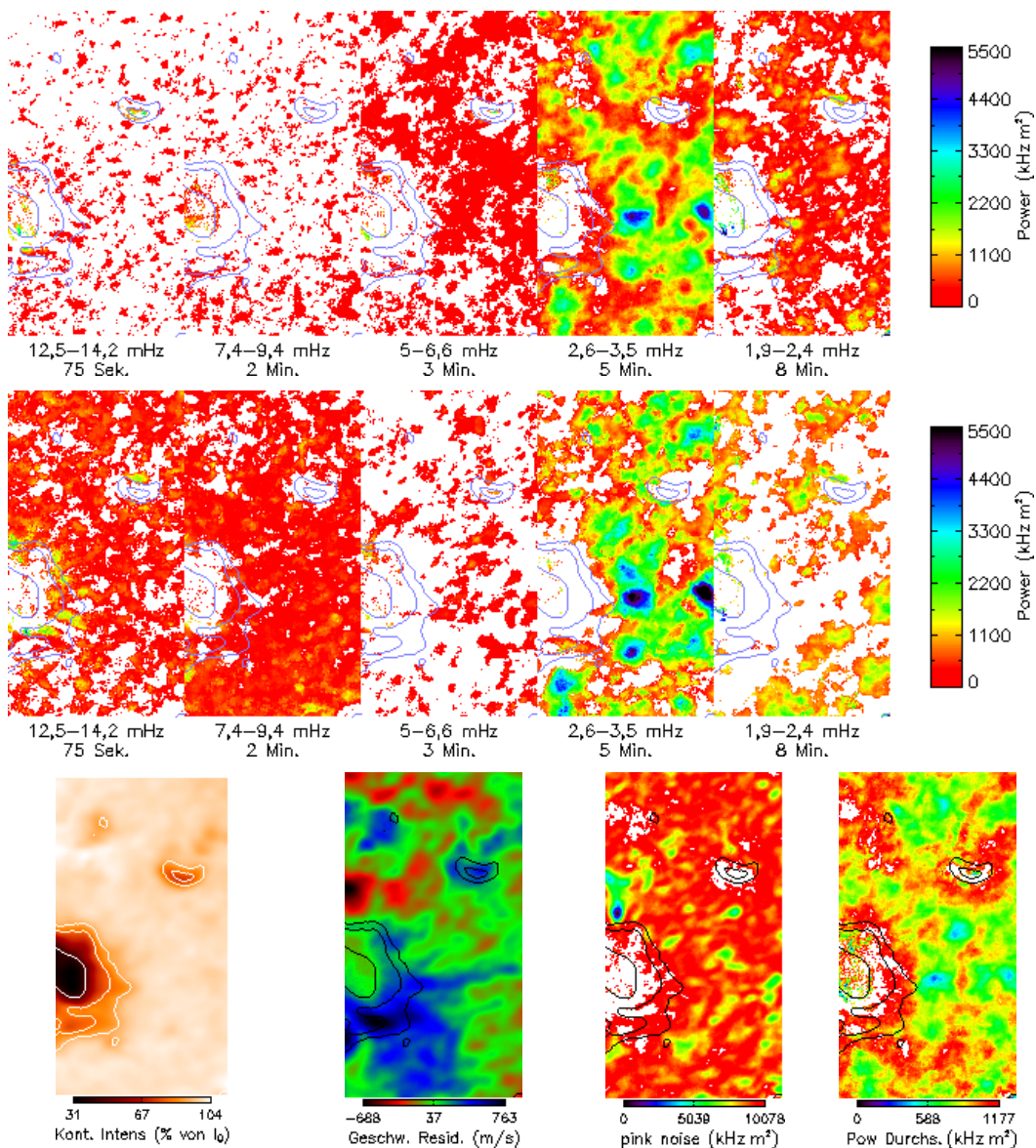


Abbildung 6.6: Powerkarten der Geschwindigkeitsoszillationen. Oben: Eichung auf den Durchschnitt der ruhigen Sonne; Mitte: auf Durchschnitt des Umbrakerngebietes. Unten: durchschnittliche Kontinuumsintensität, Residuumsbild, „pink noise“ und Durchschnitt aller signifikanten Power-Werte (außerhalb Rauschens von 1,9 – 11,1 mHz)

weichungen auf unterschiedlicher Höhe der Powerwerte, im niederfrequenten Bereich bleiben die Bereiche hoher Power meist erhalten. Im hochfrequenten Bereich gibt es deutlichere Divergenzen. Die hellen Strukturen der Penumbra treten im kurzfrequenten 75-Sekunden-Band viel deutlicher hervor, auffallend ist wieder die deutliche Power im penumbralen Bereich der Lichtbrücke, die im oberen Paneel (ruhige Sonne) nur schwächer zu erkennen ist. Allerdings sind nur kleine Teile dieser Gebiete bei Anheben des Signifikanz-Kriteriums auf 99% noch sichtbar.

Die eindeutige Trennung zwischen physikalischen Vorgängen und Rausch-Artefakten ist bei diesen Messungen mit den gegebenen, nicht vollständig korrigierbaren Seeing- und instrumentellen Einflüssen nicht möglich. Dies betrifft insbesondere die kurzfrequenten Bänder, in denen sich schwache Bildbewegungen an Orten mit lokal höheren Helligkeitsgradienten verstärkt abzeichnen. Die Zunahme an Power im 75-Sekunden-Band ist aber auf jeden Fall auffällig. Für sichere Ergebnisse müssen diese Beobachtungen durch Messungen mit höherer Genauigkeit und mit verbesserter Korrektur überprüft werden, um zu entscheiden, ob dieses Frequenzband tatsächlich für Flussröhren von besonderer Bedeutung ist.

6.3.3 Verteilung der dominanten Frequenzen

Sind Oszillationen ausreichend ausgeprägt, so ist das stärkste Signal im Power-Spektrum im Rahmen der Beobachtungszeit deutlich auf einen schmalen Frequenzbereich begrenzt. Für eine genauere Beschreibung kann dann sinnvoll sein, in welchem Frequenzband die Power auftritt und welche Frequenz dominiert, also wo das Maximum des Frequenzspektrums liegt. Diese Information kann zum Teil den oben dargestellten Powerkarten der Frequenzbänder entnommen werden. Nachfolgend wird zusätzlich eine alternative, ergänzende Darstellung der Frequenzverteilung entwickelt: in Abbildung 6.7, a) und b) wird gezeigt, in welches Frequenzband der stärkste Powerpeak im Beobachtungszeitraum fällt. Dazu sind die vier Frequenzbänder bei 75 Sekunden, 2-3, 5 und 8 Minuten als Gebiete in blauer, roter, grüner und violetter Grundfarbe gezeigt, die genaue Position des Frequenzmaximums entnimmt man der jeweiligen Farbhelligkeit. Natürlich zeigt auch diese Darstellung der Maximalfrequenz, wie bei den Powerkarten, immer nur einen Teil der Informationen des dreidimensionalen Datenblockes aus Ortskoordinaten und Frequenz, liefert aber eine interessante, ergänzende Visualisierung der oszillatorischen Abläufe.

Karte a) in Abbildung 6.7 zeigt das Ergebnis bei Eichung auf die ruhige Sonne, b) für den Umbrakern. Es treten leichte Unterschiede zu den gewöhnlichen Powerkarten in Abbildung 6.6 auf, da dort die durchschnittliche Power aus einem Frequenzband dargestellt ist, während einzelne Spitzen bewirken können, dass das absolute Maximum in ein generell schwächeres Band fällt. Dies ist insbesondere der Fall für das vom „pink noise“ angehobene 8-Minuten-Band, diese Einschränkung muss in Kauf genommen werden. Bei den Abbildung 6.7 a) und b) wurden die Ergebnisse zur Übersichtlichkeit auf die definierten Bänder beschränkt, Maxima außerhalb der Bänder werden also nicht berücksichtigt. Dies betrifft 4% aller Serien und wird ersichtlich in Karte c als hellgrau. Gegenüber der Definition der Frequenzbänder aus Tabelle 6.2 wurde das 5-Minuten-Band leicht auf 4,1 mHz (4,1 Minuten) ausgedehnt, da einige Gebiete der ruhigen Sonne diese Maximalfrequenz zeigen. Dunkelgrau bezeichnet in Karte c) Zeitserien komplett ohne signifikante Power oberhalb des „pink noise“ bis 1,7 mHz, was 5% aller Datenpunkte betrifft, die ausschließlich in aktiven Regionen liegen.

Die Karte a) zeigt, dass bei Fünf-Minuten-Oszillationen über größere Gebiete durchgehend eine Frequenz dominiert, im Rahmen der Messdauer von 90 Minuten und der Frequenzauflösung von 185 μ Hz. Dieses Verhalten von gleichförmig schwingenden Gebieten entspricht der zu erwartenden Supergranulation. Das Verhalten ändert sich in aktiven Regionen und auch Gebieten mit erhöhtem Magnetfeld (etwa die Region links oben, oberhalb des Flecks auf Höhe der Pore). In Gebieten mit schwachem Feld und umliegender ruhigen Sonne

ist möglicherweise eine verstärkte Tendenz zu langperiodischen Schwingungen um 6-8 Minuten zu sehen. Allerdings ist es möglich, dass dieser Effekt durch die Zunahme des „pink noise“ bewirkt wird, also niedrige Frequenzen in den „unruhigeren“ Zwischenräumen zwischen den Makrogranulationsstrukturen angehoben werden. In jedem Fall sind in Einzelbetrachtungen an den Orten dominanter 8-Minuten-Oszillationen auch starke 5-Minuten-Schwingungen zu finden. Im Fleck treten in der Penumbra 5-Oszillationen auf, die teilweise auch bis in die Umbra reichen, ansonsten herrschen in der Umbra Schwingungen von 2-3 Minuten oder 75 Sekunden, meist aber gibt es keine signifikanten Signale. An vielen Stellen ist keine klare, ausgedehnte Struktur zu erkennen, sondern ein rauschartiges, „salt and pepper“-Bild. Auffällig ist wieder die Dominanz des 75-Sekunden-Bands in der Lichtbrücke.

Die Verschiebung des Geschwindigkeitsnullpunktes auf den Umbrakern (Teilbild b) bewirkt ein erheblich verstärktes Vorherrschen der 2- bis 3-Minuten-Oszillationen auch in einigen Gebieten der ruhigen Sonne, was nicht plausibel erscheint. Dafür erscheint auch in der Penumbra statt der 5-Minuten-Oszillationen nun dieses kurzfrequente 2-3 Minuten-Band dominant, was hier zu erwarten wäre. Die Nullpunktseichung hat also recht erhebliche Auswirkungen auf die relative Powerverteilung. Insgesamt liefert die Eichung auf die ruhige Sonne plausiblere Ergebnisse.

Teilbild c) zeigt die relative Stärke des jeweiligen Spitzenwertes des Frequenzspektrums. Die Grundfarben symbolisieren weiterhin das Frequenzband, die Helligkeit diesmal aber die relative Intensität. Die dargestellten Maximalwerte sind dazu normiert auf den Durchschnitt des dazugehörigen Powerspektrums (ohne Rauschteile und bei Berücksichtigung des Spektrums unterhalb von 1,9 mHz und oberhalb von 14,6 mHz). Wie erläutert sind dunkelgraue Flächen Gebiete ohne signifikante Oszillationen. In Karte c) sind nun Maxima außerhalb der vordefinierten Bänder berücksichtigt und in hellgrau dargestellt. Die Einzelbetrachtung zeigt, dass die Frequenzspitzen in diesen Bereichen fast ausschließlich zwischen das 5- und das 3-Minuten-Band fallen. Es fällt auf, dass an den Stellen in der aktiven Region, an denen etwas ausgedehntere Gebiete eine gleichartige Oszillation zeigen, diese auch hohe Power aufweist, so dass diese Ergebnisse als relativ verlässlich angesehen werden können. Dies ist in der Lichtbrücke und deren Verlängerung zum Umbrakern der Fall, sowie in der Pore.

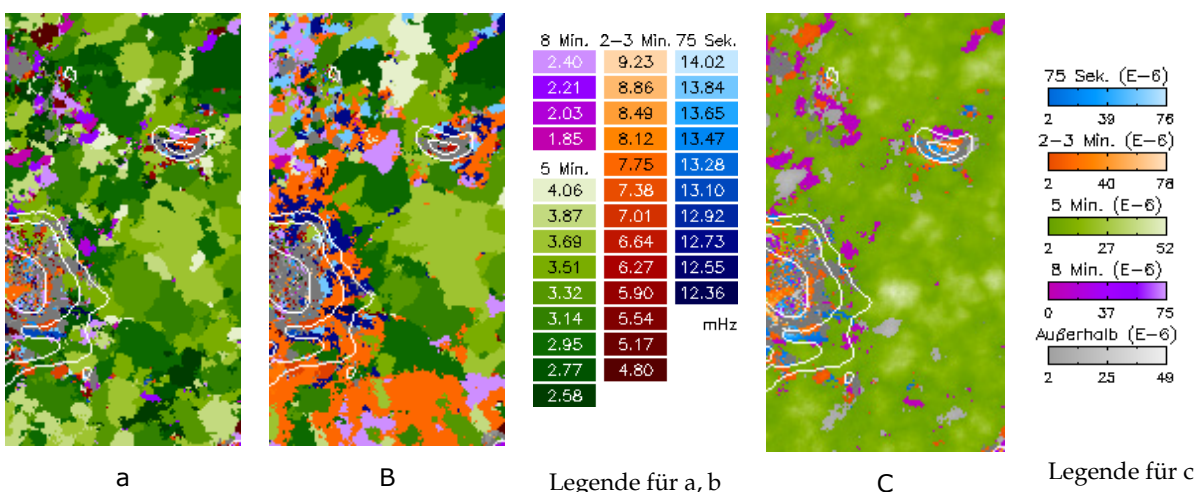


Abbildung 6.7: Dominante Frequenz bei Geschwindigkeitsoszillationen. a: Eichung auf den Durchschnitt der ruhigen Sonne; b: auf Durchschnitt des Umbrakerngebietes. Die Grundfarben bezeichnen die Periodenbänder, den Farben sind einzelne Frequenzen zugeordnet, siehe Legende. c: Höhe des jeweiligen Powermaximums, normiert auf den Durchschnitt der Power des jeweiligen Spektrums; Grundfarben wie bei a) und b). Grau: keine Power (dunkel) oder außerhalb der Bänder. Signifikanz 95% nach Groth.

In Abbildung 6.8 wird dieser Zusammenhang noch einmal in Relation zum Magnetfeld dargestellt. Aufgetragen ist die Zahl aller Zeitserien, deren maximale Frequenz in eines der Frequenzbänder fällt, über die magnetische Feldstärke am Ort der jeweiligen Serie, gegeben durch den Durchschnitt aller Ergebnisse der Schwerpunktmethode. Fünf-Minuten-Oszillationen sind bis über 1000 Gauß noch vertreten, wobei möglicherweise niedrige Magnetfelder durch die Linienverbreiterung der FPI etwas überschätzt werden. Mit höheren Magnetfeldern, ab etwa 1250 Gauß, sind die 2-3-Minuten-Oszillationen am stärksten vertreten. 75-Sekunden-Variationen kommen bei starken Magnetfeldern vor, ansonsten zeichnen sie sich bei 500 Gauß ab, dem Magnetfeld der Lichtbrücke. Relativ am häufigsten aber sind bei fast allen Magnetfeldstärken von 500 Gauß aufwärts die Zeitserien ganz ohne signifikante Power.

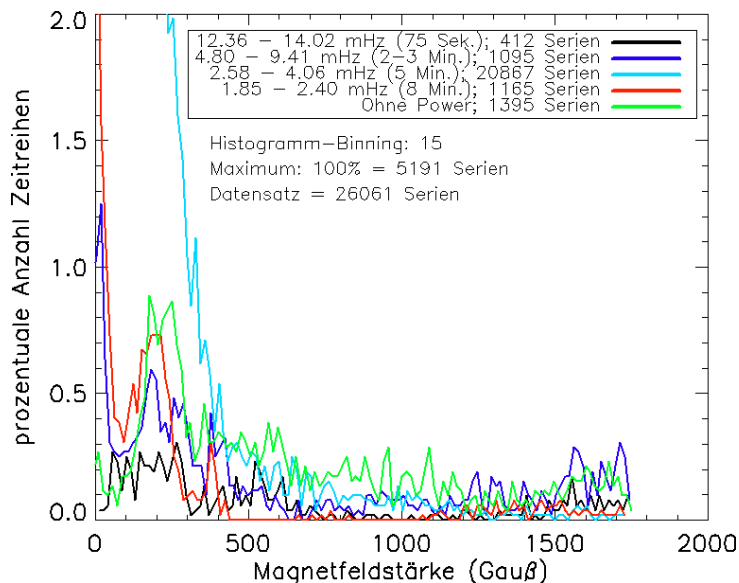


Abbildung 6.8: Verteilung der „dominanten Frequenz“ als Histogramm auf verschiedene Bänder in Abhängigkeit von der dazugehörigen durchschnittlichen Magnetfeldstärke (Schwerpunktverfahren).

75-Sekunden-Variationen kommen bei starken Magnetfeldern vor, ansonsten zeichnen sie sich bei 500 Gauß ab, dem Magnetfeld der Lichtbrücke. Relativ am häufigsten aber sind bei fast allen Magnetfeldstärken von 500 Gauß aufwärts die Zeitserien ganz ohne signifikante Power.

6.3.4 Power-Spitzenwerte

Eine Wavelet-Transformation liefert die Zeitabhängigkeit der Power. Neben anderen Anwendungen eignet sich dieses Hilfsmittel zur Analyse der Verteilung von kurzzeitigen, starken Geschwindigkeitsveränderungen, die bei einer Fourier-Analyse durch die Gewichtung des zeitlichen Durchschnitts nur zu einem geringen Anstieg der Power führen würde. In Abbildung 6.9 sind die absoluten Spitzenwerte der Power der Wavelet-Transformation je nach Ort und Frequenzband aufgetragen. Dabei zeigt sich, dass bestimmte Gebiete der Lichtbrücke und des unteren Teils der Umbra sehr hohe Werte ergeben, was aufgrund des Fehlerrauschens auch nicht überrascht. Um einen Überblick zu gewährleisten, werden in der Farbdarstellung die Werte auf eine maximale Power von 4×10^7 kHz m² begrenzt.

Die Karte ergibt kaum Unterschiede im kurzfrequenten Bereich von drei Minuten oder weniger. Das Maximum der Power konzentriert sich hier in den Bereichen der Lichtbrücke und

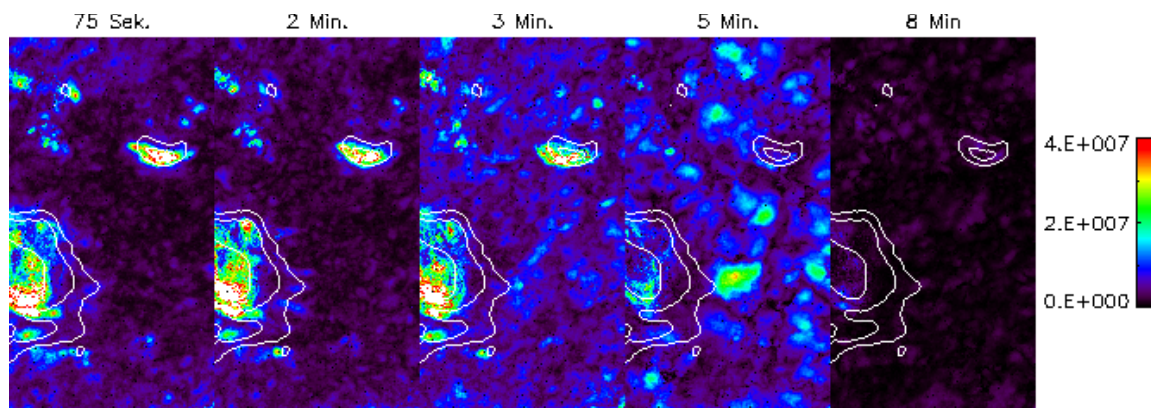


Abbildung 6.9: Absolute Maximalpower der Wavelet-Transformation der Geschwindigkeit (kHz m²) in den unterschiedlichen Frequenzbändern. Signifikanz: 90% (Varianz), Eichung auf ruhige Sonne

der Umbra, vor allem dem unteren Bereich. Zwar sind Lichtbrücken Kandidaten für schockwellenähnliche Veränderungen (vergleiche Schlichenmaier & Schmidt 2000), aber geringe Genauigkeit der Geschwindigkeitswerte lässt eine Unterscheidung vom Rauschen nicht zu. Die Ähnlichkeit der Ergebnisse für alle kurzfrequenten Bänder ist ein Anzeichen für rauschartiges Verhalten. Im 5-Minuten-Band finden sich erwartungsgemäß räumlich ausgeprägte Maxima in den Gebieten ruhiger Sonne. Die Extreme, also die Bereiche besonders hoher Power, sind deutlich weniger ausgedehnt als bei den Ergebnissen der Fourier-Analyse, Abbildung 6.6, liegen aber am gleichen Ort. Der Acht-Minuten-Bereich zeigt kaum Power.

Auffallend sind die sternförmigen Bereiche, die von der Penumbra in die ruhige Sonne hineingehen und leicht erhöhter Power im 75-Sekunden- und 2-Minuten-Band zeigen. Sie korrelieren mit dunkleren Filamenten der Penumbra, auch wenn diese nicht langfristig stabil sind und sind ähnlich bei der Fourier-Analyse bei Eichung auf umbrale Kerngebiete zu finden (Abbildung 6.6, mittlere Reihe). Der Vergleich mit den Ergebnissen der Fourier-Analyse ist schwierig, vor allem wegen der starken Fehleranteile in Verbindung mit der abweichenden Rauschfilterung, da bei der Wavelet-Transformation eine einfache χ^2 -Signifikanz-Betrachtung zur Anwendung kam.

6.3.5 k- ω -Diagramm

Eine der wichtigsten Weiterentwicklungen in der Sonnenphysik der vergangenen Jahre ist die Helioseismologie, in der aus der statistischen Analyse von Geschwindigkeits-Zeitreihen hoher Qualität viele Aussagen über Natur und Verhalten des solaren Plasmas gewonnen werden können. Das klassische Analysediagramm ist hierbei das so genannte k- ω -Diagramm, das für den hier gewonnenen Datensatz in Abbildung 6.10 zu sehen ist. Dargestellt sind die Power der Frequenzen der beobachteten Oszillationen (ω) über der Wellenzahl k, die durch die Ortsauflösung vorgegeben ist. Der Orts- und Zeitumfang der Beobachtung (90-Minuten-Serie, 180 Mm Diagonale) resultieren in einer sehr ungenauen Auflösung, daher ist im rechten Bild eine interpolierte Darstellung zu sehen, die die Erkennung der p-Moden und deren diagonalen Verlauf erleichtert; zu Details und Analyse von k- ω -Diagrammen siehe zum Beispiel Stix (2002), Kapitel 5.1.

Angesichts der sehr beschränkten Zeitserie ist es ein Zeichen von guten Ergebnissen für die ruhige Sonne, dass sich im dargestellten Diagramm eine grundlegende Moden-Verteilung erkennen lässt. Prinzipiell wäre auch der Versuch, entsprechende Diagramme für aktive Regionen zu erstellen, mit einem verbesserten Aufbau in zweidimensionaler Spektroskopie denkbar. Trotzdem schränken hier die

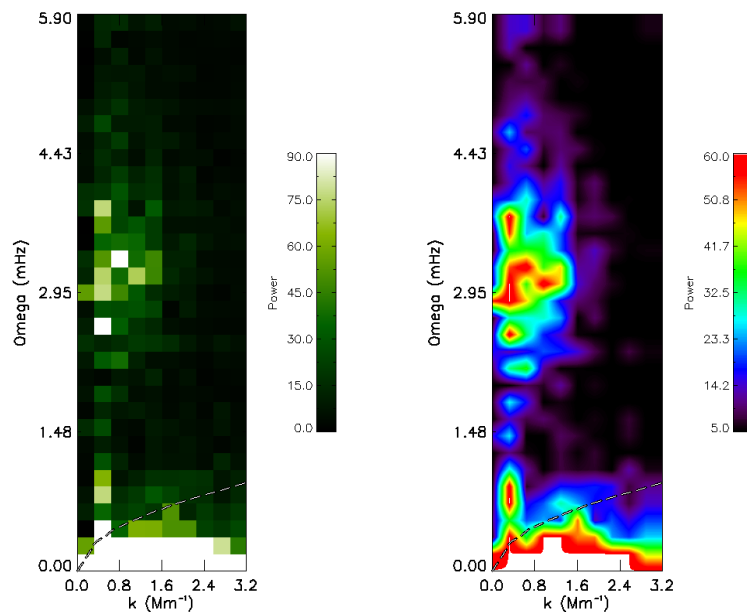


Abbildung 6.10: k- ω -Diagramm der ruhigen Sonne für die 90-minütige Serie 2 vom 13.6.2000; links: Darstellung in ursprünglicher Auflösung; rechts: veranschaulichende, interpolierte Darstellung. Gestrichelte Linie: f-Mode

begrenzte Ausdehnung und die unterschiedlichen Teilgebiete einer aktiven Region die verfügbaren Datenpunkte stark ein, so dass generell ein vergleichbarer Ansatz über Wavelet-Transformation sicherer erscheint. Es ist sicher auch aussichtsreich, nun auch die Höhen-schichtung der Geschwindigkeitsoszillationen zu untersuchen, etwa um daraus Response-Funktionen der Photosphäre abzuleiten (Wunnenberg 2003) oder den Höhenverlauf der Oszillationen zu betrachten. Allerdings liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit bei der Klassifizierung von Variationsverhalten, wie bereits am Ende von Abschnitt 6.2.2 diskutiert. Im Folgenden wird dennoch, ebenfalls wie in Abschnitt 6.2.2, die Höhenabhängigkeit anhand des grundlegenden Vergleiches von Abhängigkeiten zu Linienkern- beziehungsweise Kontinuumsintensität untersucht.

6.3.6 Frequenz-, Intensitäts- und Höhenabhängigkeit der Geschwindigkeits-Power

Die Wavelet-Transformation liefert einzelne Powerwerte für jeden vorliegenden Eingangs-Datenpunkt in Raum und Zeit. Die Ergebnisse sind daher geeignet für eine Korrelationsanalyse mit anderen, nicht transformierten Beobachtungsergebnissen, bei der jeweils ein einzelner Datenpunkt aus den Ergebnisdaten mit den entsprechenden Power-Resultaten der Wavelet-Transformation für diesen Punkt verglichen wird. Anknüpfend an die Untersuchungen aus Unterkapitel 6.2 soll daher jetzt die Power der Geschwindigkeitsvariationen und die dazu gehörigen Intensitätswerte in Abhängigkeit von der Oszillationsfrequenz untersucht werden. Hier wird also die Frage betrachtet, bei welcher Intensität oszillatorische Power entsteht, also ob eher in den hellen Zentren der Granulen, oder in deren dunklen Zwischenräu-

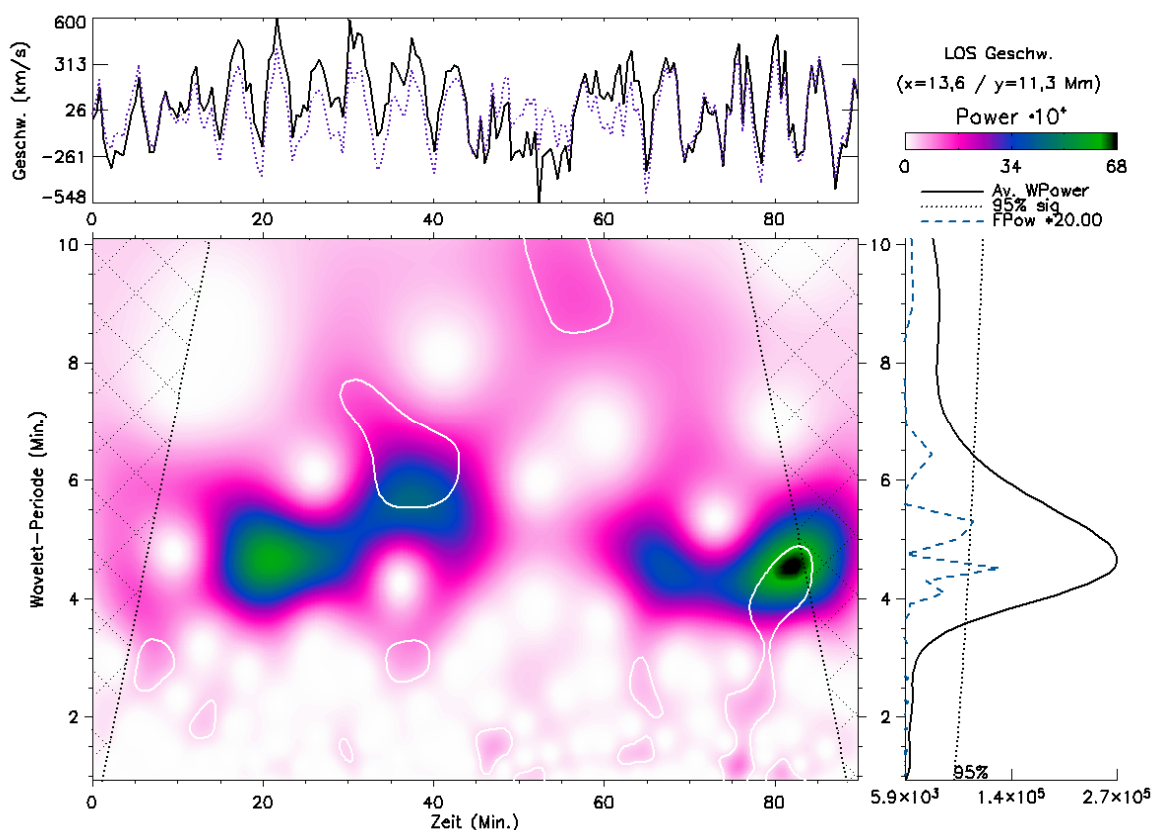


Abbildung 6.11: Zeit-/Periodenverlauf einer Geschwindigkeitsoszillation in der ruhigen Sonne (Endpunkt des mittleren Querschnitts aus Abbildung 6.15, Durchschnitt von 2×2 Pixel). *Erläuterung der Wavelet-Graphen:* oberes Panel: Originalwerte (blau: Wavelet-Rekonstruktion nach Polynomabzug)); Hauptpanel: Wavelet-Power in Abhängigkeit von Messdauer (x) und Periode (y); rechtes Panel: zeitlicher Durchschnitt der Powerwerte und Vergleich mit der Fourier-Transformation (blau gestrichelt). Weiße Konturlinien: Gebiete von mehr als 90% Signifikanz (χ^2 -Varianz); gepunktet markierte Randbereiche: Einflussbereich des „padding“ (COI). Wavelet-Skalenauflösung: $1/32$, 110 Skalen.

men. Diese Abhängigkeit lässt sich unterscheiden nach Frequenzband und Höhe des solaren Plasmas, durch Vergleich von Linienkern- und Kontinuumsintensität.

Abbildung 6.11 zeigt beispielhaft den Zeit- / Periodenverlauf der Wavelet-Transformation für eine einzelne, zufällige Zeitreihe der Geschwindigkeit in der ruhigen Sonne (Endpunkt der zweiten Querschnittslinie aus Abbildung 6.15, 2er-binning). Die starke Dominanz der Fünf-Minuten-Oszillation wird deutlich. Die leichten Periodenschwankungen und die zeitliche Variation der Power sind typisch für die Fünf-Minuten-Oszillation in dieser Darstellung.

Der kurzzeitige Abfall der Power (etwa Minute 45 bis 60 in Abbildung 6.11) geht in diesem Fall mit einem Anstieg der Intensität einher (nicht dargestellt). Allgemein ist diese Beziehung nicht eindeutig, wie in Abbildung 6.12 dargestellt, in der die Korrelation von Wavelet-Power und Intensität dargestellt ist.

Fehlereinflüsse durch unzureichend korrigierte Bildbewegung haben bei dieser Paar-Analyse etwas geringeres Gewicht, da für die Wavelet-Transformation nur die zeitlich benachbarten Datenpunkte relativ zu jedem analysierten Einzelpunkt relevant sind, also immerhin lediglich ein Ausschnitt der gesamten Zeitserie mit einem dazu gehörigen Einzelwert verglichen wird. Um den Einfluss der Fehlerstreuung noch weiter zu verringern, wurden für diese Untersuchung die 40 Serien (20%) mit schlechtestem Seeing mit dem Spline-Algorithmus interpoliert. Die ersten und letzten 10 Scans des Datensatzes, entsprechend 4,5 Minuten, wurden nicht betrachtet, um den „cone of influence“ zu berücksichtigen. Dieser Einfluss von Effekten an Anfang und Ende einer Messserie auf die Transformation liegt für das Fünf-Minuten-Band bei sieben Minuten und ist daher lediglich schwach relevant, etwas stärker noch für das 8-Minuten-Band. Um die Datenbasis zu erhöhen und den Vergleich der Spektralbänder zu vereinfachen, wurde bei dieser Untersuchung keine Signifikanz-Filterung der die Ergebnisse der Wavelet-Transformation vorgenommen. Die vorgestellten Filterungen verändern die gezeigten Abhängigkeiten in keinem Fall substantiell, ebenso führt eine Signifikanzfilterung lediglich zu einer geringeren Auflösung der Ergebnisse.

Insgesamt wurden daher $3,7 \times 10^6$ Powerwerte der Geschwindigkeit bei Eichung auf die ruhige Sonne korreliert, sowohl mit den Messwerten der Kontinuumsintensität als auch der Linienkern-Intensität, die kontinuumskorrigiert und auf einen Wert von 1 für die ruhige Sonne skaliert wurde. Für jedes Spektralband lassen sich die Ergebnisse dann auftragen als Dichte-Funktion, oder anschaulich gesprochen ein „scatter-plot“, bei dem die Farbe die Zahl der Paare an jedem Punkt der Grafik angibt. In Abbildung 6.13 ist dies zu sehen für die beiden aufschlussreichsten Bänder bei 75-Sekunden und fünf Minuten (links beziehungsweise rechts), aufbauend auf Wunnenberg (2003). Die Ergebnisse für Kontinuums- sowie Linienminimumintensität sind jeweils oben beziehungsweise unten dargestellt. Aufgrund der unterschiedlichen Skalierung der Achsen ist die Auflösung der Dichtefunktionen unterschiedlich. Die Herleitung dieses Darstellungsverfahrens ist verhältnismäßig umfangreich, erlaubt aber, die Unterschiede in der Abhängigkeit für Kontinuum und Linienkern zu identifizieren, also zwischen Sonnenoberfläche und höheren Schichten. Hier wird ein weiterer Vorteil einer Wavelet-Analyse ausgenutzt, dass zu jedem einzelnen Datenpunkt auch ein

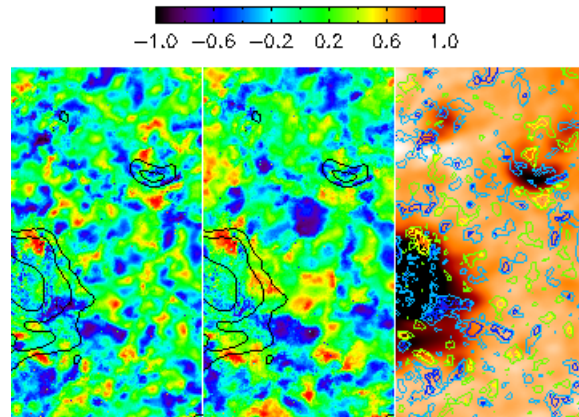


Abbildung 6.12: Linearkorrelation (Pearson-Koeffizient) von Wavelet-Power der Geschwindigkeitsoszillationen im Fünf-Minuten-Band und Intensität, für Kontinuum (links) und Linienminimum (Mitte). Rechts: Durchschnittliche Kontinuumsintensität (aktive Region ausgeblendet) und Konturlinien der Wavelet-Power aus dem linken Bild.

Insgesamt wurden daher $3,7 \times 10^6$ Powerwerte der Geschwindigkeit bei Eichung auf die ruhige Sonne korreliert, sowohl mit den Messwerten der Kontinuumsintensität als auch der Linienkern-Intensität, die kontinuumskorrigiert und auf einen Wert von 1 für die ruhige Sonne skaliert wurde. Für jedes Spektralband lassen sich die Ergebnisse dann auftragen als Dichte-Funktion, oder anschaulich gesprochen ein „scatter-plot“, bei dem die Farbe die Zahl der Paare an jedem Punkt der Grafik angibt. In Abbildung 6.13 ist dies zu sehen für die beiden aufschlussreichsten Bänder bei 75-Sekunden und fünf Minuten (links beziehungsweise rechts), aufbauend auf Wunnenberg (2003). Die Ergebnisse für Kontinuums- sowie Linienminimumintensität sind jeweils oben beziehungsweise unten dargestellt. Aufgrund der unterschiedlichen Skalierung der Achsen ist die Auflösung der Dichtefunktionen unterschiedlich. Die Herleitung dieses Darstellungsverfahrens ist verhältnismäßig umfangreich, erlaubt aber, die Unterschiede in der Abhängigkeit für Kontinuum und Linienkern zu identifizieren, also zwischen Sonnenoberfläche und höheren Schichten. Hier wird ein weiterer Vorteil einer Wavelet-Analyse ausgenutzt, dass zu jedem einzelnen Datenpunkt auch ein

individueller, zeitlich variabler Power-Wert errechnet werden kann, natürlich im Rahmen der wavelet-typischen Unschärfe in Zeit und Frequenz.

Für die Kontinuumsintensität unterscheiden sich die beiden dargestellten Bänder in der Konzentration der Power: Bei den 5-Minuten-Oszillationen treten höhere Powerwerte auf und die Verteilung der Messpunkte ist größer. Die Spitze der Dichtefunktion liegt bei einer Kontinuums-Intensität von 0,992, wobei der genaue Wert durch die Details der Normierung vorgegeben wird. Auch die größte Anzahl von Messpunkten ist bei dieser Intensität zu finden, bei den 5-Minuten-Oszillationen liegt das Maximum der Verteilung etwas höher bei etwa 0,995. Dies entspricht Power-Werten von etwa 5×10^4 kHz m² im 75-Sekunden-Band (im Rahmen der Auflösung von 1×10^5 kHz m²) beziehungsweise $0,75 \times 10^6$ kHz m² im 5-Minuten-Band.

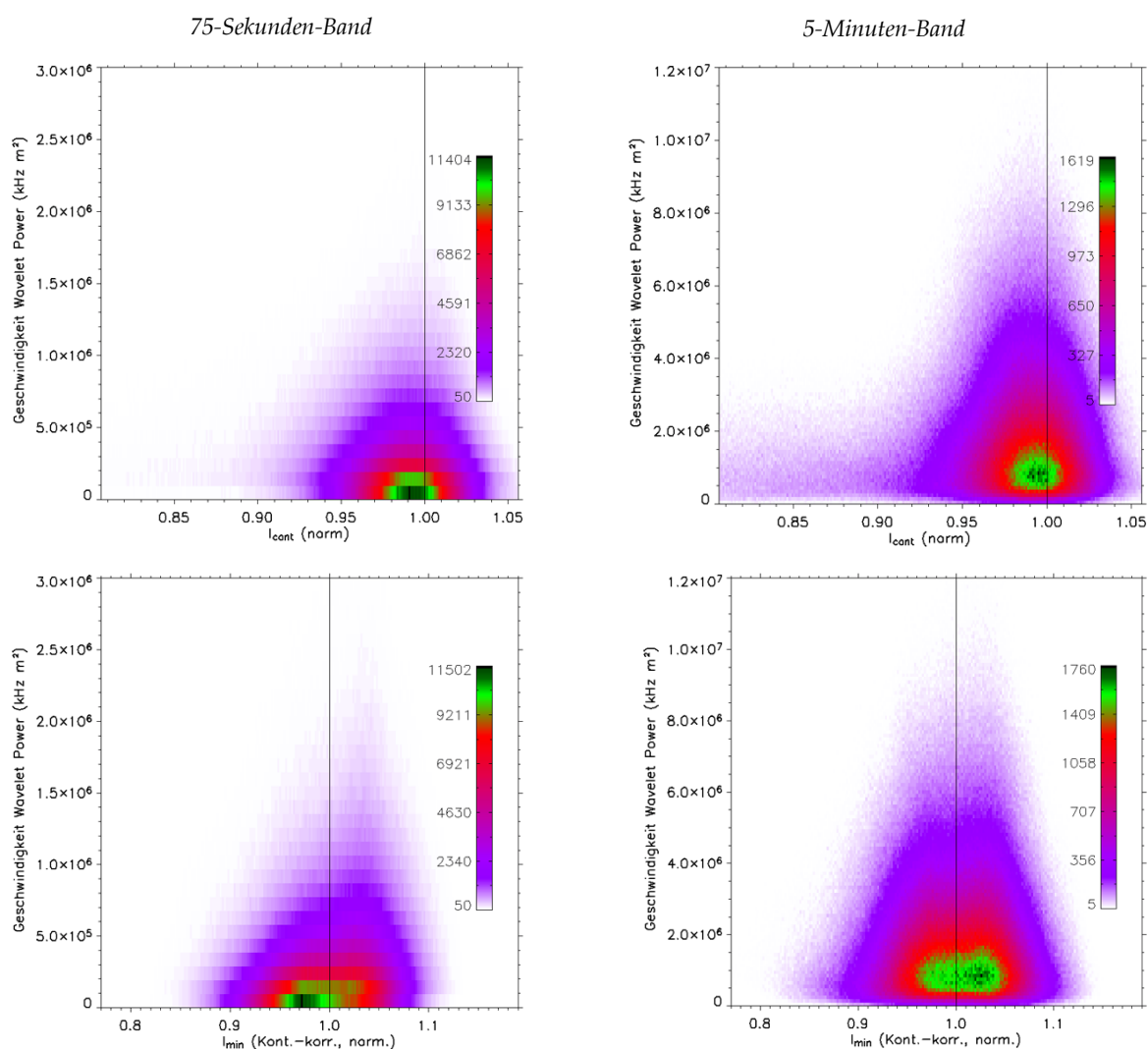


Abbildung 6.13: Dichtefunktionen der Abhängigkeit zwischen Intensität und Power der Geschwindigkeit für ein Teilgebiet der ruhigen Sonne. Oben: Kontinuumsintensität; unten: Intensität des Linienminimums (jeweils normiert auf den Durchschnitt der ruhigen Sonne, Minimumintensität zusätzlich kontinuumskorrigiert). Links: 75-Sekunden-Band; rechts: 5-Minuten (keine Signifikanzfilterung). Durch die unterschiedliche Zahl der Messpunkte schwankt die Auflösung. Die Darstellung ist interpoliert.

In der Abhängigkeit für die normierte Intensität des Linienkerns zeigt sich eine eindeutige Verschiebung in der Verteilung der Abhängigkeit: Im 75-Sekunden-Band liefert die größte Zahl der Messpunkte eine sehr schwache Power bei einer normierten Intensität von 0,97. Die hohen Powerwerte gehen von einer Intensität von etwa 1,03 aus, sind aber von weit geringerer Zahl. Hier ist auch zu beachten, dass zwischen den Höhen, in denen das Kontinuum beziehungsweise der Linienkern gemessen werden, Zeitunterschiede von fast vierzig Sekunden auftreten, während in die Geschwindigkeitswerte die Gesamtkurve eingeht, so dass zwischen Intensitäten und Geschwindigkeitspower ein gewisser Zeitversatz zu erwarten ist (vergleiche Abbildung 6.4) Im Gegensatz zum kurzfrequenten Band sind im Fünf-Minuten-Band zwei Muster in der Verteilungsfunktion zu sehen. Eine stärkere, gaußförmige Verteilungskurve, die auch die meisten Messpunkte enthält, zeigt ein deutliches Maximum bei 1,02. Eine zweite Verteilung umfasst zwar deutlich weniger Messpunkte, hebt sich aber mit einem Maximum von 0,97 deutlich von der zweiten Funktion ab.

Die hier nicht dargestellten Verläufe für das 2- und 3-Minuten-Band ähneln für das Linienminimum dem für 75 Sekunden, und der für das 8-Minuten Band dem für 5-Minuten, wobei dort das Gewicht auf hohe Intensitäten noch etwas ausgeprägter erscheint. Durch die stärkere Konzentration der Powerwerte ist die Auflösung generell gering. Für das Kontinuum zeigt sich keine deutliche Veränderung der Verteilung. Wegen der verhältnismäßig geringen Zahl der Messpunkte wurde die Verteilung in aktiven Regionen, also in der gewählten Darstellung bei geringen Intensitäten, nicht näher untersucht.

Generell können also die Ergebnisse von Wunnenberg (2003) bestätigt werden, dass kurzfrequente Oszillationen vermehrt aus den dunklen Anteilen der Granulen stammen. Längerfristige Perioden herrschen in den hellen Teilen vor. Da dort eine andere Absorptionslinie beobachtet wurde, sind hier die Höhenunterschiede geringer so dass Zeitdifferenzen eine geringere Rolle spielen. Sie treten auf zwischen der Helligkeitsveränderung im Kontinuum, der mittleren Höhe, in die der durchschnittlichen Geschwindigkeit aus allen Linienanteilen entspricht, und dem Zeitpunkt, an dem die Schockwelle die für den Linienkern relevante Höhe erreicht. Aufgrund der Ergebnisse von 6.2.2 wäre zu erwarten, dass die Powerresultate der Geschwindigkeit noch besser mit leicht zeitverschobenen Linienkernintensitäten korrelieren; eine entsprechende Untersuchung hätte allerdings den Rahmen dieser Arbeit gesprengt.

Mit dieser Form der statistischen Untersuchung auf der Basis der Wavelet-Transformation lässt sich die also unter anderem die Frage beantworten, welche Oszillationsfrequenz in welchen Anteilen der solaren Granulation vermehrt verstärkt auftreten. Für eine genaue Betrachtung müsste auf die Höhenabhängigkeit berücksichtigt werden, der ein wichtiger Einfluss zukommt.

6.3.7 Zeitentwicklung in Teilgebieten

Mit Hilfe der Wavelet-Transformation ist es auch möglich, das zeitliche Verhalten von Oszillationen auf der Oberfläche zu untersuchen. Ein Beispiel für den Zeitverlauf eines Messpunktes wurde bereits in Abbildung 6.11 gezeigt. Aber auch die Richtung und einzelne Verläufe von Wellenfronten, auch in Abhängigkeit von lokalen Details der solaren Region, können erfasst werden, im Gegensatz zur temporär nicht aufgelösten Fourier-Transformation. Die Genauigkeit der zeitlichen Variabilität der Wavelet-Power wird eingeschränkt durch die in der Einleitung diskutierte Unschärfe bei Zeit- und Ortsauflösung.

Im Folgenden wird die Zeitentwicklung der Power von Geschwindigkeitsoszillationen beispielhaft untersucht anhand von drei Schnitten durch das Beobachtungsgebiet. Den Verlauf zeigt Abbildung 6.15: Es handelt sich um zwei gerade Schnitte durch jeweils ein Beispielsgebiet der ruhigen Sonne und der aktiven Region, die zum Vergleich dienen, sowie den interpolierten Verlauf entlang der Lichtbrücke.

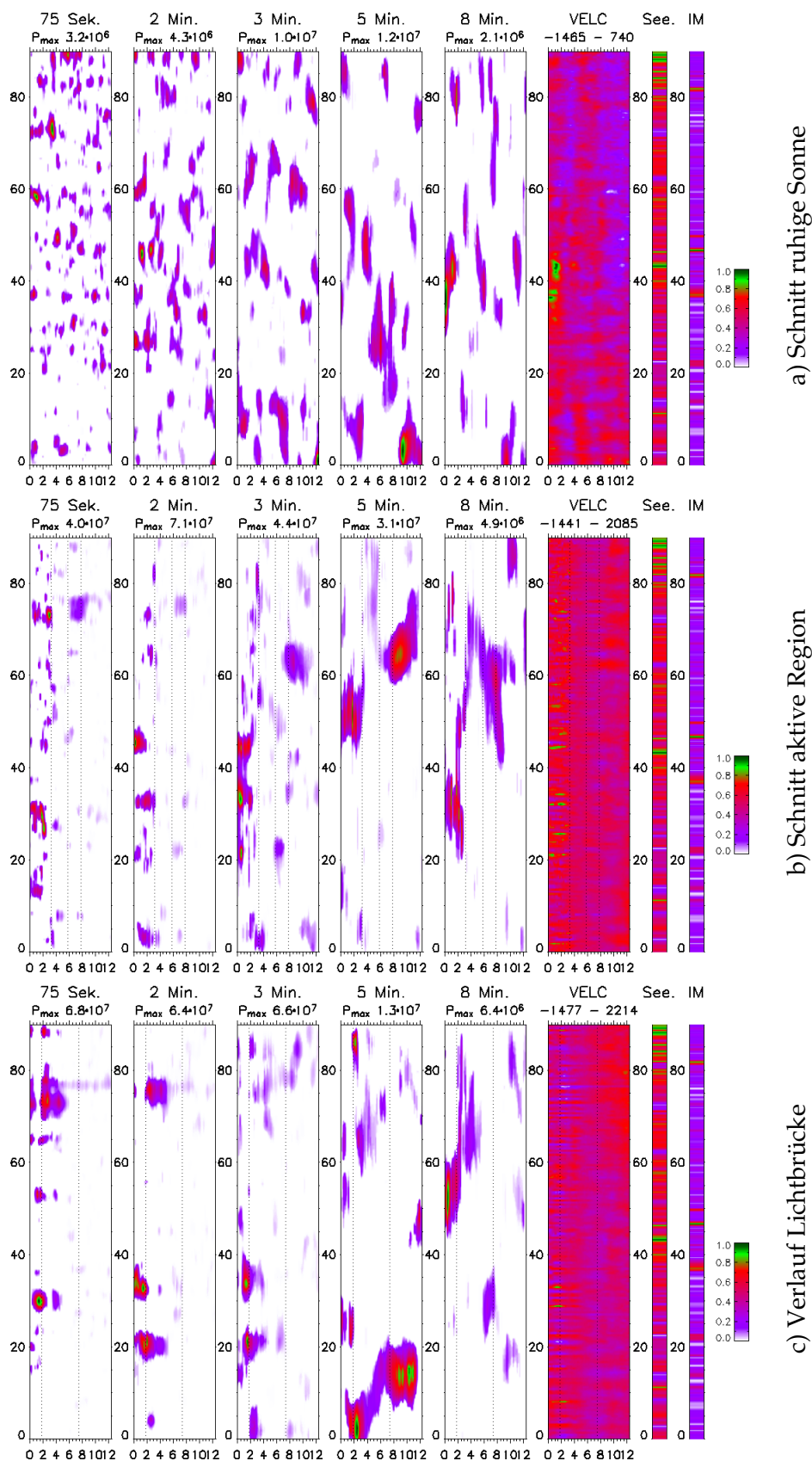


Abbildung 6.14: Verlauf der Wavelet-Power der Geschwindigkeit (Eichung: ruhige Sonne) für einen Schnitt durch ein Gebiet der ruhigen Sonne (oben), einen Schnitt durch die aktive Region (Mitte) und für die Lichtbrücke (irregulärer Verlauf, interpoliert, unten). Verlauf der verwendeten Schnitte: siehe Abbildung 6.15. Die gestrichelten vertikalen Linien bezeichnen die Grenzen zwischen den solaren Regionen. X-Achse: Abstand der Messpunkte (Mm); Y-Achse: Zeit (Minuten). Rechts originale Geschwindigkeitsdaten (km/s), Bewertung von Seeing und Bildbewegung (einheitenlos). Die dargestellte Power jedes Panels ist *relativ* skaliert, die absoluten Spitzenwerte sind angegeben. Signifikanz: 90% (χ^2). Vergleiche auch Abbildung 6.26 auf Seite 101 für das Magnetfeldverhalten.

Die entsprechenden Ergebnisse sind dargestellt in Abbildung 6.14, a bis c. Die y-Achse der Grafiken gibt den Zeitverlauf wieder, der „cone of influence“ schränkt die Zuverlässigkeit der ersten Minuten ab Beginn und vor dem Ende der Messung (5-Minuten-Band: „COI“ bei 7 min).

Für eine vollständige phänomenologische Untersuchung ist eine dreidimensionale Betrachtung des Zeitverlaufes notwendig, willkürliche Querschnitte geben ein unvollständiges Bild wieder. Abbildung 6.14a zeigt daher nur schmale Powerbereiche; es dominieren stehende Wellen in einzelnen Bändern, insbesondere dem 5-Minuten-Band. Dass die Powerstrukturen in den längerperiodischen Bändern stärker ausgeht sind, ist auch ein Effekt der frequenzspezifischen Auflösung der unskalierten Wavelet-Transformation. In Abbildung 6.14b folgt der Schnitt durch den Sonnenfleck dem Ausläufer einer dunkleren Struktur in der Penumbra bis in die ruhige Sonne. In diesem Bereich lässt sich möglicherweise laufende Welle identifizieren, die sich im 5-Minuten-Band in der ruhigen Sonne von Minute 60 bis 80 entwickelt. Im 8-Minuten-Band ist eine schwächere, mit höherer Geschwindigkeit laufende Wellenstruktur im Zeitbereich von 40-70 Minuten zu sehen, die im Wesentlichen in Penumbra und Umbra Power zeigt. Hierbei handelt es sich also nicht um direkte Auslenkungen, sondern um kurzzeitige, periodische Variationen, die der Morlet-Funktion mit entsprechender Periode gut entsprechen. Die Streuung der Geschwindigkeitswerte in der aktiven Region führt generell zu kurzen Zeitabschnitten mit scheinbar sehr hoher Power, vor allem in den hochfrequenten Bändern, deren Spitzenwerte eine Größenordnung über denen der ruhigen Sonne liegen.

Der interpolierte Verlauf entlang der Lichtbrücke in Abbildung 6.14c folgt noch deutlicher einer solaren Struktur und zeigt am besten die Möglichkeiten der Auswertungsmethode. Hier sind zwei laufende Wellen sichtbar. Die erste beginnt im 5-Minuten-Band zum Anfang der Messreihe, und endet am Übergang der Penumbra zur ruhigen Sonne. Eine weitere, mögliche Welle beginnt bei etwa 60 Minuten und zeigt im 5-Minuten-Band etwas schwächere Werte, wobei hier auch im 8-Minuten-Band die Power erhöht ist. Sie läuft in der ruhigen Sonne weiter.

Betrachtet man die Steigung der identifizierten Diagonalen im Raum-Zeit-Diagramm, so erhält man Ausbreitungsgeschwindigkeiten nahe der lokalen Schallgeschwindigkeit von etwa 7 km/s (Abbildung 6.14b), 5 km/s (c, Minute 0) und 8 km/s (c, Minute 50), ohne Korrektur des Betrachtungswinkels.

Mehrere Interpretationen sind vorstellbar. Unter Umständen handelt es sich um eine oszillatorische Signatur von Plasma, das mit „Evershed clouds“ (Cabrera Solana et al. 2007, 2008) in Verbindung steht, die etwa dem Durchlaufen eines entsprechenden Gebietes folgt. Die Power der Wavelet-Transformation korrespondiert dann mit der kurzzeitigen, deutlichen Änderungen der Geschwindigkeit innerhalb von 5-10 Minuten. Dem steht allerdings, im Rahmen der Unschärfe der Wavelet-Transformation und dem abweichenden Beobachtungsverfahren, die hier anscheinend höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit entgegen, die bei Evershed-Clouds eher bei 4 km/s zu erwarten wäre; weiterhin handelt es sich um eine Lichtbrücke, wo ein Erklärungsansatz auf der Basis von geneigten Flußröhren nicht unmodifiziert übernommen werden kann. Alternativ kann es sich um Lichtbrücken-spezifische Effekte, etwa das Eindringen von konvektivem Material oder laufende Wellen handeln. Die Einordnung ist schwierig, da vergleichbare Visualisierungen des Raum-Zeitverhaltens von Oszillationen nicht vorliegen. Ob es sich bei den Strukturen tatsächlich um Ausprägungen

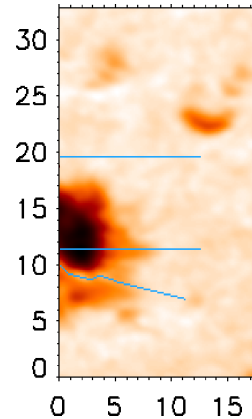


Abbildung 6.15: Ortsverlauf der Messpunkte für Abbildung 6.14, X-Achse. Von oben nach unten: Tafeln a), b), c). Skala: Mm.

laufender Wellen handelt, müssen letztendlich Vergleichsbeobachtungen ergeben, möglichst mit einer größeren Zahl von Beobachtungszielen.

6.4 Variationen des Magnetfeldes

6.4.1 Durchschnittliche Powerspektren

Die Magnetfelddaten wurden zur Analyse der Variationen analog zu den Geschwindigkeitsergebnissen transformiert, wie in 6.1 beschrieben. Da die Daten noch immer einzelne Rauschpeaks aufwiesen, wurde der in Abschnitt 3.5 erläuterte variable Rauschfilter eingesetzt: Daten außerhalb des Dreifachen der Standardabweichung jeder Zeitserie wurden interpoliert. Das betraf etwa 1-3% der Daten bei Spitzenwerten von bis zu 8 Peaks (4%) in einer umbralen Zeitserie. Die Werte der vier Scans mit schlechtestem Seeing wurden zusätzlich komplett aus den Nachbarwerten linear interpoliert, um die Abhängigkeit zu den Beobachtungsverhältnissen zu verringern. Danach erfolgte die Signifikanzbetrachtung nach

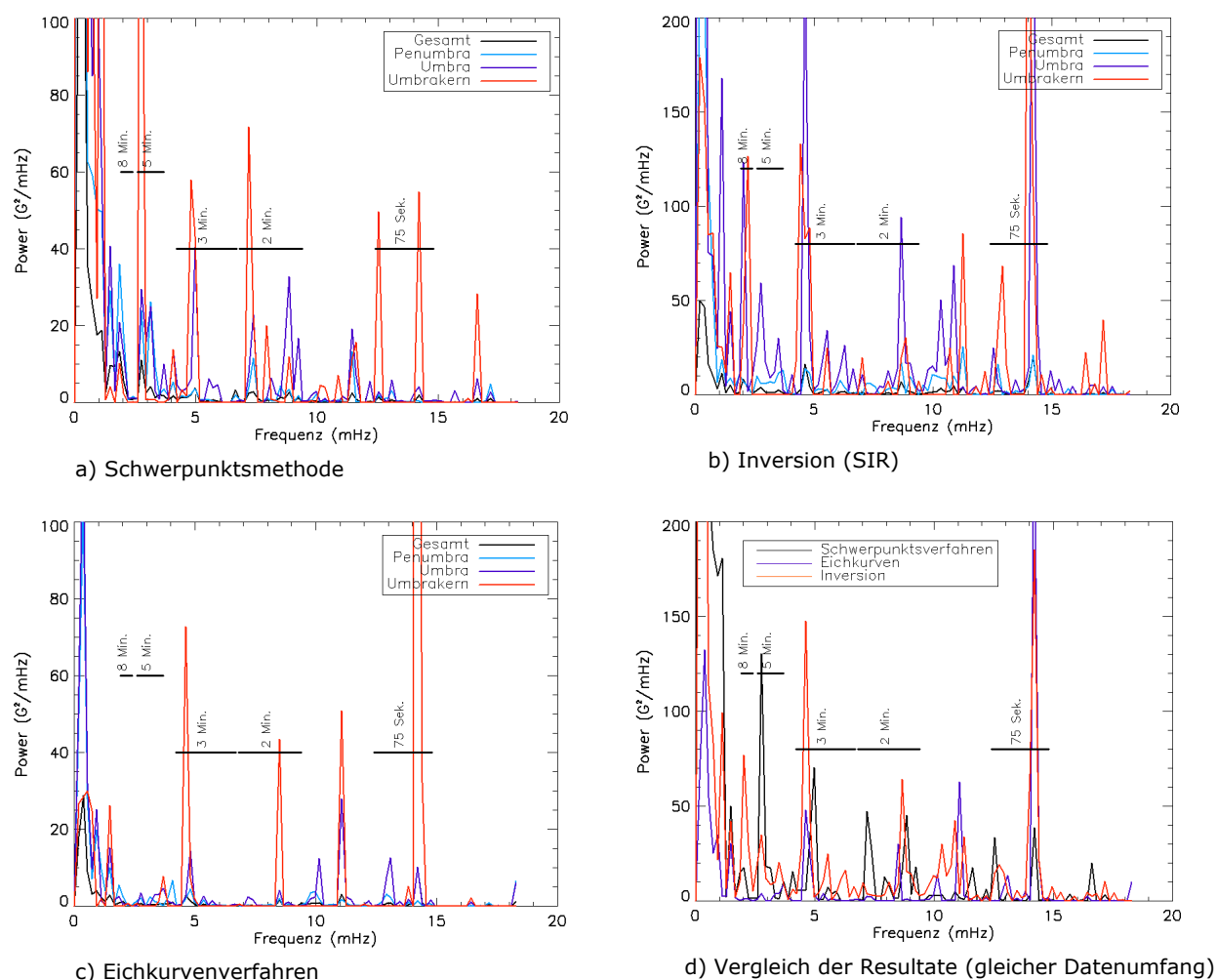


Abbildung 6.16: Durchschnittliche Powerverteilung nach Teilgebiet der aktiven Region, **a-c**: Ergebnisse verschiedener Reduktionsverfahren, dabei a) und c): 3588 Spektren aus aktiven Regionen, b): 685 Spektren. Graph **d**: Vergleich der drei Verfahren, jeweils alle Durchschnitt aller Werte für die aktive Region, 685 Spektren. Zur Orientierung sind die Frequenzbänder (Tabelle 6.2) aufgetragen. Die Kerngebiete der Umbra sind separat dargestellt (rot) der Durchschnitt aller anderen Umbra-Spektren ist in dunkelblau aufgetragen. Kerngebiet: Bereich der innersten Konturlinie wie in den Abbildungen gegeben (zum Beispiel Abbildung 6.19)

Groth (1975), es wurde alle Power unterhalb einer Signifikanz von 95% ausgeblendet, motivierte Ausnahmen davon sind entsprechend angegeben.

In Abbildung 6.16 sind die Ergebnisse der Powerspektren für Magnetfeldvariationen vorgestellt anhand der Durchschnitte für die Bereiche der aktiven Region. In den Graphen a-c sind Resultate der Schwerpunktmethode, der Inversionsrechnung nach SIR und der Vektor-Magnetogrammmethode mit Eichkurvenfeldern aufgetragen. In Graph d) sind die Ergebnisse für den Durchschnitt aller Messpunkte aus aktiven Regionen auf der gleichen Datenbasis direkt miteinander verglichen.

Beim Betrachten wird sofort deutlich, dass die Durchschnitte eine viel unregelmäßigere Struktur aufweisen als die vergleichbaren Ergebnisse der Geschwindigkeitswerte in Abbildung 6.5. Die Spitzen mit sehr hohen Werten sind meist vereinzelt und fallen je nach Reduktionsmethode anders aus. Wichtige Bänder sind nicht eindeutig auszumachen. Das „pink noise“, das $1/f$ -Rauschen, fällt verhältnismäßig gering aus und hat oberhalb von 1-2 mHz keinen merklichen Einfluss mehr.

Beim Vergleich der Reduktionsverfahren sind deren Ergebnisse zunächst angemessen zu relativieren. Die Vektor-Magnetogramm-Methode ist für starke Magnetfelder nicht ausgelegt und leidet zusätzlich unter der starken Streuung der Geschwindigkeitswerte (4.4.2), da über den Linienkern auch Position der Flanken bestimmt wird. Dass die Ergebnisse in der inneren Umbra abweichen, ist also zu erwarten. Die Inversionsrechnungen wiederum finden Grenzen durch die unzureichende Korrektur der Linienverbreiterung und das generell niedrige Signal-Rausch-Verhältnis der Spektren, die in Kombination mit Freiheitsgraden für andere Plasma-Parameter in einzelnen Fällen unplausible Resultate liefert. Auch ist hier die Datenbasis ist eine andere, sie wurde wegen des hohen Bedarfs an Rechenzeit mit Pixelzusammenlegung („binning“) auf knapp 700 Zeitserien als 2x2-Pixel-Durchschnittswert beschränkt; die Ergebnisse der anderen Verfahren beruhen auf gut 3600 Serien aus der aktiven Region und den Gebieten mit erhöhtem Magnetfeld.

Für den direkten Vergleich der Verfahren in Abbildung 6.16 d) ist daher die Datenbasis über Mittelwertbildung der Powerwerte reduziert auf die Messpunkte, die auch für die Inversionsrechnungen vorhanden sind. Aufgetragen sind die Durchschnitte aller signifikanten Powerwerte der aktiven Region, also Penumbra und Umbra zusammen. Als Frequenzen erhöhter Power kann man die Bereiche um 4,5 mHz, 8-9 mHz und 14 mHz erkennen, sowie 2,8 mHz (außer bei Reduktion durch Eichkurvenfelder) und den Bereich von 10-12 mHz. Allerdings ist die Betrachtung der Durchschnittswerte bei weitem weniger eindeutig als bei den Geschwindigkeitsoszillationen, der Abschätzung aufgrund der räumlichen Verteilung kommt also große Bedeutung zu.

Abbildung 6.17 zeigt die Veränderung der Ergebnisse durch die Signifikanz-Filterung. Es wird deutlich, dass die resultierenden Spitzenwerte auf einer begrenzten Zahl von Spektren mit hohen Powerwerten beruhen, die dann das Signifikanzkriterium übersteigen. Ohne Filterung (gestrichelte Linien) heben sich Maxima und Kontinuum weit weniger extrem

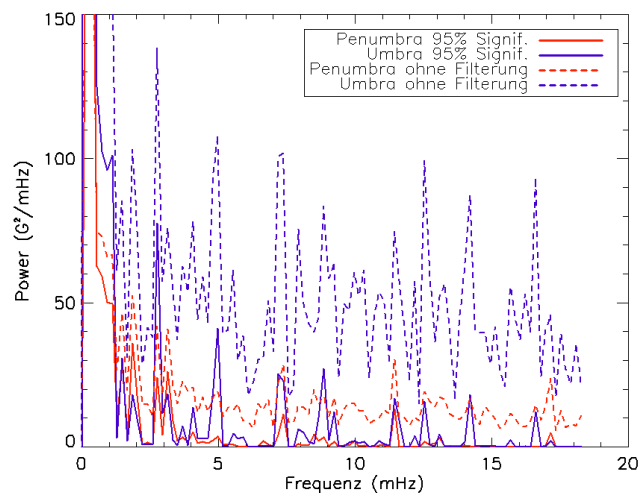


Abbildung 6.17: Allgemeine Powerverteilung anhand der Schwerpunktmethode, Vergleich von Ergebnissen mit und ohne Signifikanzfilter

voneinander ab. Die Diskussion der Auswirkung der Filterung ist für das Ergebnis wichtig und wird weiter unten erneut aufgegriffen.

6.4.2 Ortsverteilung und Frequenzbänder

Aus den Ergebnissen des letzten Abschnitts wird deutlich, dass in den klassischen Oszillationsbändern der Geschwindigkeit (Tabelle 6.2a) nicht alle für Magnetfeldvariationen relevanten Powerspitzen enthalten sind. Damit die Karten der Ortsverteilung kein unvollständiges Bild ergeben, werden daher diese Bänder leicht erweitert, wie in Tabelle 6.2b angegeben und in Abbildung 6.16 dargestellt. Abbildung 6.19 zeigt die resultierende Ortsverteilung der Power innerhalb dieser Bänder. Dargestellt sind die Magnetfeld-Resultate im Vergleich, dazu die Intensitätsvariationen des normierten Kontinuums-Durchschnitts und der Linienminimums-Intensität, sowie die Geschwindigkeitsoszillationen (Nullpunkt-Eichung auf die ruhige Sonne). Zur Übersichtlichkeit wurde die Kartendarstellung auf den zentralen Bereich des Flecks und der Pore beschränkt, die Größe des dargestellten Ausschnitts beträgt $23,8 \times 29$ Bogensekunden. Die Skalierung ist je nach Messwert unterschiedlich gewählt, niedrige Powerwerte sind jeweils ausgeblendet, den Powerwerten kommt wie immer nur eine relative Aussagekraft je nach Normierung, Beobachtungsparametern und Frequenzband-Definition zu. Abbildung 6.18 zeigt die dazu gehörigen Mittelwerte der untersuchten Messgrößen für die gesamte Serie 2, weitere absolute Angaben enthält Tabelle 6.1.

Als Resultat liefert die Schwerpunktmethode (Abbildung 6.19a) eine recht eindeutige Verteilung der Magnetfeld-Variationen: Im 5-Minuten-Band zeigen sich ausgeprägte Gebiete von etwa 5 Bogensekunden Breite mit hoher Power von $100\text{-}200 \text{ G}^2/\text{mHz}$ am Rand des Umbrakerns sowie in der Pore. Der umbrale Teil der Lichtbrücke ist ebenfalls leicht erhöht, um $50 \text{ G}^2/\text{mHz}$. Im 2- und 3-Minutenband findet man leicht erhöhte Power am Übergang von Umbrakerngebiet zu Umbra. Die Pore zeigt praktisch in allen Gebieten erhöhte Power, besonders im 2-, 8- und, wie bereits angegeben, dem 5-Minuten-Band. Das 8-Minuten-Band zeigt in der oberen Penumbra vereinzelt Powerspitzen. Gebiete dieser Art sind oft nur wenig relevant und fallen beim künstlichen Verringern der Auflösung („re-binning“) schnell ab.

Die Ergebnisse der Inversion (Teilbild d) unterscheiden sich zunächst stark von denen der Schwerpunktmethode: Die Ergebnisse von SIR ergeben Power vor allem im Bereich der Umbra, zwischen Lichtbrücke und Umbrakern, über alle Bänder verteilt mit den höchsten Werten im 3-5-Minuten-Bereich mit etwa $300\text{-}500 \text{ G}^2/\text{mHz}$. Im 8-Minuten-Band sind in Umbra und Penumbra kleine Gebiete von 2-3 Bogensekunden mit hoher Power, auch bei 75-Sekunden finden sich Signale. Die Pore wurde durch die Beschränkung des ausgewerteten Bereichs nicht erfasst.

Wieder andere Ergebnisse liefern die Eichkurvenfelder, die vor allem im 75-Sekunden-Band in der Umbra Signale finden. Die sind zwar auch in den anderen beiden Reduktionsverfahren vorhanden, aber schwächer und an abweichenden Positionen. Erhöhte Power findet sich hier auch schwach beim 2- und beim 3-Minuten-Band. Die Pore liefert in Teilbereichen erhöhte Werte im 5- und 8-Minuten-Band.

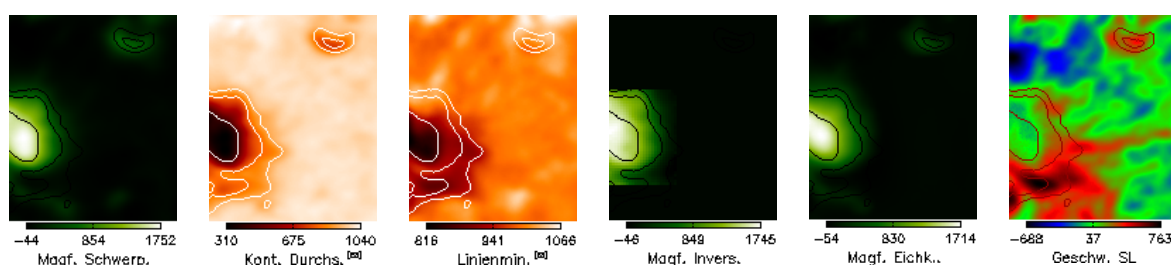


Abbildung 6.18: Serien-Durchschnittswerte der in Abbildung 6.19 dargestellten Messgrößen

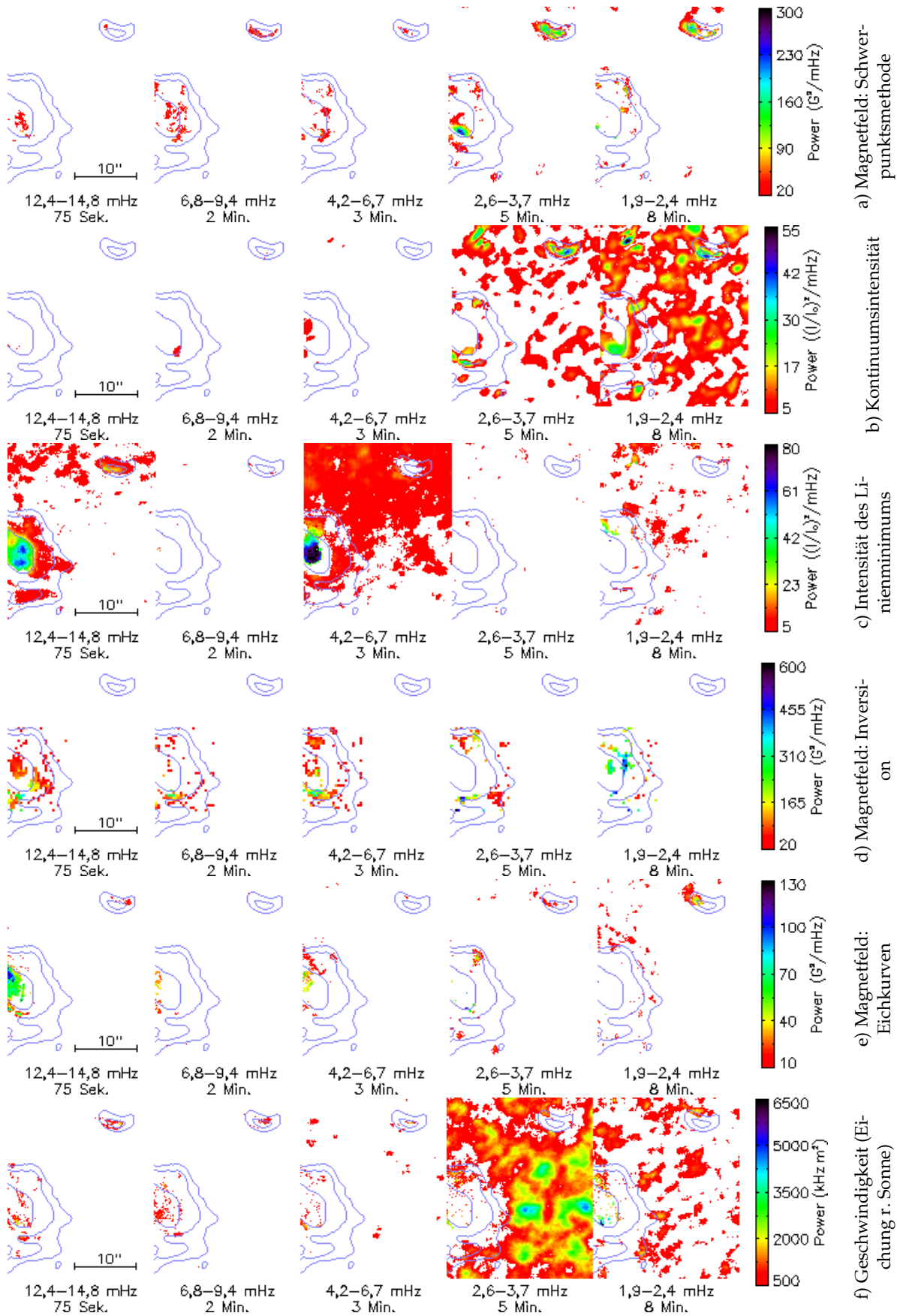


Abbildung 6.19: Variationen der gemessenen Parameter in Power-Karten. Signifikanz: 95%. Bei b) und c) (Intensitätswerte): Einheiten in 10^6

Die Unterschiede in der Power-Verteilung zwischen den verschiedenen Reduktionsmethoden sind auffällig. Die Ergebnisse der Schwerpunktmethode sollten am wenigsten fehleranfällig sein, für die Bewertung der anderen beiden Verfahren siehe 4.5 und den Diskussion im vorangegangenen Abschnitt 6.4.1. Die anscheinend widersprüchlichen Resultate werden aber relativiert, wenn man die Wirkung der Signifikanzfilterung auf Basis des weißen Rauschens genauer betrachtet. In Abbildung 6.20 sind die Ergebnisse für das Fünf-Minuten-Band dargestellt, aber ohne Signifikanzbetrachtung. Es ergibt sich eine durchaus bessere Übereinstimmung als in Abbildung 6.19, besonders zwischen Schwerpunktsverfahren und Inversion, auch wenn weiter einige Unterschiede bestehen bleiben. Offensichtlich liefern die Reduktionsverfahren ein unterschiedlich Rauschniveau und -verhalten, weshalb die Signifikanzfilterung sehr verschieden ausfällt. Diese Betrachtung liefert somit ein weiteres Beispiel dafür, wie stark die Ergebnisse von der Wahl des Reduktionsverfahrens und der statistischen Behandlung abhängen können, wenn Messdaten ein niedriges Signal-Rausch-Verhältnis aufweisen und umfangreich numerischer bearbeitet werden. In Abbildung 6.20 ist auch die Verteilung des weißen Rauschens dargestellt, das die Basis des Groth'schen Signifikanzkriteriums bildet.

Die Betrachtung der Variationen der Intensitätswerte zeigt erwartungsgemäß deutliche Unterschiede zwischen dem allgemeinen Kontinuum und dem Linienkern der Absorptionslinie, der in einigen hundert Kilometer höher gelegenen Schichten gebildet wird und stark vom Ionisierungszustand des Eisens abhängt. Während das Intensitätsminimum durch das Rauschen bei niedrigem Signal-Rausch-Verhältnis einigen Fehlerschwankungen unterliegt, wird die durchschnittliche Kontinuumsintensität als Mittelwert aus bis zu 30 Kontinuumswerten pro Spektrum gebildet und daher eher verlässlich.

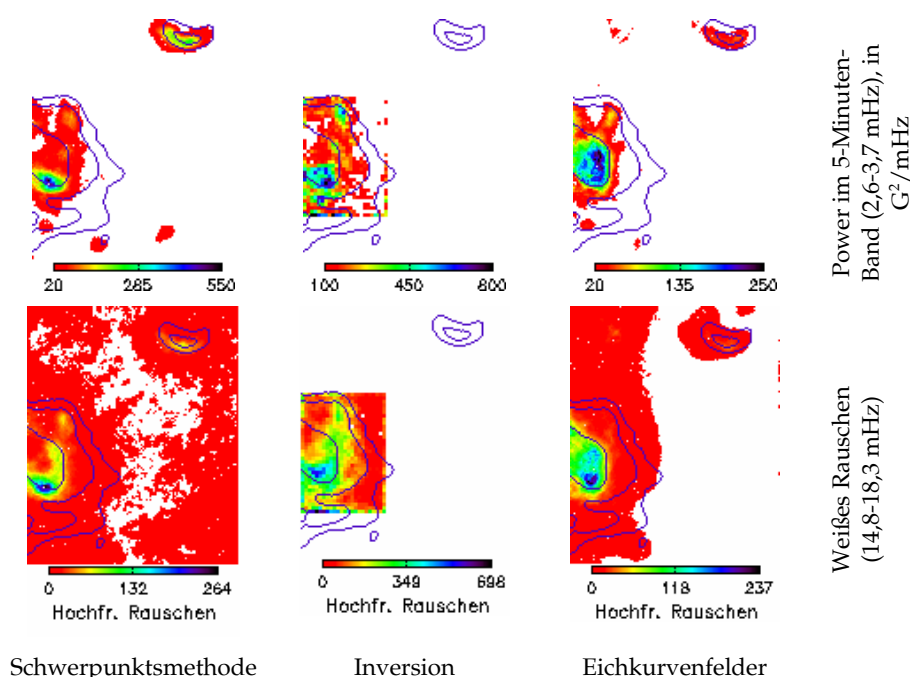


Abbildung 6.20: Powerverteilung der Magnetfeldvariationen im Fünf-Minuten-Band (oben) sowie weißes Rauschen (unten), im Gegensatz zu Abbildung 6.19 ohne Signifikanzfilterung.

Die Kontinuumsintensität zeigt wesentliche, signifikante Power der Zeitvariationen nur in höheren Perioden, nämlich im 5-Minuten-Band in Pore, am Rand des Umbrakerngebietes und in der Lichtbrücke, sowie im 8-Minuten-Band bei Pore, Umbrakern und in verschiedenen Gebieten der ruhigen Sonne. Die letztgenannten Gebiete liegen meist außerhalb von Gebieten mit hoher Power an 5-Minuten-Geschwindigkeitsoszillationen, ganz eindeutig ist die Korrelation aber nicht. Die dargestellten Powerwerte sind vom $1/f$ -Rauschen

beeinflusst, dass bei diesem Messparameter bis in das 5-Minuten-Band relevant ist und erst ab 4 mHz vernachlässigbar wird.

Das 1/f-Rauschen ist auch bei der Betrachtung der Intensitäts-Minimumswerte wichtig, die dominierenden Powerwerte sind ebenfalls in den 5- und 8-Minuten-Bändern zu finden, wie dem Verlauf der gepunkteten Kurve in Abbildung 6.21 zu entnehmen ist. Die Verteilung fällt insgesamt ähnlich aus wie bei den Kontinuumsvariationen, außer in der Lichtbrücke und einem kleinen Teil der Pore sind bei tieferen Frequenzen aber keine signifikanten Variationen in den aktiven Regionen zu sehen. Diese zeigen stattdessen im 75 Sekunden und 3 Minuten-Band signifikant Power, im Gegensatz zu den Resultaten des Kontinuums. Die Power ist besonders hoch im Umbrakern und der Pore, sowie beim 3-Minuten-Band in der Lichtbrücke. Bei einer Betrachtung des durchschnittlichen Powerspektrums liegen die Powerspitzen innerhalb dieser Bänder bei 4,7 mHz (3,5 Minute) und 14,2 mHz (70 Sekunden). Die relativen Fehler sind bei dem geringen Signal-Rausch-Verhältnis und der niedrigen Integrationszeit an diesen dunklen Stellen des Gebietes am höchsten. Dennoch sind die Spitzen des Power-Spektrums sehr deutlich. Handelt es sich nicht um einen systematischen Fehler durch den instrumentellen Aufbau, so ist auch eine physikalische Ursache denkbar.

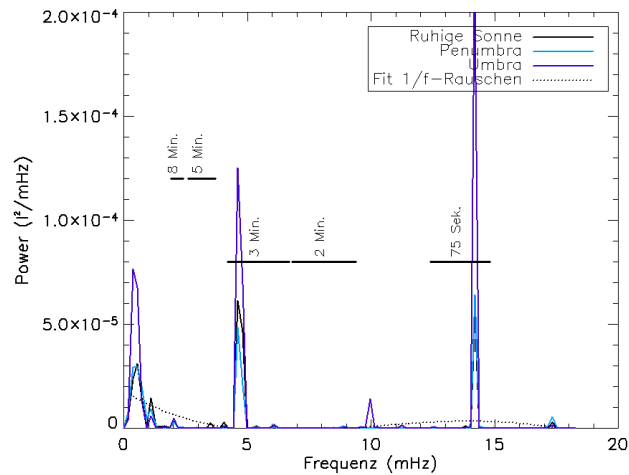


Abbildung 6.21: Intensitätsminimum: Frequenzverteilung der durchschnittlichen Power

Das räumliche Frequenzverhalten wird in Abbildung 6.22 noch einmal übersichtlich dargestellt mit der Aufschlüsselung nach dominanten Frequenzbereichen entsprechend Abbildung 6.7. Hier treten, wie bereits bei den entsprechenden Geschwindigkeitskarten diskutiert, Unterschiede zu den Powerkarten (Abbildung 6.19) auf, da jetzt die jeweils stärkste Powerspitze außerhalb der Rauschbänder dargestellt wird, selbst wenn sie schwach ausfällt, wie im Gebiet der ruhigen Sonne. Bei Betrachtung der Magnetfeldvariationen (Schwerpunkt-Verfahren, Teilbild a) ist das Ergebnis in der ruhigen Sonne naturgemäß rauschgeprägt, da eventuelle Einflüsse der intergranularen Bereiche aufgrund der Auflösung, dem instrumentellen Aufbau und der Beobachtungszeit nicht sichtbar werden sollten. Dies zeichnet sich größtenteils durch Dominanz des 8-Minuten-Bandes ab. Der Sonnenfleck liefert starke 5-

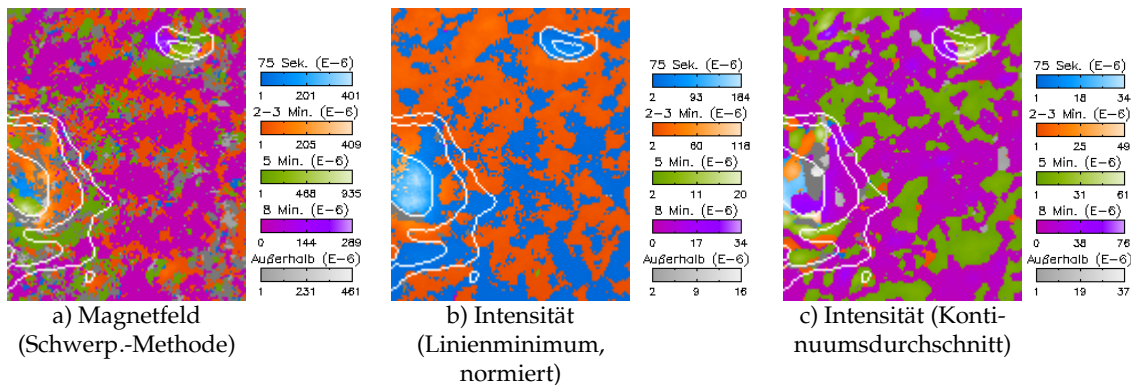
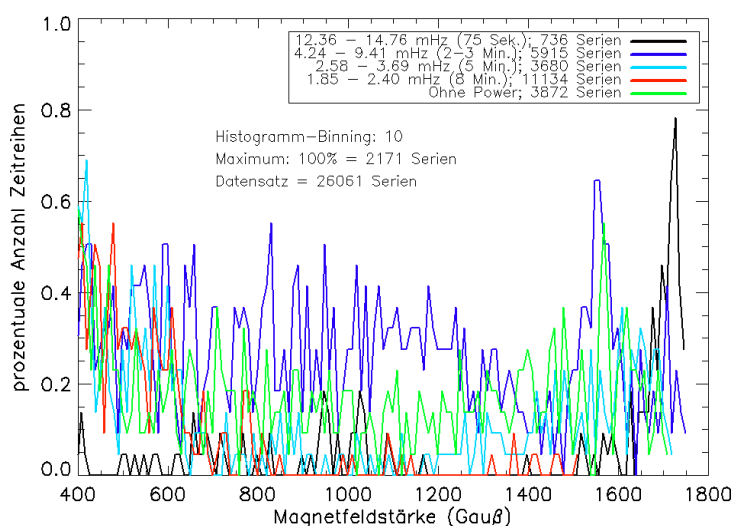


Abbildung 6.22: Karten des dominanten Frequenzbandes der Fourier-Powerspektren von Magnetfeld- und Intensitätsvariationen. Gezeigt ist die relative Höhe der stärksten Powerspitze normiert auf die Power des jeweiligen Frequenzbandes, es gilt jeweils die Legende rechts. Dunkelgrau: Keine signifikante Power.

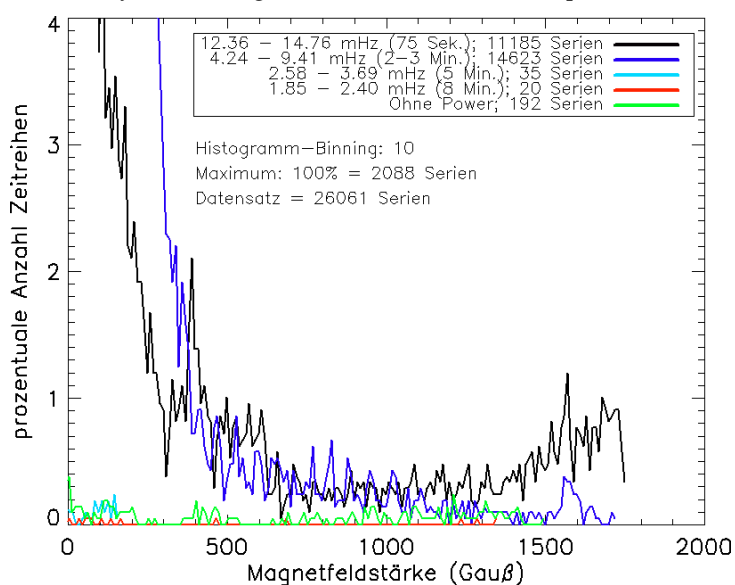
Minuten-Schwingungen, schwächer auch in der Lichtbrücke, sowie ausgedehnte, schwache 3-Minuten-Signale in der Umbra. Die anderen Magnetfeld-Reduktionsverfahren liefern stark abweichende Ergebnisse, was hier nicht dargestellt wird. Dort sind meist sind kurzfrequente Variationen dominant, meist außerhalb der definierten Bänder, und große Gebiete zeigen rauschartige „salt and pepper“-Verteilung.

Vergleichend, auch zur Betrachtung von Rauscheinflüssen und dem Opazitätsverhalten sind die entsprechenden Tafeln für die Intensitätswerte ebenfalls dargestellt. Teilbild b) zeigt die Werte der Variation der Linienminimums-Intensität mit kräftigen 3-Minuten und 75-Sekunden-Variationen für die aktiven Regionen. Im Kontinuum (Teilbild c) zeigt die Lichtbrücke größte Stärke im 5-Minuten-Band, die Signale in größeren Gebiete des Flecks sind nicht signifikant oder fallen nur schwach im 8-Minuten-Band aus.

In der Häufigkeitsverteilung der dominanten Frequenz der Magnetfeldvariation in Abhängigkeit vom Magnetfeld (Abbildung 6.23a) sind zwei Tendenzen zu erkennen: Bei mittleren Feldern um 1000 Gauß fallen die Variationen am häufigsten in das 2-3-Minuten-Band, bei hohen Magnetfeldern nimmt der Anteil der 75-Sekunden-Variationen zu. Hierbei ist aber die Höhe der Powerspitze nicht berücksichtigt. In der Verteilung der Linienkernin-



a) y-Achse: Magnetfeld-Variationen (Schwerpunktverfahren)



b) y-Achse: Intensitäts-Variationen (Linienminimum)

Abbildung 6.23: Verteilung der dominanten Frequenz nach Band und durchschnittlichem Magnetfeld

intensität (Abbildung 6.23b) ist diese Tendenz zum 75-Sekunden-Band noch deutlicher ausgeprägt. Möglicherweise ist dieser Effekt rein statistisch.

Reduktionsverfahren und Signifikanzkriterium wurden in diesem Abschnitt sehr kritisch betrachtet, untersucht und verglichen. Als Verfahren zur Fehlerbetrachtung und Falsifizierung erschien dies sinnvoll. Als Ergebnis wird deutlich, dass die Ergebnisse von Messfehlern und Rauschen dominiert werden. Falls es eine Präferenz für regelmäßige Magnetfeldvariationen gibt, so scheinen dies Gebiete mit starkem Magnet- und Helligkeitsgradienten zu sein (Abbildung 6.20 oben, linke und mittlere Karte), wo wir aber auch die deutlichsten Einflüsse von Bildbewegung erwarten können. Es ist insgesamt zweifelhaft, ob mit der verwendeten Beobachtungs- und Rekonstruktionstechnik für Magnetfeldvariationen verlässliche Ergebnisse zu erzielen sind.

6.4.3 Untersuchung von Teilgebieten

Um die Ursache der hohen Powerwerte für Magnetfeldvariationen im Sonnenfleck weiter zu betrachten, die im unteren Teil der Sonnenfleckumbra in Abbildung 6.20 zu sehen sind, wird in Abbildung 6.25 auch der Zeitverlauf der Wavelet-Power dargestellt. Dabei wurden zwei Gebiete gewählt, die in der Fourier-Transformation hohe beziehungsweise nicht signifikante Werte aufweisen (Paneele a und b, an Positionen 1 und 2 in Abbildung 6.24). Um Seeing-Einflüsse weiter zu verringern, wird dafür der Durchschnitt eines 2x2-Pixel-Gebietes gebildet.

In der oberen Abbildung 6.25a ist zunächst zu beachten, dass die Powerwerte aufgrund der relativen Skalierung etwa fünfmal höher sind als in b, obwohl die hohe Spitze bei etwa $t=20$ Minuten ausgeblendet wurde. Diese ergibt sich offenbar aus einer besonders großen Ähnlichkeit der Daten aus diesem Abschnitt mit der Morlet-Basisfunktion. Da es sich dabei um eine zeitlich begrenzte Struktur handelt, ist sie zwar lokal nach der zweidimensionalen χ^2 -Methode klar signifikant (weiße Konturlinien entsprechen 90%), im zeitlichen Durchschnitt aber weit weniger deutlich (rechtes Teilpaneel). Wichtiger ist stattdessen das Signal mit einer Periode von fünfeinhalb bis sechseinhalb Minuten, das sich von $t=20$ Minuten bis $t=70$ Minuten sichtbar wird. Dieses Signal ist auch im Fourier-Spektrum deutlich zu sehen, entsprechend ruft es die hohen Werte in Abbildung 6.20 hervor, mit einer RMS im 5-Minuten-Band von 50G. Analysiert man auch die räumlich direkt angrenzenden Messpunkte in diesem Bereich, so zeigen sich ganz ähnliche Diagramme, bei denen die Perioden von 4 und vor allem 6 Minuten dominieren, beschränkt auf den angegebenen mittleren Zeitabschnitt der Messung. Die beobachteten Variationen sind also räumlich und zeitlich ausgedehnt und verhältnismäßig stabil, während in der weiteren Umgebung kein vergleichbares Verhalten zu sehen ist. Kritisch anzumerken ist, dass die verschiedenen in 4.3.2 (Seite 48) vorgestellten statistischen Verfahren zur Ortsverteilung des Rauschens teilweise hohe Werte in der untersuchten Region aufweisen sowie für die Inversions-Resultate das Groth'sche Signifikanzkriterium nicht erfüllt ist. Auch die hohen absoluten Werte von mehreren hundert Gauß lassen Zweifel an der Plausibilität der Daten aufkommen.

In den Rohdaten (oberes Paneel) sind auch längerperiodische Schwingungen zu sehen, die nach Wavelet-Analyse Perioden von etwa 15 und 23 min aufweisen. Wegen der abnehmenden Genauigkeit aufgrund der beschränkten Messzeit sind diese Frequenzbereiche in der Grafik ausgeblendet.

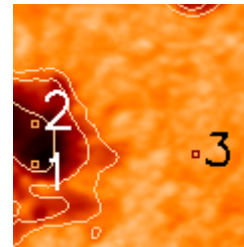
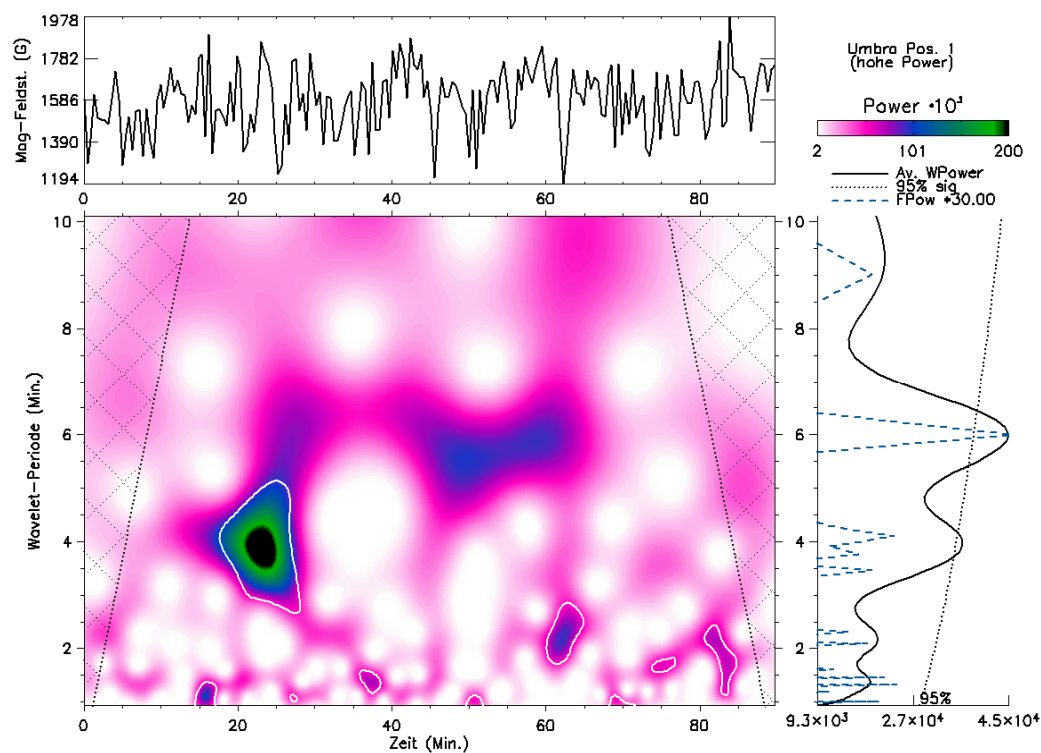
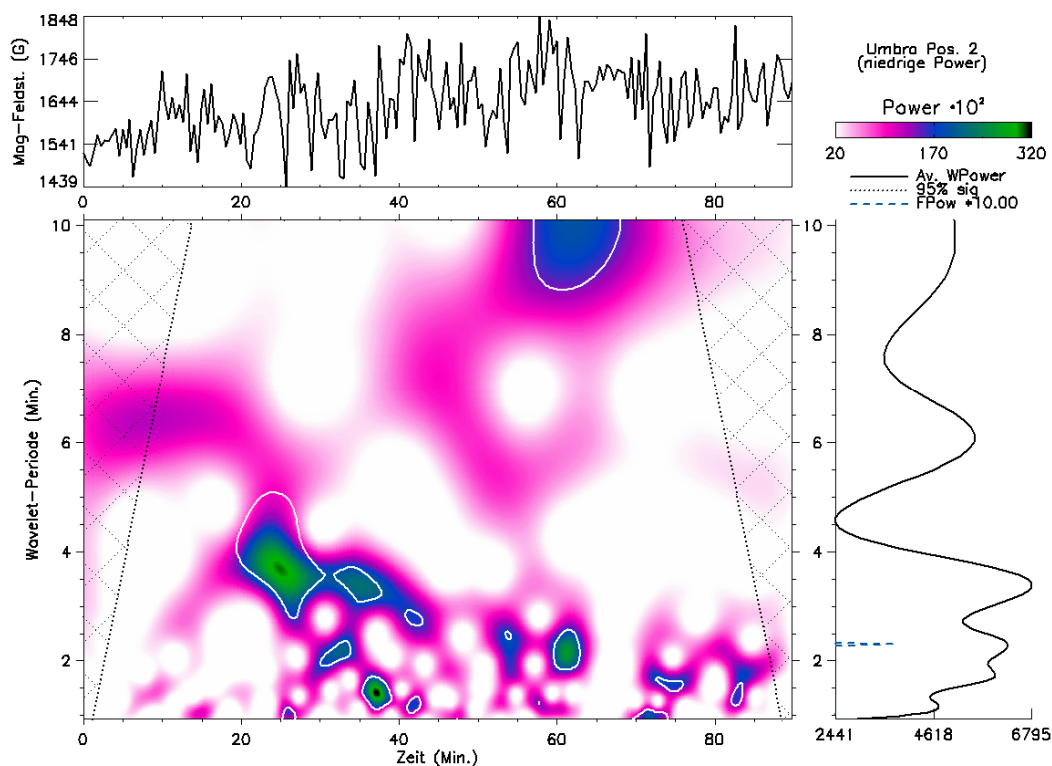


Abbildung 6.24: Positionen der Einzel-Zeitserien bei Abbildung 6.25 (1, 2) sowie Abbildung 6.11 (3)



a)



b)

Abbildung 6.25: Power der Wavelet-Transformation des Magnetfeldes (Schwerpunktsverfahren) für gemäß Abbildung 6.19a je ein Gebiet hoher Variationen (a) und niedriger Variation (b). Erläuterung der dargestellten Teilpaneele siehe Erklärung zu Abbildung 6.11. Wavelet-Skalenauflösung: $1/32$ bei 110 Skalen. Niedrige und sehr hohe Werte sind ausgeblendet, die Power-Spitze liegt für a) bei $2,3 \cdot 10^5$.

Die Vergleichsgrafik Abbildung 6.25 b) aus einem anderen Teil der Umbra zeigt weit schwächere Powerwerte, die der 90%-Signifikanzgrenze im zeitlichen Durchschnitt nicht nahe kommen. Sie liefern kein stabiles Signal über längere Zeitabschnitte, sondern weisen weit stärkere Schwankungen in der Periode auf.

Interpretiert man die Ergebnisse von Abbildung 6.25a als periodische Magnetfeldvariationen, unabhängig davon, welcher Effekt ihnen zu Grunde liegt, so wird ein Problem in der Symptomatik deutlich: Die hier dargestellten Variationen sind deutlich schwächer ausgeprägt als Geschwindigkeitsoszillationen und ebenfalls zeitlich nur über eine Stunde stabil, man vergleiche dazu Abbildung 6.11 auf Seite 85, für die als Position 3 in Abbildung 6.24 bezeichnete Zeiterie. Die Wavelet-Transformation erweist sich hier als geeignete Methode, da zeitlich kurzfristige Variationen nach Fourier-Transformation bei Langzeitmessungen als insignifikant erscheinen können. Noch kurzfristigere Magnetfeld-Schwankungen als in Abbildung 6.25 oben sind im verwendeten Aufbau von Artefakt-Auswirkungen oder zufälligen Messfehlern nicht mehr zu trennen. Angesichts des Signal-Rausch-Verhältnisses scheint noch nicht sinnvoll, physikalische Ursachen der Variationen (Bewegungen von Flussröhren, Opazitätsschwankungen, stehende Wellen) zu suchen und die Korrelation mit Geschwindigkeitsoszillationen zu prüfen. Es erscheint erheblich sinnvoller, die bereits erfolgten instrumentellen Verbesserungen zu nutzen, um Daten höherer Qualität zu gewinnen. Notwendig ist auch eine umfangreiche Datenbasis, um vergleichende Beobachtungen über verschiedene Regionen anstellen zu können.

6.4.4 Zeitentwicklung in Teilgebieten

In Ergänzung zu der Untersuchung des Raum-Zeit-Verlaufs von Geschwindigkeitsoszillationen aus Abschnitt 6.3.7 (Abbildung 6.14) zeigt Abbildung 6.26 das Zeitverhalten der entsprechenden Magnetfeld-Variationen für die in Abbildung 6.15 definierten Schnitte. Vor allem in der ruhigen Sonne (a) sind starke, kurze Powerspitzen zu sehen, die zum selben Zeitpunkt räumlich ausgedehnt auftreten und sich über mehrere Frequenzbänder erstrecken, was man als Hinweis auf Artefakte aus der Datenrekonstruktion ansehen sollte. In den Paneelen b und c, die die aktiven Regionen umfassen, wird ein deutlicher Unterschied zwischen Variationen in Umbra und Penumbra erkennbar: Besonders in den umbralen Kerngebieten (b, jeweils linker Bereich) stammt die Power aus kurzen Powerspitzen mit hohen Werten, besonders in den kurzfrequenten Bändern. Diese Spitzen sind auf das jeweilige Band beschränkt; zu berücksichtigen ist ebenfalls die unterschiedliche Genauigkeit der Transformation, die bei hohen Perioden zu größerer Unschärfe führt. Möglicherweise handelt es sich dabei nur um die Signatur von Rauschen mit hohen relativen Abweichungen. In der Lichtbrücke ist im 5-Minuten-Band in den Minuten 30-50 ein sich gleichmäßig durch Raum und Zeit entwickelnder Verlauf zu erkennen. Bei einem direkten Vergleich der Bänder von Geschwindigkeit und Magnetfeldvariation sind zwischen den auffälligsten Strukturen keine Relationen zu erkennen.

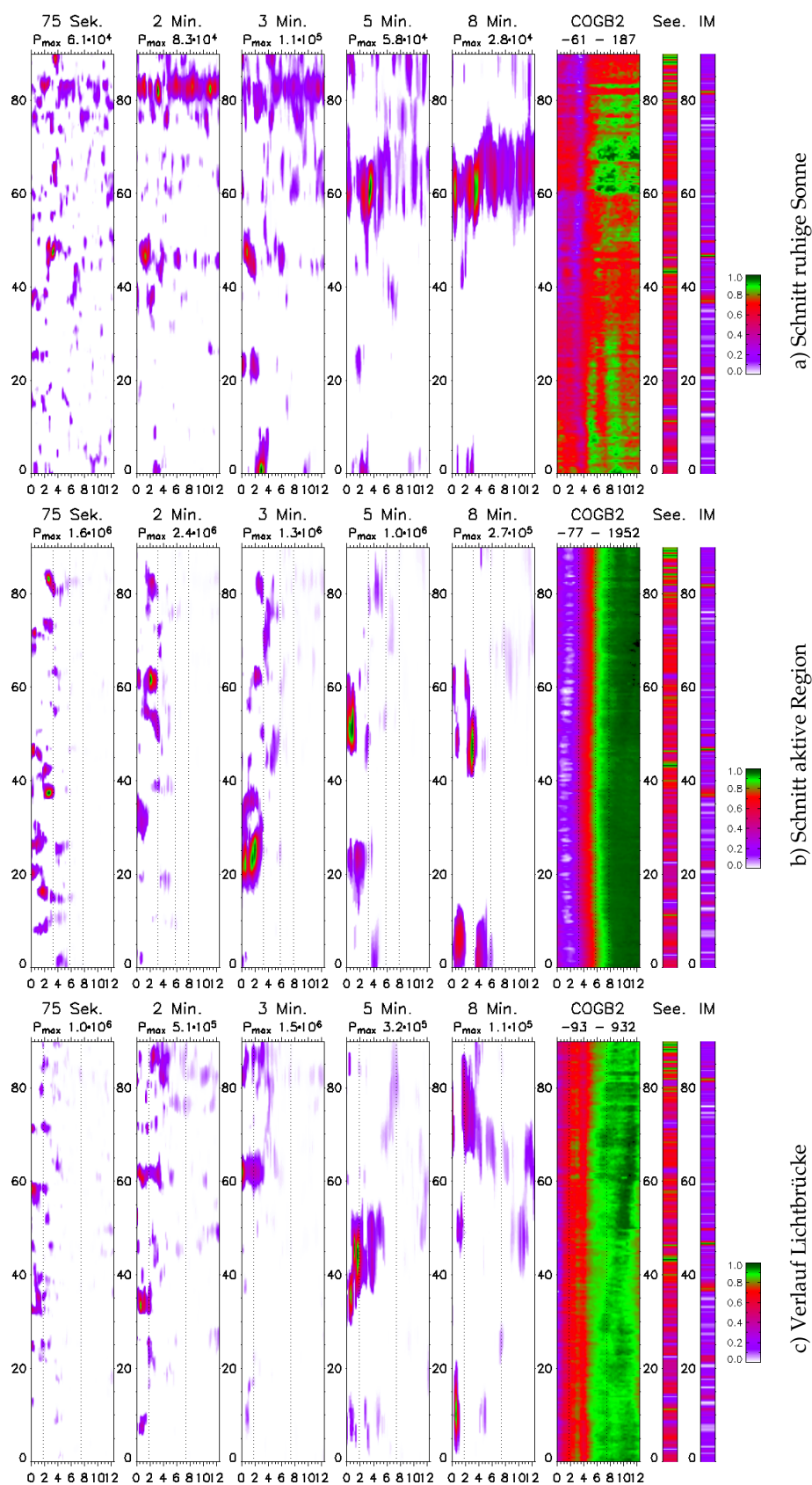


Abbildung 6.26: Wavelet-Power von Magnetfeldfluktuationen (Schwerpunktmethode) in der ruhigen Sonne, Schnitt durch die aktive Region und der Lichtbrücke, unterteilt nach Power-Bändern. Vergleiche Abbildung 6.14 und die Darstellung der Querschnitte in Abbildung 6.15. X-Achse: Ortsabstand (Mm), y-Achse: Zeit (Minuten). Drei Paneele ganz rechts: Relative Werte der Daten entsprechend dem jeweiligen, oben angegebenen Wertebereich; Seeing („See.“), Bildbewegung („IM“).

6.5 Diskussion und Ausblick

Die Zeitanalyse periodischer Veränderungen in den unterschiedlichen Parametern erzeugt schnell große Datenmengen: Über fünfzig Millionen Reduktionsergebnisse flossen in diese räumlich wie zeitlich noch sehr begrenzte Untersuchung ein, die Frequenzraum-Transformationen erzeugen zusätzliche Daten in entsprechendem Umfang. Die Untersuchung hat aber gezeigt, dass gerade um die Variationen in aktiven Regionen zu beschreiben neben einer verbesserten Rekonstruktion eine höhere Auflösung und eine größere Datenbasis an Beobachtungen notwendig ist, als sie hier zur Verfügung stand. Die Analyse der möglichen Abhängigkeiten in aktiven Regionen ist daher auch eine große Herausforderung an die mathematisch-informationstechnischen Methoden von Datenkorrelation und Visualisierung, um Beziehungen und Abläufe entdecken und systematisieren zu können. Zu diesem Zweck wurden in diesem Kapitel eine Reihe von bestehenden Verfahren aufgegriffen, hinterfragt und weiterentwickelt sowie neue Methoden aufgebaut, oft auf der Basis der zeitabhängigen Informationen, die sich aus der Wavelet-Transformation ergeben.

Der ursprünglich auch angestrebte Beitrag zur Natur und Systematik von Magnetfeldvariationen konnte damit nicht erzielt werden. Während die Betrachtung der beobachteten Geschwindigkeitsoszillationen meist bekannte Ergebnisse bestätigt oder erweitert, ist die Datenqualität der Magnetfeldwerte unzureichend. Bei der Betrachtung finden sich in einem Teilgebiet (Bereich 1 in Abbildung 6.15) zwar recht erhebliche Variationen, die aber von Rauscheinflüssen nicht deutlich zu trennen sind, als deren Quelle also auch Artefakte oder unzureichend korrigierte Seeing-Schwankungen und Bildbewegung nicht auszuschließen sind. Falls die Veränderungen physikalischer Natur sein sollten, so handelt es sich nicht um stabile Oszillationen vergleichbar den Geschwindigkeitsfluktuationen der ruhigen Sonne. Vielmehr zeigen sie periodische Veränderungen nur über einen begrenzten Zeitraum und unterschiedliche Perioden (hier sechs Minuten).

In dieser Arbeit wurden Fehler und Artefakte in den Daten ausführlich und kritisch betrachtet. Da eine durchgehende Fehleranalyse aufgrund der komplexen Reduktionsverfahren nicht möglich ist, werden verschiedene statistische und numerische Verfahren verwendet, unter anderem die parallele Reduktion durch im Prinzip ähnliche Verfahren bei der Geschwindigkeitseichung und Magnetfeldanalyse, deren Ergebnisse einander gegenübergestellt werden. Vor allem die Wahl des polarimetrischen Analyseverfahrens zur Errechnung der Magnetfelder (Schwerpunktverfahren, Inversion) bewirkt sichtbare Abweichungen. Rauscheinflüsse sind von ähnlicher Größenordnung.

Die zweidimensionale Spektroskopie liefert allerdings im Prinzip gute Daten und bestätigt die Eignung für das gewählte Aufgabenfeld. Notwendige instrumentelle Verbesserungen bei FPI-Stabilität, optischen Eigenschaften, höherer Auflösungen und eine adaptive Optik sind bereits verfügbar. Eine Fortentwicklung der Verfahren und die Anwendung auf höher aufgelöste Daten ist sehr Erfolg versprechend.

Kapitel 7: Zusammenfassung

In Kapitel 4 wurden verschiedene instrumentelle Eigenschaften des verwendeten Fabry-Pérot-Interferometers vorgestellt, die sich der technischen Analyse der Daten entnehmen ließen. Umfangreich wird der Einfluss von instrumentellen und numerischen Fehlern diskutiert und deren Ortsverteilung dargestellt. Ein Vergleich der Reduktionsverfahren zur Ermittlung von Magnetfeldern ergab im Rahmen der Güte der Spektren hohe Übereinstimmung zwischen Ergebnissen für Schwerpunktmethode und Inversion. Die Eigenschaften der Inversion zweidimensionaler Spektren mit dem SIR-Code wurden diskutiert und nach einer Parameterstudie des Startmodells konsistente Inversionen von rund 50.000 FPI-Spektren durchgeführt.

Kapitel 5 wurden Details eines zweidimensionalen Datensatzes bei Messung der Zirkularpolarisation sowie die des vollständigen Polarisationsvektors gezeigt, gemessen wurden Absorptionslinien bei 617,3 nm und 630,2 nm (Fe I). Die umfangreichen errechneten Ergebnisse wurden dargestellt und diskutiert.

In Kapitel 6 wurde die Zeitentwicklung von ausgewählten Ergebnisparametern untersucht und es wurden Methoden entwickelt, Variationen zu identifizieren und systematisieren. Dazu wurde die Korrelation der Intensitäten (6.2) mit Magnetfeld und Geschwindigkeit allgemein und in ihrer Ortsverteilung analysiert. Anhand der 5-Minuten-Oszillationen wurde die Entstehungshöhe der Linie auf im Durchschnitt etwa 300km oberhalb der Sonnenoberfläche bestimmt.

Frequenzverhalten, Verteilung, Verlauf und Entwicklung der Geschwindigkeitsoszillationen wurden in 6.3 behandelt. Beginnend mit der Frequenzanalyse wurden geeignete Bänder für die oszillatorische Power identifiziert und deren Verteilung zweidimensional aufgetragen. Dabei zeigen bestimmte Anteile der aktiven Region, etwa penumbrale Strukturen und die Lichtbrücke, unterschiedliches Verhalten. Als zusätzliches Verfahren wurden Karten der in einem Gebiet jeweils dominierenden Power und der kurzzeitigen Power-Spitzenwerte dargestellt. Die Veränderungen durch aktive Regionen wurden diskutiert. Insbesondere kurzfrequente Oszillationen aus dem 75-Sekunden-Band spielen hier mehrfach eine Rolle. Ein k - ω -Diagramm der Geschwindigkeitsoszillationen wurde erstellt und zeigt die zu erwartende Verteilung.

Mit Hilfe der Wavelet-Transformation wurde die Wechselwirkung zwischen kurzzeitiger Power und Intensität im Rahmen der möglichen Hörenauflösung betrachtet und die Abhängigkeit als zweidimensionale Dichtefunktion dargestellt. Im Gegensatz zur Sonnenoberfläche scheinen in den höheren Schichten der Atmosphäre kurzfrequente Oszillationen zahlenmäßig am häufigsten den dunklen Anteilen der Granulation zu entstammen, während das Gewicht bei den 5-Minuten-Oszillationen auf den helleren Anteilen liegt.

Die Zeitentwicklung der Power wurde anhand von Schnitten durch das Beobachtungsgebiet untersucht. In der zweidimensionalen Ort-Zeitverlaufs-Darstellung werden insgesamt drei sich gleichförmig fortbewegende Gebiete verstärkter Power im 5-Minuten-Bereich entlang der Lichtbrücke und einer dunklen penumbralen Struktur entdeckt, die sich mit vergleichsweise hohen Geschwindigkeiten von 5-8 km/s über die Oberfläche bewegen. Nahe liegt eine Interpretation als „Evershed-clouds“.

Das Variationsverhalten von Magnetfeldern wurde in 6.4 erfasst. Die Identifikation von Bändern ist weniger eindeutig und vor allem vom Signifikanzniveau dominiert. Im umbralen Kernbereich sind 75-Sekunden-Variationen, in der Penumbra 2-3-Minuten häufiger dominant, unterschiedliche Reduktionsverfahren zeigen teilweise abweichende Frequenzen. In der Ortsverteilung finden sich intensive, und über etwa eine Stunde stetige Variationen mit einer etwa 6-minütigen Periode. Diese liegen im unteren Bereich des Flecks, an dem

Umbra, Penumbra und Lichtbrücke dicht beieinander liegen. Da die Werte aus den Randgebieten der Umbra besonders hohen systematischen Fehlereinflüssen unterliegen, ist nicht klar, ob es sich bei diesem Ergebnis um ein Artefakt handelt.

Insbesondere die errechneten Magnetfeldwerte blieben durch prinzipielle und instrumentelle Unzulänglichkeit unterhalb der möglichen Qualität. Die Belastbarkeit der Ergebnisse wird dadurch erheblich eingeschränkt. Allerdings wurde in dieser Arbeit die Plausibilität von Daten auch stets kritisch hinterfragt und möglichst alternative Verfahren verglichen. Als Ergebnis zeigte sich hier eine noch deutliche Abhängigkeit von der Vorgehensweise bei der Analyse, die auf ein sehr niedriges Signal-Rausch-Verhältnis deutet. Trotz der vielfältigen Vorteile des Messaufbaus, der eine verlustarme Beobachtung mit hoher Zeitauflösung erlaubt, waren insgesamt Zeitstabilität, effektive Auflösung und die Freiheit der Spektren von Fehlereinflüssen noch nicht ausreichend, um sichere Aussagen zu treffen. So kann über das Vorhandensein und die Natur von Magnetfeldvariationen auch nach dieser Untersuchung keine abschließende Aussage getroffen werden.

Die vorgestellten Methoden allerdings erweitern auf verschiedene Weise unsere Möglichkeiten, zeitliche Variationen zu analysieren. Die Ergebnisse zeigen vor allem für die beobachteten Geschwindigkeitsoszillationen, dass die Verfahren für die qualitative statistische Analyse von kurzzeitigen Variationen erweitert werden können, um einen besseres Verständnis der Abläufe zu erlauben. Dies ist insbesondere bei aktiven Regionen sinnvoll, wo der langfristig statistische Ansatz der Helioseismologie nur einen Teil des Bildes wiedergibt. Besonders großes Potential als Analyseverfahren bietet die Wavelet-Transformation, deren Möglichkeiten speziell für die Photosphäre in der Literatur bisher noch unzureichend ausgeschöpft wurden. Die hier vorgestellten Dichtefunktionen und die zweidimensionale Darstellung der Raum-Zeitentwicklung zeigt nur zwei Möglichkeiten auf, die vierdimensionalen Wavelet-Datensätze zu visualisieren, um neue Abhängigkeiten zu entdecken und systematisch beschreiben zu können. Oszillatorisches Verhalten kann so als zusätzlicher Parameter bei der Identifikation und Klassifizierung der Eigenschaften der Bestandteile aktiver Regionen dienen.

Verlässliche Beobachtungen, um die ehrgeizigen Ziele zu erreichen, sind erst unter verbesserten Bedingungen vor allem im instrumentellen Aufbau möglich. Hier sind aber die nötigen Fortschritte in der Post-Fokus-Apparatur bereits erzielt worden beziehungsweise stehen mit der Fertigstellung des GREGOR-Teleskops kurz bevor. Weiterhin steht mit „Hinode“ nun auch ein hochauflösendes, solares Weltraum-Teleskop zur Verfügung. Unser Bild von der Variabilität aktiver Regionen dürfte sich daher schon sehr bald deutlich erweitern. Die hier vorgestellten Verfahren und Analysemethoden sollen dazu beitragen.

Kapitel 8: Anhang

8.1 Literaturverzeichnis

- Balthasar, H., Schmidt, W. (1994): *Astronomy and Astrophysics*, 290, 649
- Balthasar, H., Schleicher, H., Bendlin, C., Volkmer, R. (1996): *Astronomy and Astrophysics*, 315, 603
- Balthasar, H. (1999): *Solar Physics*, 187, 389
- Balthasar, H., Collados, B., Muglach, K. (2000): *Astronomische Nachrichten*, 321, 121
- Balthasar, H., Collados, M., Muglach, K. (2001): in *Proceedings of the SOHO 10/GONG 2000 Workshop*, ISBN 92-9092-697-X (ESA Publications Division, Noordwijk), 163
- Balthasar, H. (2003): *Solar Physics*, 218, 85
- Beck, C., Schlichenmaier, R., Collados, M., Bellot Rubio, L., Kentischer, T. (2005): *Astronomy and Astrophysics*, 443, 1047
- Bellot Rubio, L. R., Collados, M., Ruiz Cobo, B., Rodríguez Hidalgo, I. (2000): *Astrophysical Journal*, 534, 989
- Bellot Rubio, L. R., Ruiz Cobo, B., Collados, M. (2000): *The Astrophysical Journal*, 535, 475
- Bellot Rubio, L. R., Balthasar, H., Collados, M., Schlichenmaier, R. (2003): *Astronomy and Astrophysics*, 403, L47
- Bellot Rubio, L. R., Langhans, K., Schlichenmaier, R. (2005): *Astronomy and Astrophysics*, L7
- Bendlin, C., Volkmer, R., Kneer, F. (1992): *Astronomy and Astrophysics*, 257, 817
- Bendlin, C. (1993): Univ. Göttingen (Dissertation)
- Berger, T. E., Rouppe van der Voort, L. H. M., Löfdahl, M. G., Carlsson, M., Fossum, A., Hansteen, V. H., Marthinsen, E., Title, A., Scharmer, G. (2004): *Astronomy and Astrophysics*, 428, 613
- Bonet, J. A., Sobotka, M., Vázquez, M. (1995): *Astronomy and Astrophysics*, 296, 241
- Bogdan, T. J. (2000): *Solar Physics*, 192, 373
- Bogdan, T. J., Carlsson, M., Hansteen, V. H., McMurry, A., Rosenthal, C. S., Johnson, M., Petty-Powell, S., Zita, E. J., Stein, R. F., McIntosh, S. W., Nordlund, Å. (2003): *Astrophysical Journal*, 599, 626
- Bruhls, J. H. M. J., v. d. Lühe, O. (2001): *Astronomy and Astrophysics*, 366, 281
- Cabrera Solana, D., Bellot Rubio, L.R., Beck, C., del Toro Iniesta, J.C. (2007): *Astronomy and Astrophysics*, 475, 1067
- Cabrera Solana, D., Bellot Rubio, L.R., Beck, C., del Toro Iniesta, J.C. (2008): *Astronomy and Astrophysics*, 477, 273
- Carroll, T. A. (2001): Technische Univ. Berlin (Diplomarbeit)
- Carroll, T. (2008): *Astronomy and Astrophysics*, ca. März 2008 (im Druck)
- Cauzzi G., Smaldone L. A., Balasubramaniam K. S., Keil S. L. (1993): *Solar Physics*, 146, 207
- Centeno, R., Collados, M., Trujillo Bueno, J. (2006): *Astrophysical Journal*, 640, 1153
- Christopoulou, E. B., Skodras, A., Georgakilas, A. A., Koutschmy, S. (2003): *Astrophysical Journal*, 591, 416
- Degenhard, D., Wiehr, E. (1991): *Astronomy and Astrophysics*, 252, 821
- Ding, M. D., Fang, C. (1989): *Astronomy and Astrophysics*, 147, 93
- Dzhalilov, N. S., Staude, J., Oraevsky, V. N. (2002): *Astronomy and Astrophysics*, 384, 282
- Evershed, J (1909): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 69, 454
- Ferriz-Maz, A., Schüssler, M. (1990): *Geophysical Monograph*, 58, 141
- Gore, A. (1998): *Solar Physics*, 178, 13
- Graps, A. (1995): *IEEE Computational Science and Engineering*, Vol. 2, Num. 2
- Gingerich, O., Noyes, R. W., Kalkofen, W., Cuny, Y. (1971): *Solar Physics*, 18, 347
- Groth, E. (1975): *Astrophysical Journal, Supplements*, 29, 285
- Hale, G. E. (1908): *Astrophysical Journal*, 28, 315
- Horn, T., Hofmann, A., Balthasar, H. (1996): *Solar Physics*, 164, 321
- Horn, T., Staude, J., Landgraf, V. (1997): *Solar Physics*, 172, 69
- Hurlburt, N. E., Matthews, P. C., Rucklidge, A. M. (2000): *Solar Physics*, 192, 109
- Jäger, F. W., Oetken, L. (1963): *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam Nr. 103, Band 31, Heft 1, Akademie-Verlag Berlin*

- Janssen, K. (2003): Univ. Göttingen (Dissertation)
- Jess, D. B., Andić, A., Mathioudakis, M., Bloomfield, D. S., Keenan, F. P. (2007): *Astronomy and Astrophysics*, 473, 943
- Kentischer, T. J., Mattig, W. (1995): *Astronomy and Astrophysics*, 300, 539
- Kentischer, T. J., Schmidt, W., Sigwarth, M., Uexkuell, M. V. (1998): *Astronomy and Astrophysics*, 340, 569
- Keppens, R., Martínez Pillet, V. (1996): *Astronomy and Astrophysics*, 319, 229
- Khomenko, E. V., Collados, M., Bellot Rubio, L. R. (2003): *Astrophysical Journal*, 588, 606
- Kneer, F., Hirzberger, J. (2001): *Astronomische Nachrichten*, 322, 375
- Kollatschny, W., Wiehr, E., Stellmacher, G., Falipou, M. (1980): *Astronomy and Astrophysics*, 86, 245
- Koschinsky, M. (2001): Univ. Göttingen (Dissertation)
- Kosovichev, A. G. (1999): in *Third Advances in Solar Physics Euroconference*, ed. Schmieder et al. (s. d.), 151
- Krieg, J. (1999): Univ. Göttingen (Dissertation)
- Kupke, R., Labonte, B. J., Mickey, D. L. (2000): *Solar Physics*, 191, 97
- Landgraf, V. (1997): *Astronomische Nachrichten*, 318, 129
- Landi Degl'Innocenti, E., Landi degl'Innocenti, M. (1972): *Solar Physics*, 27, 319
- Landi Degl'Innocenti, E., Landi degl'Innocenti, M. (1977): *Astronomy and Astrophysics*, 56, 111
- Landi degl'Innocenti, E. (1982): *Solar Physics*, 77, 285L
- Langhans, K., Scharmer, G. B., Kiselman, D., Löfdahl, M. G., Berger, T. E. (2005): *Astronomy and Astrophysics*, 463, 1087
- Leighton, R. B., Noyes, R. W., Simon, G. W., (1962) *Astrophysical Journal*, 135, 474L
- Leka, K. D. (1997): *Astrophysical Journal*, 484, 900
- Leka, K. D., Steiner, O. (2001): *Astrophysikal Journal*, 552, 354
- Lites, B. W., Elmore, D. F., Seagraves, P., Skumanich, A. P. (1993): *Astrophysical Journal*, 418, 928
- Lites, B. W., Thomas, J. H., Bogdan, T. J., Cally, P. S. (1998): *Astrophysical Journal*, 497, 464
- v. d. Lühe, O., Kentischer, T. J. (2000): *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 146, 499
- v. d. Lühe, O., Soltau, D., Berkefeld, T., Schelenz, T. (2003): *Proceedings of the SPIE*, 4853, 187
- Maltby, P., Avrett, E. H., Carlsson, M., Kjeldseth-Moe, O., Kurucz, R. L., Loeser, R. (1986): *Astrophysical Journal*, 306, 284
- Muglach, K. (2003): *Astronomy and Astrophysics*, 401, 685
- Narain, U., (1998): *Bull. Astr. Soc. India* 26, 261
- Parker, E. N. (1979): *Astrophysical Journal*, 234, 333
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P. (2001): *Numerical Recipes in C* [oder andere Ausführung], 2. Auflage, ISBN: 0521750334 (Cambridge University Press); Kapitel 15.5
- Puschmann, K. G., Kneer, F., Seelemann, T., Wittmann, A. D. (2006): *Astronomy and Astrophysics*, 451, 1151
- Rimmele, T. R., (1995): *Astronomy and Astrophysics*, 298, 260
- Rees, D. E. & Semel, M. D. (1979): *Astronomy and Astrophysics*, 74, 1
- Rees, D. E., Murphy, G. A., Durrant, C. J. (1989): *Astrophysical Journal*, 339, 1093
- Rendtel, J., Staude, J., Curdt, W. (2003) : *Astronomy and Astrophysics*, 410, 315
- Ritter, C. (2001): Univ. Göttingen (Dissertation)
- Roupe van der Voort, L. H. M., Löfdahl, M. G., Kiselman, D., Scharmer, G. B. (2004): *Astronomy and Astrophysics*, 414, 717
- Rosenthal, C. S., Bogdan, T. J., Carlsson, M., Dorch, S. B. F., Hansteen, V., McIntosh, S. W., McMurry, A., Nordlund, Å., Stein, R. F. (2002): *Astrophysical Journal*, 564, 508
- Rüedi, I., Solanki, S. K., Stenflo, J. O., Tarbell, T., Scherrer, P. H. (1998): *Astronomy and Astrophysics*, 335, L97
- Rüedi, I., Solanki, S. K. (1999): in *Third Advances in Solar Physics Euroconference*, ed. Schmieder et al. (s. d.), 131
- Rüedi, I., Cally, P. S. (2003): *Astronomy and Astrophysics*, 410, 1023
- Ruiz Cobo, B. & del Toro Iniesta, J. C. (1992): *The Astrophysical Journal*, 398, 375
- Ruiz Cobo, B. & del Toro Iniesta, J. C. (1994): *Astronomy and Astrophysics*, 283, 129
- Rumelhart, D. E., McClelland, J. L. (1987): *Parallel Distributed Processing*; ISBN: 978-0262680530 (The MIT Press)
- Sánchez Almeida, J. (1992): *Solar Physics*, 137, 1
- Sánchez Almeida, J., Landi Degl'Innocenti, E., Martínez Pillet, V., Lites, B. W. (1996): *The Astrophysical Journal*, 466, 537
- Sánchez Almeida, J., Lites, B. W. (2000) : *Astrophysikal Journal*, 532, 1215

- Scharmer, G. B., Gudiksen, B. V., Kiselman, D., Löfdahl, M. G., Rouppe van der Voort, L. H. M., (2002): *Nature*, 420, 151
- Schlichenmaier, R., Jahn, K., Schmidt, H. U. (1998): *Astronomy and Astrophysics*, 337, 897
- Schlichenmaier, R., Schmidt, W. (2000): *Astronomy and Astrophysics*, 358, 1122
- Schlichenmaier, R., Collados, M. (2002): *Astronomy and Astrophysics*, 381, 668
- Schlichenmaier, R. (2002): *Astronomische Nachrichten*, 323, 303
- Schmidt, W., Hofmann, A., Balthasar, H., Tarbell, T. D., Frank, Z. A. (1992): *Astronomy and Astrophysics*, 264, L27
- Schmidt, W., Balthasar, H. (1994): *Astronomy and Astrophysics*, 283, 241
- Schmieder, B., Hofmann, A., Staude, J. (eds., 1999): *Third Advances in Solar Physics Euroconference: Magnetic Fields and Oscillations*, ISBN 1-58381-010-2 (Astronomical Society of the Pacific, San Francisco)
- Schwabe, H. (1844): *Astronomische Nachrichten*, 21, 233
- Semel, M. (1970): *Astronomy and Astrophysics*, 9, 356
- Settele, A. (2001): Univ. Potsdam (Dissertation)
- Settele, A., Carroll, T. A., Nickelt, I., Norton, A. A. (2002): *Astronomy and Astrophysics*, 386, 1123
- Sigwarth, M., Balasubramaniam, K. S., Knölker, M., Schmidt, W. (1999): *Astronomy and Astrophysics*, 348, 941
- Sigwarth, M. (2001): *Astrophysical Journal*, 563, 1031
- Sobotka, M., Bonet, J. A., Vázquez, M. (1993): *Astrophysical Journal*, 415, 832
- Sobotka, M., Brandt, P. N., Simon, G. W. (1997^a): *Astronomy and Astrophysics*, 328, 682
- Sobotka, M., Brandt, P. N., Simon, G. W. (1997^b): *Astronomy and Astrophysics*, 328, 689
- Sobotka, M., Brandt, P. N., Simon, G. W. (1999^a): *Astronomy and Astrophysics*, 341, 621
- Sobotka, M., Vázquez, M., Bonet, J. A., Hanslmeier, A., Hirzberger, J. (1999^b): *Astrophysical Journal*, 511, 436
- Solanki, S. K. (2003): *Astronomy and Astrophysics Review*, 11, 153
- Soltau, D., Berkefeld, T., Hofmann, A., v. d. Lüche, O., Schmidt, W., Volkmer, R., Wiehr, E. (2003): *Astronomische Nachrichten*, 324, 292
- Stanchfield, D. C. H. II, Thomas, J. H., Lites, B. W. (1997): *Astrophysical Journal*, 477, 485
- Staude, J. (1982): HHI-STP Report (Berlin), 14, 24
- Staude, J., Hofmann, A., Bachmann, G. (1991): in *11. National Solar Observatory / Sacramento Peak Summer Workshop: Solar polarimetry*, ed. November, L. N., 49
- Staude, J. (1999): in *Third Advances in Solar Physics Euroconference*, ed. Schmieder et al. (s. d.), 113
- Staude (2002) auf pag.8
- Stellmacher, G., Wiehr, E. (1975): *Astronomy and Astrophysics*, 45, 69
- Stix, M. (2002): *The Sun*⁽²⁾, ISBN 3-540-42886-0 (Springer-Verlag, Berlin)
- Stolpe, F., Kneer, F. (1997): *Astronomy and Astrophysics*, 317, 942
- Sütterlin, P. (1998): *Astronomy and Astrophysics*, 333, 305
- Sütterlin, P. (2001): *Astronomy and Astrophysics*, 374, L21
- Thomas, J. H., Weiss, N. O., Tobias, S. M., Brummell, N. H. (2002): *Astronomische Nachrichten*, 323, 383
- del Toro Iniesta, J. C., Bellot Rubio, L. R., Collados, M. (2001): *The Astrophysical Journal*, 549, L139
- Toro Iniesta, J. C., del (2003): *Astronomical Notices*, 324, 383
- Torrence, C., Compo, G. P. (1998): *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79, 61
- Tritschler, A., Schmidt, W. (1997): *Astronomy and Astrophysics*, 321, 643
- Tritschler, A., Schmidt, W., Langhans, K., Kentischer, T. (2002): *Solar Physics* 211, 17
- Unno, W. (1956): *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 8, 108
- Usoskin, I. G., Mursula, K., Solanki, S., Schüssler, M., Alanko, K. (2004): *Astronomy and Astrophysics*, 413, 745
- Volkmer, R. (1995): Univ. Göttingen (Dissertation)
- Volkmer, R., v. d. Lüche, O., Kneer, F., Staude, J., Hofmann, A., Schmidt, W., Sobotka, M., Soltau, D., Wiehr, E., Wittmann, A., Berkefeld, T. (2003): *Proceedings of the SPIE*, 4853, 360
- Weiss, N. O. (1990): in *Basic Plasma Processes on the Sun* (IAU Symposium), 142
- Westendorp Plaza, C., Toro Iniesta, J. C. del, Ruiz Cobo, B., Martínez Pillet, V., Lites, B. W., Skumanich, A. (1997): *Nature*, 389, 47
- Westendorp Plaza, C., Toro Iniesta, J. C. del, Ruiz Cobo, B., Martínez Pillet, V., Lites, B. W., Skumanich, A. (2001): *Astronomy and Astrophysics*, 547, 1130
- Wiehr, E., Degenhardt, D. (1993): *Astronomy and Astrophysics*, 278, 584

- Wiehr, E. (2000): Solar Physics, 197, 227
 Wood, W. P. (1997): Solar Physics, 173, 259
 Wunnenberg, M., Kneer, F., Hirzberger, J. (2002): Astronomy and Astrophysics, 395, L51
 Wunnenberg, M. (2003): Univ. Göttingen (Dissertation)
 Zirin, H., Wang, H. (1990): Solar Physics, 125, 45
 Zhang, J., Solanki, S. K., Wang, J. (2003): Astronomy and Astrophysics, 399, 755
 Zhao, J., Kosovichev, A. G. (2003): Astrophysical Journal, 591, 446
 Zhugzhda, Y. D., Locans, V., Staude, J. (1987): Astronomische Nachrichten, 308, 257
 Zhugzhda, Y. D., Balthasar, H., Staude, J. (2000): Astronomy and Astrophysics, 355, 347

8.2 Herkunft der Abbildungen

Abbildung 1.1, Teilbild: Archiv des Sonnenobservatoriums Einsteinturm, AIP.

Alle anderen Abbildungen vom Autor.

8.3 Verzeichnis numerischer Routinen

Die folgenden Routinen, die für die Reduktion und Analyse verwendet wurden, stammen nicht vom Autor. Einigen Routinen liegen wieder Algorithmen weiterer Autoren zu Grunde. Die Angaben des Institutes beziehen sich auf den Zeitpunkt, an dem das Programm geschrieben wurde.

R1	frac_shift	Bildverschiebung im Frequenzraum; Sütterlin, P. (SIU)
R2	MPfit	verbesserter Gaußkurvenfit; Markwardt, C. (Univ. Wisconsin) http://cow.physics.wisc.edu/~craigm/idl/idl.html
R3	Wavelet	Wavelet-Transformation und Signifikanzanalyse; Wavelet software was provided by C. Torrence and G. Compo, and is available at URL: http://paos.colorado.edu/research/wavelets/ (Univ. Colorado)
R4	Destretch	Zweidimensionale Bildrekonstruktion auf ein Referenzbild; Wiborg, P. (NSO), Rimmele, T. (KIS)
R5	NN	Neuronale Netze zur Analyse solarer Spektren; Carroll, T. (AIP)
R6	VekFpi	Magnetfeldstärkebestimmung von Stokes-Profilen anhand von Eichkurven; Axel Hofmann (AIP)
R7	SIR	Inversionsverfahren für solare Spektren ("Stokes Inversion based on Response functions"): siehe Ruiz Cobo, B. & del Toro Iniesta, J. C. (1992); Mitentwickler: Bellot Rubio, L. R., Collados M. (IAC)
R8	FPI 95	Ursprüngliche Programmversion der Reduktionssoftware; Thomas Horn, Axel Hofmann, Horst Balthasar (AIP)
R9	Mem96	Verbessertes Entfaltungsverfahren; Jong Chul Chae

Das entwickelte Programmpaket „SOE-FPI“ mit Dokumentation und dazu gehöriger Bibliothek ist verfügbar unter http://www.aip.de/groups/publications/nickelt_software.zip beziehungsweise unter <http://www.iliya.de/idl/>.

8.4 Technische Daten

8.4.1 Fabry-Pérot-Interferometer und CCD

	FPI 1	FPI 2 (alt)
Typ	Queensgate ET 50 FS	Burleigh RC-150
Steuereinheit	CS 100 (stabilisiert)	RC-43/44 Rampengenerator (unstabilisiert)
Freie Öffnung	50 mm	35 mm
Plattenabstand	0,125 mm	1,5 mm (variierbar)
Reflektivität R	95%-97%	94%
Max. effektive Finesse \mathcal{F}_{eff}	40-45	30-40
Plattendefekt λ/p	$\lambda/150$	$\lambda/200$
Maximale Transmission	80%	84%
Freier Spektralbereich Δ_{FSR}	1,6 nm	0,13 nm
Halbwertsbreite $\Delta\lambda$	37 pm	3,5 pm
Auflösung $\lambda/\Delta\lambda$	17.000	180.000

Werte errechnet für $\lambda=630, 2494 \text{ nm}$, $n=1$, durchschnittliche Annahme für \mathcal{F}

CCDs: 2 Thomson TH7863

8,8×6,7 mm entsprechend 384×286 Pixel (entsprechend $40,3'' \times 30,0''$ bei einer Auflösung von 0,105 Bogensekunden pro Pixel)

8.4.2 Müller-Matrizen des VTT

Gemessen jeweils im optischen Labor 2 unter Verwendung des zweidimensionalen Spektrographen des Institut für Astrophysik, Göttingen 1994/1995 von A. Hofmann & T. Horn

20.7.1994

1,004	0,06	-0,02	-0,06
0,0046	0,971	-0,02	0,002
-0,0575	0,01	0,899	0,412
-0,0385	-0,017	-0,254	1,023

4.6.1995

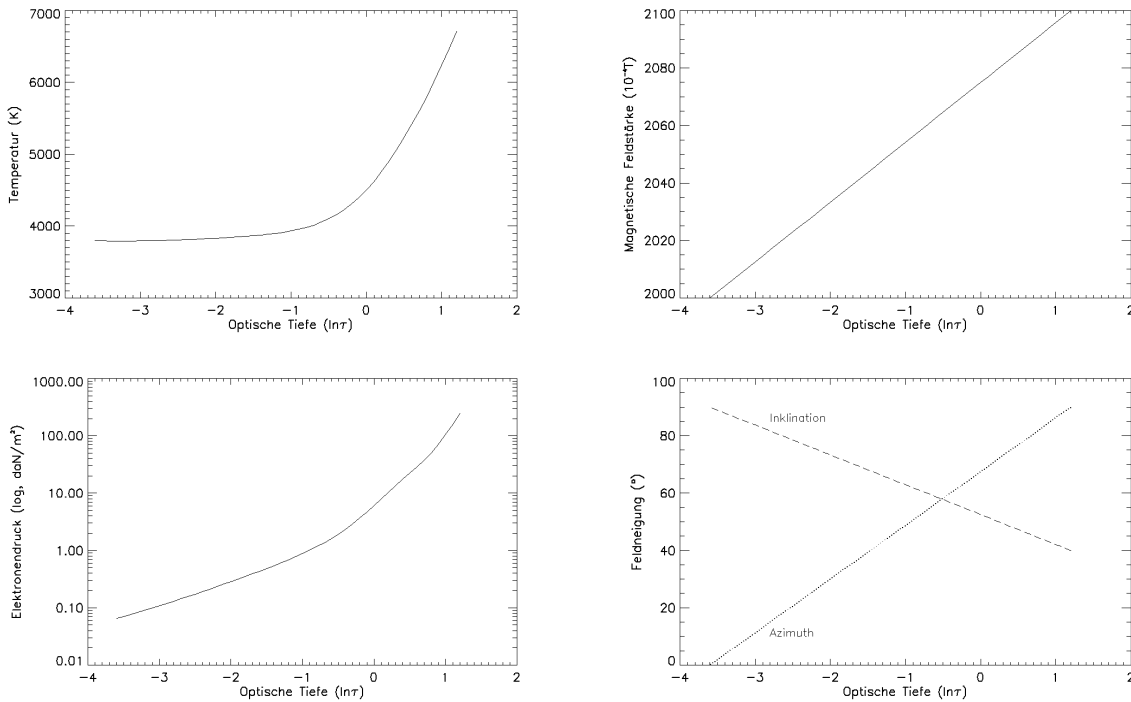
1,002	-0,03	0,03	0
0,03	1,01	-0,03	-0,05
-0,04	-0,04	0,95	0,26
-0,04	-0,01	-0,26	1,04

8.4.3 Einstellungen des Inversionscodes SIR

Das Anfangsmodell basiert auf dem Umbra-Atmosphärenmodell von Maltby et al. (1986)
Die konstant gehaltenen Parameter lauten:

Parameter	Wert	Parameter	Wert
Makroturbulenz	1 Mm/s	$\ln \tau$	(-3,6) bis 1,2
Füllfaktor	1	Mikroturbulenz	60 Mm/s
Streulicht	2,049%	Geschwindigkeit in Sichttrichtung	0

Die variablen Modellparameter sind in den folgenden Graphen wiedergegeben:



Die folgende Tabelle enthält die gewählten Optionen bei der Inversion (Inhalt der „trol“-Datei). Für alle nicht angeführten Werte wurde die Standard-Einstellung genutzt. Die Option für eine Zwei-Komponenten-Inversion (Modell 2) war abgeschaltet.

Option	Wert	Option	Wert
Number of cycles	3	Nodes for temperature 1	1,3,5
Stray light file	-	Nodes for electr. press. 1	1
PSF file	-	Nodes for microturb. 1	1
Abundances file	Thevenin	Nodes for magnetic field 1	1
Weight for Stokes I	1	Nodes for LOS velocity 1	1
Weight for Stokes Q	0	Nodes for gamma 1	1
Weight for Stokes U	0	Nodes for phi 1	0 / 1*
Weight for Stokes V	1.7	Invert macroturbulence 1?	0

*: Der Azimutwinkel („phi“) war für die Analyse der Beobachtungsdaten des vollen Stokes-Vektors (Abschnitt 5.2) variabel und für die Zeitserien konstant.

Compiler-„flags“ beim Erzeugen des Binärcodes mit Intel Fortran-Compiler V7.0:
Qpc80 Qzero Qextend_source cm q w c

8.5 Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich den Mitgliedern des Astrophysikalischen Instituts Potsdam für ihre Unterstützung danken. Mit Frank Breitling habe ich viele Grundlagen klären können, Katja Janssen hat essentielle Anregungen geben, und Harry Enke hat mich nachhaltig motiviert.

Auch bei der Arbeitsgruppe optische Sonnenphysik möchte ich mich bedanken: Mit Alexander Pregla und Axel Settele habe ich viele spannende, entspannende und tiefgründige Tage verbracht. Jürgen Rendtel hat mir an mehreren Stellen gerne geholfen, unter anderem dabei, dem Nachtseeing auf Teneriffa etwas abzugewinnen. Mit Thorsten Carroll ist es immer gelungen, zum Wesentlichen zurückzufinden. Kurt Arlt hat meine Stimmung immer gebessert, und Bernhardt Kliem hat sich mit den verschiedenen Hindernissen auseinander gesetzt und hilfreiche Kritik gespendet. Axel Hofmann hat mich polarimetrische Genauigkeit, aber auch vieles mehr gelehrt und war natürlich die letzte Instanz für optische Elemente. Horst Balthasar hat fast alle Beobachtungen begleitet, kannte die Feinheiten der Instrumente und hat an vielen Stellen dieser Arbeit Hinweise gegeben und mich unterstützt.

Mehr als Dank schulde ich meinem Doktorvater, Jürgen Staude für seine Hilfe und unendliche Geduld, sowie meinen Eltern und meiner Frau für ihre Unterstützung auf diesem langen Weg, die sie alle nicht aufgegeben haben bis zum Ziel.