

Oszillationen
in der Chromosphären-Korona-
Übergangsregion
von Sonnenflecken

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
in der Wissenschaftsdisziplin Astrophysik

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Potsdam

von

JÜRGEN RENDTEL

Potsdam, im Mai 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Die Übergangsregion zwischen Chromosphäre und Korona	3
1.2	Sonnenflecken und aktive Regionen	5
1.3	Oszillationen auf der Sonne	7
1.4	Jüngere Arbeiten zu lokalen Oszillationen	9
2	Zielstellungen	14
3	Messungen mit Instrumenten auf SOHO	15
3.1	Messzeiträume und Kampagnen	15
3.2	EUV-Spektren von SUMER	21
3.2.1	Messreihe vom 29. August 1996	21
3.2.2	Messreihe vom 29. Oktober 1999	23
3.3	EIT-Filtergramme	26
4	Analyse der SOHO-Daten	28
4.1	Generelle Aspekte	28
4.2	Messregimes bei den beiden Zeitreihen	30
4.3	Fourier-Analyse – Ergebnisse	30
4.4	Wavelet-Analyse	32
4.4.1	Diskrete Wavelet-Analyse	32
4.4.2	Kontinuierliche Wavelet-Analyse	33
4.5	Tests mit synthetischen Daten	35
4.6	Wavelet-Analyse der SUMER-Zeitserien	40
4.6.1	Oszillationen in NOAA 7986 am 29. August 1996	40
4.6.2	Oszillationen in NOAA 8742 am 29. Oktober 1999	43
4.7	Wavelet-Analyse der EIT-Intensitätsdaten	50
4.8	Korrelation von Datenserien und Phasenverschiebung	54
5	Intensitäts- und Geschwindigkeits-Oszillationen – Übersicht	56
6	Zusätzliche Beobachtungen: Magnetfeld in NOAA 7986	59
7	Interpretation	64
7.1	Ergebnisse der Analysen	64
7.2	Einordnung in Modellvorstellungen	64
7.3	Vergleich mit anderen Messreihen	67
7.4	Schlussfolgerungen	68
8	Literatur	69

1 Einleitung

1.1 Die Übergangsregion zwischen Chromosphäre und Korona

Die Sonne ist ein Hauptreihenstern vom Spektraltyp G2. In ihrem zentralen Bereich läuft eine Kernfusion von Wasserstoff bei einer Temperatur von etwa $15.5 \cdot 10^6$ K ab. Die dabei erzeugte Energie gelangt im kernnahen Bereich zunächst durch Strahlung, ab etwa $2/3$ des Sonnenradius durch Konvektion zur Oberfläche (Abb. 1-1). Die Größe der Konvektionszellen sinkt zu den oberflächennahen Schichten auf typische Abmessungen von einigen 100 km. Die effektive Temperatur erreicht an der Oberfläche, der etwa 300 km dicken Photosphäre, 5780 K. In dieser dünnen Schicht wird praktisch das gesamte sichtbare Licht der Sonne emittiert. Bis zu dieser Schicht ist die Intensität der aus der Sonne kommenden Strahlung ist auf e^{-1} abgesunken; dies wird als optische Tiefe $\tau = 1$ bezeichnet. Dieses Niveau in der „ruhigen Sonne“ (d.h. außerhalb von Sonnenflecken und anderen magnetischen Gebieten) wird als Nullpunkt für Höhenangaben verwendet: Die optische Tiefe $\tau = 1$ wird mit der geometrischen Höhe $z = 0$ gleichgesetzt. Die effektive Temperatur von 5780 K hat ein Maximum der Strahlung bei 555 nm zur Folge. Die optische Tiefe wird für eine Wellenlänge von $\lambda = 500$ nm angegeben, oft mit τ_{500} symbolisiert.

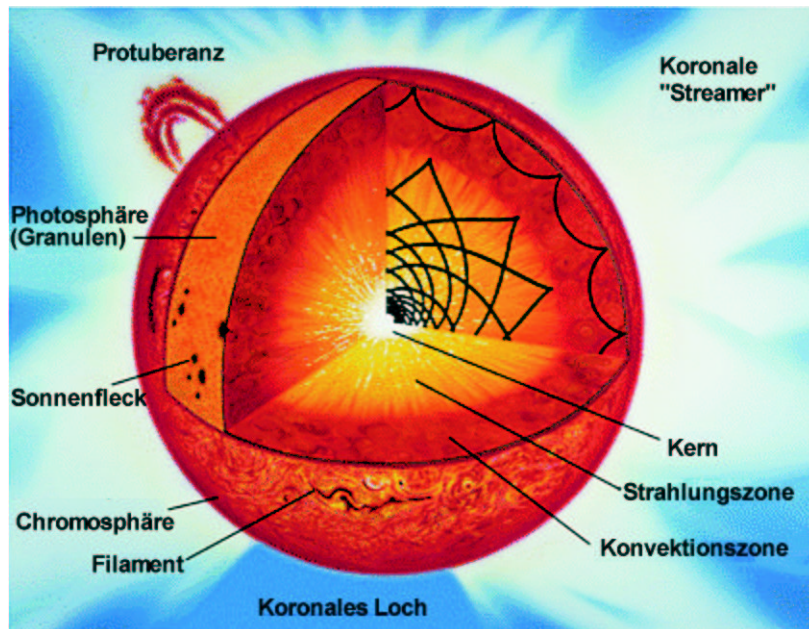


Abb. 1-1: Schematischer Aufbau der Sonne

Oberhalb der Photosphäre schließt sich die Chromosphäre an. Von der Photosphäre zur Chromosphäre sinkt die Temperatur auf ein Minimum von $4 \cdot 10^3$ K in etwa 500 km Höhe (Abb. 1-2); das entspricht einer optischen Tiefe von $\tau_{500} = 10^{-3.5}$. Im weiteren Verlauf steigt die Temperatur wieder auf die photosphärischen Werte an, um etwa 2000 km oberhalb der Photosphäre mit einem extrem steilen Gradienten innerhalb von nur rund 200 km rund $6 \cdot 10^5$ K zu erreichen. Diese dünne Schicht mit dem extremen Temperaturgradienten wird als Chromosphären-Korona-Übergangsregion – im weiteren Text kurz als **Übergangsregion** – bezeichnet. Das kleine Zwischenplateau bei $2.3 \cdot 10^4$ K ist ein Ergebnis von Modellrechnungen (z.B. Vernazza et al., 1981; Obridko & Staude, 1988). Modelle, die Strahlungsverluste und einen Fluss heißer Materie aus der Korona (Fontenla et al., 1991) einbeziehen, zeigen diese „Stufe“ nicht. Die Temperaturzunahme setzt sich in der Korona weiter fort. Im Zusammenhang mit deren starker Aufheizung sind alle Prozesse im Bereich der Übergangsregion von Interesse. Lie-Svenden et al. (1999) haben gezeigt, dass die klassische Transporttheorie geeignet ist, den Wärmetransport in der Übergangsregion zu beschreiben. Im-

merhin stellt die Übergangsregion durch den Energietransport aus der Korona nach unten eine Verlustregion für die Korona dar.

Im Vergleich zum auffallenden Verlauf der Temperatur zwischen Photosphäre und Korona zeigt der (Gas-)Druck eine relativ gleichmäßige radiale Abnahme über den gesamten betrachteten Höhenbereich; die Dichte sinkt im Bereich der Übergangsregion stärker als der (Gas-)Druck p_G , der als fast konstant betrachtet werden kann (Abb. 1-3).

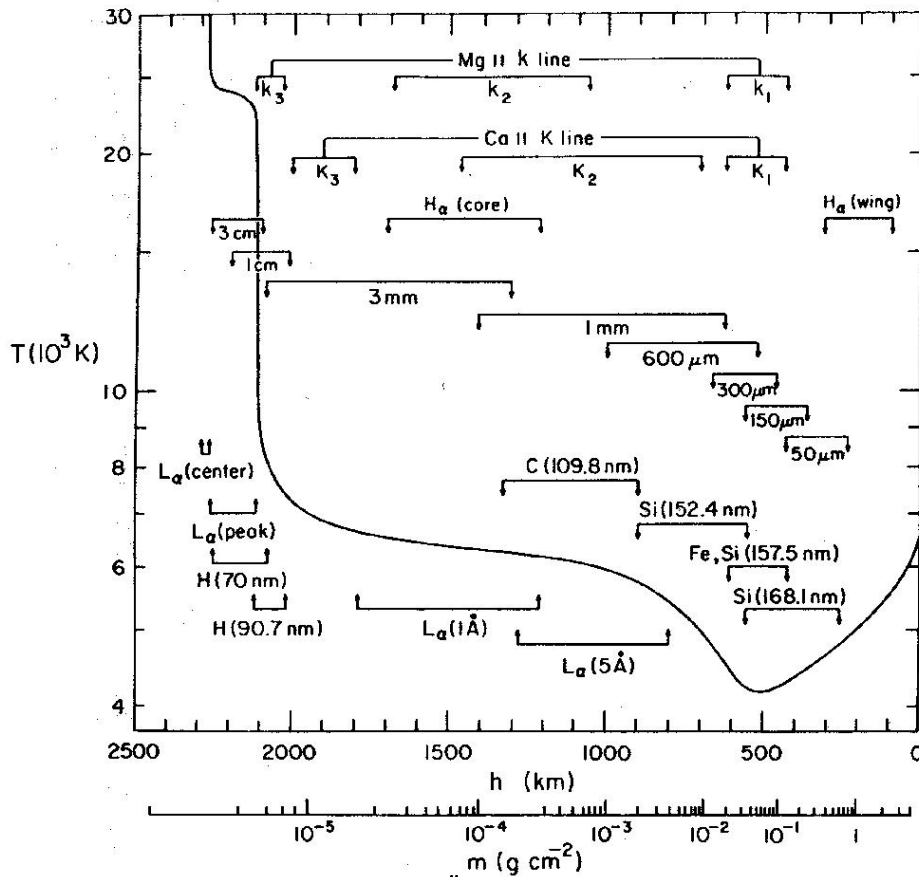


Abb. 1-2: Temperaturverlauf in der Übergangsregion zwischen Chromosphäre und unterer Korona (Vernazza et al., 1981) abgeleitet aus Messungen in verschiedenen Emissionslinien. Das Modell wird üblicherweise kurz als VAL-C bezeichnet.

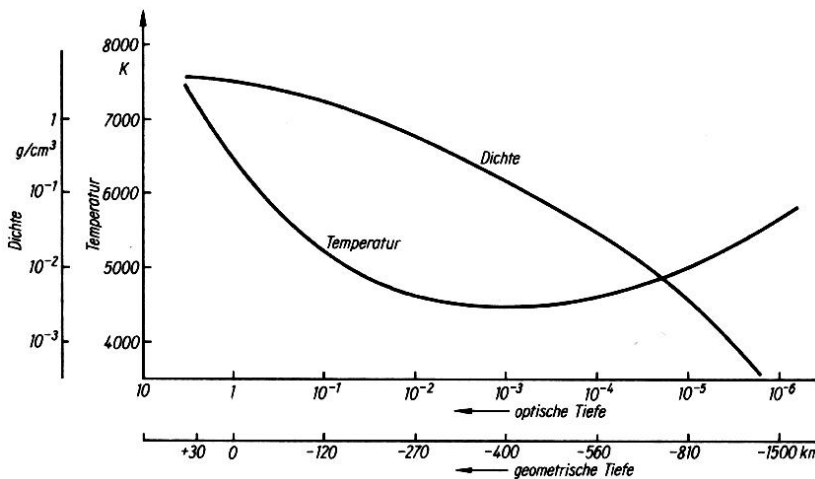


Abb. 1-3: Verlauf von Dichte und Temperatur zwischen Chromosphäre und unterer Korona und zugeordnete optische bzw. geometrische Tiefe. (Aus: Zimmermann & Weigert, 1995.)

1.2 Sonnenflecken und aktive Regionen

Sonnenflecken gehören zu den am längsten bekannten Erscheinungen auf der Sonnenoberfläche und zeigen sich am deutlichsten in der Photosphäre. Besonders große Flecke sind unter günstigen Bedingungen bereits mit bloßem Auge von der Erde erkennbar. Ein durchschnittlicher Fleck besteht aus einer Umbra und einem umgebenden Hof, der Penumbra (Abb. 1-4).

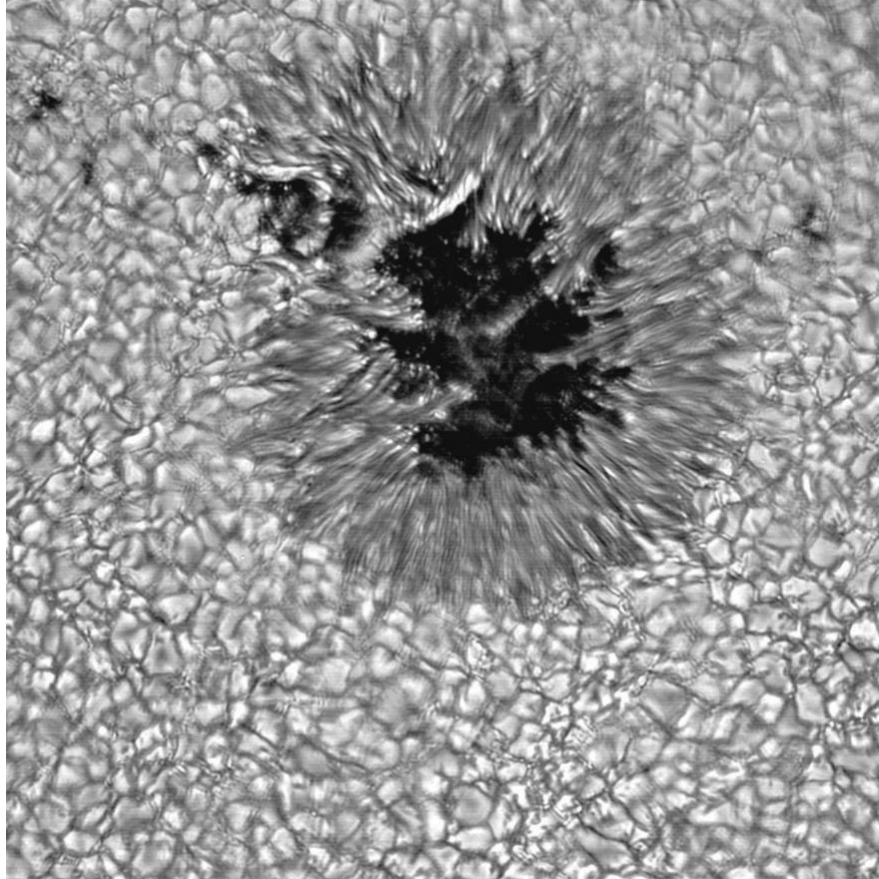


Abb. 1-4: Aufnahme eines Sonnenflecks in der Photosphäre mit hoher räumlicher Auflösung vom Vacuum Tower Telescope des National Solar Observatory am Sacramento Peak Observatory (New Mexico, USA). Hier sind Details bis in die Größenordnung von 100 km erkennbar. Bild: T. Rimmele, M. Hanna/AURA/NOAO/NSF. Copyright Association of Universities for Research in Astronomy Inc. (AURA), all rights reserved.

Das globale Magnetfeld der Sonne wird durch ihre differentielle Rotation – mit kürzerer Rotationsperiode in äquatornahen Breiten – von einer poloidalen Ausrichtung stetig in ein toroidales Feld umstrukturiert bis es zu einer Neuausbildung eines poloidalen Feldes mit entgegengesetzter Polarität zum vorherigen kommt und ein neuer Aktivitätszyklus der Sonne beginnt. Zunehmend äquatorparallele Magnetfelder können merklichen magnetischen Auftrieb erfahren und als Schleifen (Loops) in Höhen von einigen 1000 km über die Photosphäre angehoben werden. (Als magnetischer Druck wird die Größe $B^2/(8\pi)$ bezeichnet; er wirkt nur senkrecht zur Feldrichtung als abstoßende Wirkung zweier Feldlinien und ist somit stark anisotrop.) Eine Folge der Anhebung ist eine Expansion, verbunden mit einer Abkühlung des Materials. Der sichtbare Fleck markiert das Durchstoßgebiet der magnetischen Flussröhren durch die Photosphäre. Im Kern eines Sonnenflecks (Umbra) liegt die effektive Temperatur bei 4000...4500 K. Die Intensität im „Weißlicht“ (Kontinuum) einer Umbra beträgt etwa 10 Prozent der Intensität der umgebenden „ruhigen Sonne“. Eine Umbra ist im Regelfall von einer Penumbra umgeben. Dieser Bereich ist stark strukturiert. Unterschiedliche Modelle werden zur Erklärung der Struktur und der dort ablaufenden Prozesse herangezogen. Atmosphärische Strukturen der Penumbra können im einfachsten Fall durch ein „Mischungsmodell“ von Umbra

und umgebender Photosphäre angenähert werden. Eine Zusammenfassung gibt u.a. Muller (1992). Die Modelle müssen sowohl die atmosphärische Struktur der Penumbra wie auch die beobachteten Bewegungen erklären. Bislang gibt es kein Modell, das alle Belange erfüllt. Einige der beobachteten Phänomene in der Penumbra werden von Schlichenmaier (1999) als Folge von aufsteigenden magnetischen Flussröhren innerhalb der Penumbra modelliert.

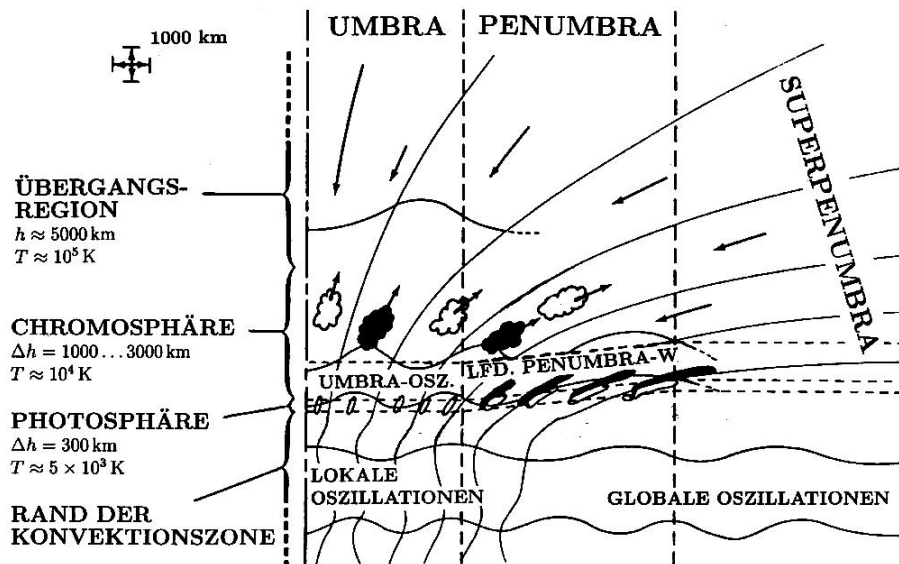


Abb. 1-5: Struktur eines Sonnenflecks und wichtige Vorgänge vom oberen Rand der Konvektionszone bis zur Übergangsregion. Die Temperaturangabe der Übergangsregion gilt für die „kalte“ Komponente, wie wir sie im Bereich von abwärtsströmendem Material vorfinden. (Nach Moore & Rabin, 1985)

Im Bereich der Umbra erreichen lokale Magnetfelder Stärken von einigen 10^3 Gauß ($1G = 10^{-4}T$). Die Vorzugsrichtung der Magnetfeldlinien ist hier etwa senkrecht zur Oberfläche der Sonne. Weiter zum Rand der Umbra verlaufen die Feldlinien zunehmend flach und schließlich in der Penumbra weitgehend parallel zur Sonnenoberfläche. Die generelle Struktur eines Sonnenflecks ist in Abb. 1-5 skizziert.

Da das Magnetfeld quellenfrei ist, ist der Gesamt-Magnetfluss durch die Sonnenoberfläche Null. Fluss wird sich in aktiven Regionen in der Regel in Form von Bögen und Schlaufen (Loops) ausbilden, während andere Gebiete sich durch offene Magnetfeldstrukturen auszeichnen (z.B. coronal holes). Die bevorzugte Ausbildung von Loops spiegelt sich auch in den bipolaren Fleckengruppen wider. Der Verlauf von Feldlinien lässt sich durch eine Extrapolation eines kraftfreien Feldes aus den Magnetfelddaten in der Photosphäre modellieren. Die dadurch erhaltene Struktur müsste sich in den darüber liegenden Schichten abzeichnen, also etwa in der Chromosphäre ($H\alpha$ -Bilder) oder in den Bereichen bis zur unteren Korona. Solche Bilder aus der oberen Übergangsregion bzw. der Korona stehen z.B. in Form von Aufnahmen mit dem Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope (EIT) auf dem Solar Heliospheric Observatory (SoHO) zur Verfügung.

Magnetische Flussröhren sollten sich aus dem Niveau der Photosphäre bis in die Übergangsregion und die Korona erstrecken, so dass Prozesse in diesen Schichten miteinander gekoppelt sind. Eine Extrapolation des in der Photosphäre gemessenen Magnetfeldes (Abb. 1-6) sollte, trotz aller Einschränkungen hinsichtlich der notwendigen Annahmen für die Extrapolation, Aufschlüsse über Strukturen in der Chromosphäre und der Übergangsregion liefern. Vergleiche mit $H\alpha$ -Aufnahmen und EUV-Bildern der höheren Sonnenatmosphäre werden für die Auswertung der Beobachtungen herangezogen.

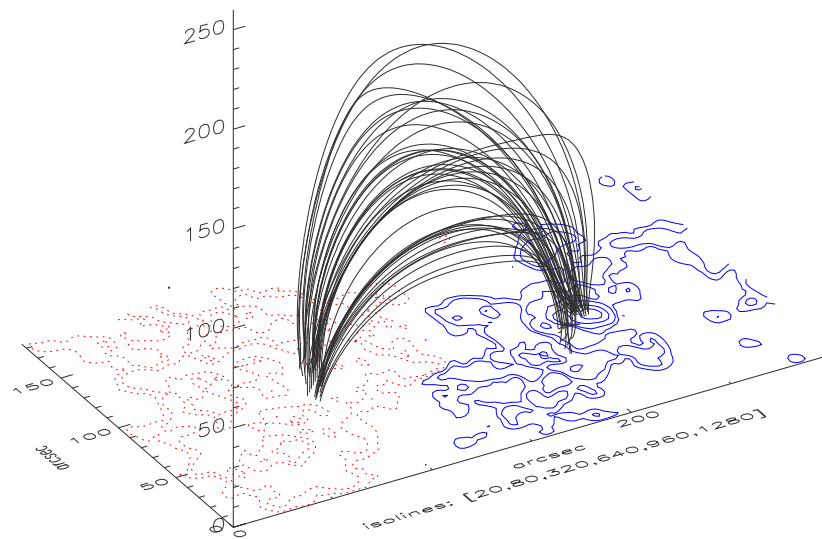


Abb. 1-6: Extrapolation eines in der Photosphäre gemessenen Magnetfeldes (kraftfreies Feld angenommen). Die berechnete Feldstruktur müsste sich in den entsprechenden Höhen in Form von solaren Strukturen annähernd widerspiegeln.

In den Schichten oberhalb der Photosphäre, also in der Chromosphäre, der Übergangsregion und der Korona, erscheinen die Bereiche von Flecken(-gruppen) heller als ihre Umgebung. In der Übergangsregion treten die hellsten Phänomene oft gerade oberhalb von Sonnenflecken auf und werden u.a. als „Plume“ bezeichnet. Allerdings weisen nicht alle Flecken auch eine derartige Aufhellung auf. Brynildsen et al. (2001) finden über 20 von 21 untersuchten aktiven bipolaren Regionen eine Plume.

Das Wrocław-Ondřejov-Modell für die Chromosphäre und die Übergangsregion oberhalb eines Sonnenflecks (Stäude et al., 1983; Obridko & Stäude, 1988) zeigt einen mit dem VAL-C praktisch identischen Temperaturgradienten, dessen Anstieg aus dem Temperaturminimum etwa 300 km tiefer als in der ruhigen Sonne beginnt. Das Modell geht von zwei Komponenten in der Übergangsregion aus.

In der Chromosphäre und der Übergangsregion spielen sich zahlreiche Prozesse ab, die ganz unterschiedliche Plasmaparameter verlangen. Insbesondere sind die meisten Prozesse sehr dynamisch mit typischen Zeitskalen im Bereich von Minuten. Wenn in den Messungen nach Variationen gesucht wird, muss immer beachtet werden, dass sich sowohl die Bedingungen für die Existenz einer bestimmten Erscheinung verändern können als auch die beobachtete Erscheinung selbst variabel ist.

1.3 Oszillationen auf der Sonne

Der Existenz von *globalen stellaren/solaren Oszillationen* (*p*-Moden-Oszillation, d.h. Druckwellen) wurde bereits von Eddington (1926) erwartet. Umfassende theoretische Darstellungen gibt es u.a. von Unno et al. (1989) sowie Christensen-Dalsgaard (1998). Auf der Sonne wurden Oszillationen der ruhigen Sonne außerhalb von Flecken zuerst von Leighton et al. (1962) als Dopplerverschiebungen mit Amplituden von 100...500 m/s beobachtet. Erst später konnte Deubner (1975) nachweisen, dass es sich dabei um akustische Eigenschwingungen handelt, d.h. Reflexion von Schallwellen unterhalb der Photosphäre mit einem breiten Spektrum nicht-radialer Obertöne. Die stehenden Wellen im Innern verursachen an der Oberfläche ein geometrisches Muster von Knoten und Schwingungsbäuchen. Jede Eigenschwingung ist mit ihrem Muster vertreten und führt zu einer Überlagerung im komplexen Gesamtbild.

Beobachtung von lokalen Oszillationen in Bereichen, die durch starke Magnetfelder bestimmt sind, also in der Nähe von Sonnenflecken, gelangen erst im Zeitraum 1969–1972 (Beckers & Tallant, 1969; Beckers & Schultz, 1972; Bhatnagar et al., 1972; Giovanelli, 1972; Zirin & Stein, 1972). Als lokale Helioseismologie können Sonnenflecken-Oszillationen Aufschluss über Parameter in tieferen Schichten geben sowie das Transmissions- und Filterverhalten für magneto-atmosphärische Wellen in der Photosphäre, Chromosphäre und Übergangsregion charakterisieren. Desweiteren bestehen in der unmittelbaren Nähe von Sonnenflecken Konfigurationen, die zur Aufheizung der höheren Schichten der Sonnenatmosphäre, z.B. durch aufsteigende magneto-hydrodynamische Wellen, geeignet sind.

Die Zeitspanne zwischen der Entdeckung von Oszillationen und deren umfassender Behandlung und Interpretation weist auf Probleme der Beobachtung hin. Bodengebundene Messungen unterliegen den atmosphärischen Störungen, insbesondere wenn eine Messung auf Intensitätsvariationen basiert. Andererseits sind viele Daten von Satelliten im Erdorbit wegen der Geometrie der Umlaufbahnen zeitlich begrenzt. Diese Messungen unterliegen nicht den atmosphärischen Bildstörungen, sind aber dennoch problematisch: Es gibt zwar eine Vielzahl von Linien, die jeweils in einem ausgedehnten Höhenbereich in der Sonnenatmosphäre entstehen können. Dadurch ist eine echte Höhensondierung nur bedingt möglich.

Historisch gesehen werden Sonnenflecken-Oszillationen in drei Gruppen unterteilt: Photosphärische Umbra-Oszillationen, chromosphärische Umbra-Oszillationen und laufende penumbrale Wellen.

Diese Unterteilung ist nicht zwingend, da die photosphärischen Umbra-Oszillationen mit einer Periode von 5 min, die chromosphärischen Umbra-Oszillationen mit einer Periode von 3 min und die laufenden penumbralen Wellen mit hoher Wahrscheinlichkeit eine kohärente Oszillation des gesamten Sonnenflecks darstellen (Bogdan, 2000). Ihre Verschiedenartigkeit rührt von der vertikalen Schichtung und der Divergenz des Magnetfeldes in den optisch dünnen Bereichen des Sonnenflecks her.

Die 5 min-Oszillation ist über einen großen Teil der Umbra eines Sonnenflecks kohärent und erstreckt sich bis in die umgebende Penumbra. Als Ursache kommen entweder innere Anregungsmechanismen in Verbindung mit der Magnetokonvektion im Sonnenfleck selbst oder eine Auswirkung der akustischen 5 min-Oszillationen im gesamten Umfeld der ruhigen Sonne in Frage.

In der oberen Photosphäre und insbesondere in den darüber liegenden Schichten (Chromosphäre, Übergangsregion zur Korona) werden zunehmend Oszillationen mit Perioden um 3 min beobachtet. Korrelationen zwischen Zeitserien in unterschiedlichen Höhen weisen darauf hin, dass sich die Oszillationen vertikal mit Geschwindigkeiten in der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit ausbreiten.

Innerhalb von Zeitserien wurde beobachtet, dass sich die Frequenzpeaks merklich verschieben (Lites, 1992). Ferner traten die Oszillationen im 3 min-Bereich nicht in allen Messreihen auf oder nicht während der gesamten jeweiligen Beobachtung (Rendtel et al., 1999, 2001; Staude et al., 1999, 2001). Es ist aber möglich, dass aufgrund begrenzter räumlicher Auflösung in einem Bildpunkt mehrere Schwingungsmoden zum abgeleiteten Power-Spektrum beitragen. In größeren Höhen zur Übergangsregion hin werden die räumlich kohärent schwingenden Bereiche wieder größer (Brynildsen et al., 1999), da das Magnetfeld zunehmend divergiert.

Die laufenden Penumbrawellen sind radial verlaufende Wellen, die an der Grenze zwischen Umbra und Penumbra sichtbar werden und sich nach außen bewegen.

In Richtung Übergangsregion und Korona sind Oszillationen oberhalb von Sonnenflecken wiederholt beobachtet worden (vgl. u.a. Kneer, 1990; Staude, 1999). Diese stellen auch das Hauptziel der hier vorgelegten Arbeit dar. Dazu gibt es verschiedene Beobachtungsbefunde, wie periodische Verlagerungen von koronalen Plumes (Aschwanden et al., 1999), Fluktuationen der Polarisation von Radiowellen (Gelfreikh et al., 1999) und Intensitätsfluktuationen in UV/EUV-Emissionslinien. Diese Oszillationen können sowohl vertikal als auch horizontal in merklichen Entfernungen von der Umbra beobachtet werden, was sicher auf die Magnetfeldstruktur in der Umgebung eines Sonnenflecks zurückzuführen ist.

1.4 Jüngere Arbeiten zu lokalen Oszillationen

Die Untersuchung lokaler Oszillationen in Sonnenflecken geht zurück bis zur Entdeckung von Blitzen in der Ca II K-Linie in Umbren zurück (Beckers & Tallant, 1969; Wittmann, 1969), die von Havnes (1970) als Wellenerscheinung gedeutet wurden. Beobachtungen von Oszillationen in der Chromosphäre von Fleckenumbrën (Beckers & Shultz, 1972; Giovanelli, 1972) deuteten an, dass aus diesen Daten wichtige Informationen über die Struktur und die Prozesse in Sonnenflecken zu erlangen sind.

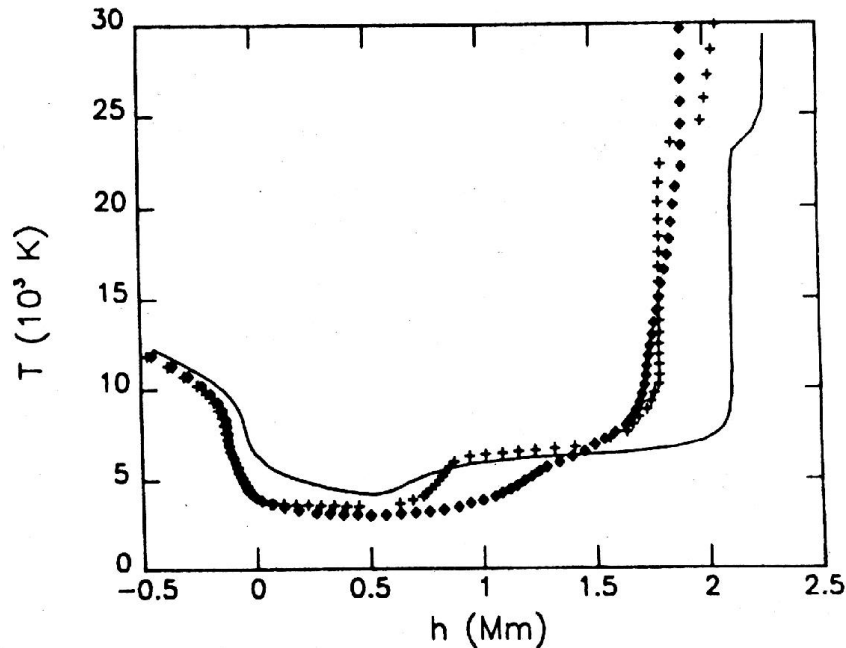


Abb. 1-7: Die für verschiedene Untersuchungen verwendeten Modelle der Sonnenatmosphäre unterscheiden sich nicht wesentlich. Die durchgezogene Linie gilt für die ruhige Sonne (vgl. Abb. 1-2), die Kreuze stehen für ein modifiziertes Sonnenfleckmodell, die Rhomben für das Ondřejov-Sonnenfleckmodell. Alle Höhen beziehen sich auf $h = 0$ bei $\tau_{500} = 1$. Die Wilson-Einsenkung ist nicht berücksichtigt und alle Modelle weisen die gleiche Konvektionszone auf. (Aus: Gurman & Leibacher, 1984.)

Die beobachteten scharfen Resonanzpeaks von Oszillationen der Intensität und der Dopplergeschwindigkeit oberhalb von Sonnenflecken, insbesondere über Umbren, zeigen eine deutliche Höhenabhängigkeit. Dieses Verhalten wird durch Resonanztransmission von magneto-atmosphärischen Wellen in der Atmosphäre des Sonnenflecks erklärt. Modelle von gekoppelten Resonatoren wurden u.a. von Žugžda et al. (1984, 1987) sowie von Staude et al. (1987) detailliert diskutiert und in jüngsten Arbeiten erweitert (Settele, 1999; Staude et al., 1999, 2001). Die Modelle erfordern Regionen starker Reflexion von Wellen. Dafür kommt zum Beispiel der steile Temperaturgradient der Chromosphären-Korona-Übergangsregion in Frage. Wenn die Reflexion in derartigen Höhen erfolgt, sollten Oszillationen in EUV-Linien dieses Bereiches beobachtbar sein.

Die Modellierung der gesamten Region stellt ein komplexes Problem dar und bezieht sich auf optisch dünne EUV-Linien. Es gilt, das Verhalten von magneto-atmosphärischen Wellen oder magnetoakustischen Schwerewellen in einer geschichteten inhomogenen Atmosphäre mit zusätzlichem, strukturiertem Magnetfeld zu untersuchen. Darin eingeschlossen sind Strahlungstransportprozesse sowie Abweichungen vom lokalen thermischen Gleichgewicht in größeren Höhen ab der Chromosphäre. Daher müssen vereinfachende Annahmen getroffen werden. Meist wird die Übergangsregion unter der Annahme eines konstanten Wärmeleitungsflusses modelliert.

Žugžda et al. (1984) und Staude et al. (1985) haben gezeigt, dass Intensitäts-Fluktuationen infolge von Wellen in optisch dünnen EUV-Linien in einem engen Temperaturbereich gebildet werden. In diesem Bereich muss die Relation

$$|I'/I_0| = |P'/P_0|(5 - 3\gamma)/(2\gamma)$$

gelten. Hier ist $|I'/I_0|$ die relative Intensitäts-Fluktuation, $|P'/P_0|$ die relative Variation des Gasdruckes und γ der Adiabaten-Exponent (d.h. das Verhältnis der spezifischen Wärmen). Dabei sollte $\gamma \rightarrow 5/3$ für adiabatische Oszillationen gelten, während $\gamma \rightarrow 1$ für annähernd isotherme Oszillationen sein muss. Danach wären *reine Geschwindigkeits-Oszillationen ohne Intensitätsfluktuationen im adiabatischen Fall* zu erwarten, während *gleichzeitig zusätzliche Oszillationen der Intensität auf nahezu isotherme Wellen hinweisen*. Infolge von Dissipationsvorgängen (Strahlungs-Dissipation?) könnten die Oszillationen fast isotherm sein.

Der Wärmetransport erfolgt in der Übergangsregion fast vollständig durch Wärmeleitung. Wegen des steilen Temperaturgradienten können bestimmte Ionen jeweils nur in engen Höhenbereichen mit einer bestimmten Temperatur existieren. Sind sie Bestandteil einer Störung (Oszillation), müssen sie sich im wesentlichen mit dieser mitbewegen. Andernfalls können sich die Bedingungen derart ändern, dass die beobachtete Ionisationsstufe eines Elements nicht mehr auftritt und an deren Stelle eine andere Ionisationsstufe tritt. Die Verfolgung von Oszillationen, die sich in der Übergangsregion in ihrer Höhe verändern, wird auch dadurch eingeschränkt, dass ein bestimmtes Ion in anderer Höhe nicht mehr vorkommt und somit auch die Beobachtbarkeit einer Erscheinung in gerade der ausgewählten Linie nicht mehr gegeben ist.

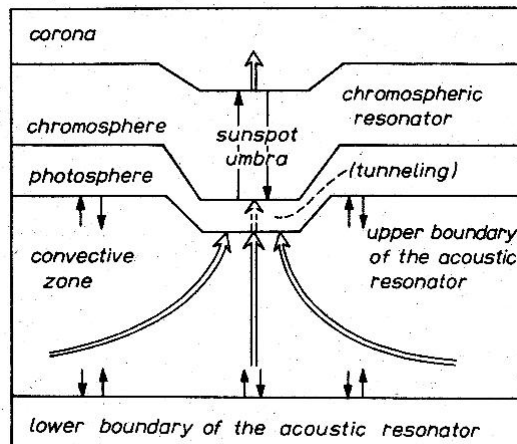


Abb. 1-8: Schematische Darstellung der Ausbreitung und Filterung von longitudinalen akustischen Wellen vom sub-photosphärischen Niveau bis zur unteren Korona. Die einzelnen Schichten sind durch Linien konstanter Temperatur getrennt und praktisch ohne horizontale Begrenzung weit ausgedehnt (Žugžda et al. 1987).

Die Schwingung mit der cut-off Frequenz ist die akustische Grundschwingung einer geschichteten Atmosphäre. Für eine isotherme Atmosphäre mit der Schwerebeschleunigung der Sonne im Bereich des Temperaturminimums (nach VAL-C etwa 4200 K in der ruhigen Sonne; Abb. 1-2) entspricht dies etwa einer Periode von 3 min ($P = 3 \text{ min} = 180 \text{ s}$, $\nu = 5,5 \text{ mHz}$, $\omega = 0,035 \text{ s}^{-1}$). Die Schallgeschwindigkeit c_s ist proportional zur Temperatur mit $T^{1/2}$. Sie nimmt somit in beiden Richtungen vom Temperaturminimum aus zu – sowohl Richtung Übergangsregion als auch zu tieferen Schichten. Die Alfvén-Geschwindigkeit v_A ist proportional zur Dichte $\rho^{-1/2}$. Sie wächst also zu höheren Schichten hin stark an.

Knapp unterhalb der Photosphäre ist das Verhältnis $\beta = c_s/v_A \approx 1$. Dort gibt es eine starke lineare Umwandlung von Schwingungsmoden. Noch tiefer ist $\beta \gg 1$ und mit zunehmender Höhe ist $\beta \ll 1$. In beiden Fällen sind die Moden entkoppelt und können separat behandelt werden.

Generell wurden zwei Modelle für diese Oszillationen vorgeschlagen. Thomas & Scheurer (1982) schlugen in und unter der Photosphäre resonant eingefangene schnelle magneto-atmosphärische Wellen vor. Demgegenüber diskutierten Žugžda et al. (1983) sowie Gurman & Leibacher (1984) resonant eingefangene langsame magneto-atmosphärische Wellen in der Chromosphäre der Umbra. Übereinstimmung herrscht, dass beide Resonatoren innerhalb eines komplexeren Systems von resonant gekoppelten Schichten angeregt werden sollten.

Wenn die horizontale Wellenlänge $\lambda_{\perp} = 2\pi/k_{\perp}$ klein gegenüber dem Umbra-Durchmesser d ist, wird also eine weit ausgedehnte Struktur haben, in der der Rand eine untergeordnete Rolle spielt, wird das von Žugžda et al. (1987) diskutierte Modell über einen relativ großen Höhenbereich auch außerhalb der Chromosphäre anwendbar (Abb. 1-8). Die gesamte Atmosphärenregion kann dann als Resonator für longitudinale langsame magneto-atmosphärische Wellen betrachtet werden, während die schnellen Wellen nur als verschwindende (evaneszente) Mode existieren. Die Störungen in Form von Plasma-Verlagerungen werden als longitudinale Oszillationen angenommen; d.h. akustische Wellen bewegen sich parallel zum starken Magnetfeld, so lange die Alfvén-Geschwindigkeit groß gegen die Schallgeschwindigkeit ist, $v_A^2 \gg c_s^2$. Obwohl nur die „chromosphärische Resonanz“ behandelt wird, enthält das Modell auch die gesamte Photosphäre. Gurman & Leibacher (1984), Staude et al. (1987) und Žugžda et al. (1987) fügten mit einigen subphotosphärischen Höhen noch den oberen Rand der Konvektionszone hinzu.

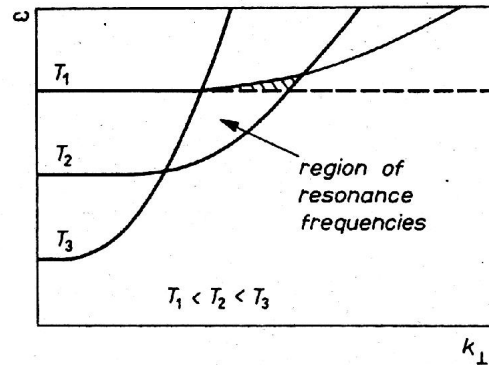


Abb. 1-9: Jede Temperaturkurve beschreibt die Grenze der Schallausbreitung für eine Temperatur T_i , wobei die Ausbreitung nur oberhalb der jeweiligen Kurve möglich ist, so dass ein Einfangsschema für akustische Wellen entsteht. Die durchgezogene Kurve für T_1 gilt für ein verschwindendes Magnetfeld, die gestrichelte für ein starkes Magnetfeld (Žugžda et al. 1987).

Die von Žugžda et al. (1987) verwendete Bezeichnung für longitudinal weicht von der üblichen Terminologie ab, wonach die Verlagerungen des Plasmas parallel zur Wellenausbreitung derart bezeichnet werden. Eine Schallwelle, die sich in einem schwachen vertikalen Magnetfeld nach oben bewegt wird vollständig in eine langsame Welle in einem starken Magnetfeld „umgewandelt“, da beide Wellen sich nicht unterscheiden. Wenn sich die selbe Welle nahezu parallel zum Magnetfeld \mathbf{B} ausbreitet, wird die Umwandlung praktisch vollständig erfolgen. Hiermit wird auch die Ausdehnung der o.g. Modellrechnungen bis in subphotosphärische Schichten begründet. Die Bedingung für nahezu parallele Ausbreitung einer Schallwelle in einem Magnetfeld ist durch die Beziehungen $k_{\perp}/k_z \ll 1$ und $k_z = \omega/c_s$ gegeben. Hier ist $\omega = 2\pi/P$ die Frequenz, P die Periode der Oszillationen und k_{\perp} bzw. k_z die horizontalen / vertikalen Wellenzahlen). In der Photosphäre der Umbra findet man für $P \approx 3$ min einen Wert von $k_z \approx 7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$, so dass die Näherung für horizontale Wellenlängen von $\lambda_{\perp} \gg 10^3$ km der magneto-akustischen Schwerewellen gilt.

Das Verhalten von longitudinalen Wellen in diesem Modell wird durch Bestimmung des Koeffizienten D der Transmission eines breitbandigen Flusses von Wellenenergie aus tiefen Schichten (Konvektionszone) bis zur Korona oberhalb der Umbra untersucht (Staude et al., 1999; Settele et al., 1999). Die jüngeren Modelle von Settele (Settele et al., 1999; Staude et al., 1999) gehen nicht

mehr von extrem großen („unbegrenzten“) Fleckenumbren aus und beziehen auch transversale Oszillationen ein. Das Ergebnis ist ebenfalls eine Resonanz-Transmission von magneto-akustischen Schwerewellen (Abb. 1-10) mit Resonanzpeaks im Bereich zwischen 1.5 und 4 Minuten. Ihre Lage unterscheidet sich entsprechend der Wahl der Modellparameter. Es zeigt sich, dass bei großer horizontaler Ausdehnung die früheren Modelle reproduziert werden, während Umbren „normaler Ausdehnung“ und insbesondere kleine Flecken sowie Poren ein anderes Schwingungsverhalten zeigen, in dem die Ränder eine wichtige Rolle spielen.

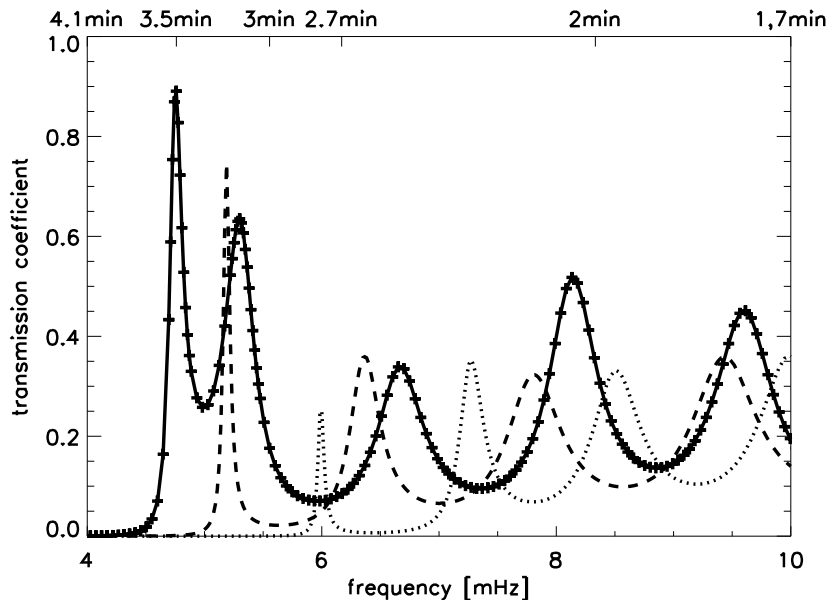


Abb. 1-10: Resonanz-Transmission von magneto-akustischen Schwerewellen durch ein Umbramodell (Staudé et al. 2000). Glatte Kurve – für realistische Werte von Adiabatenkoeffizient γ und turbulentem Druck p_{tu} ; gestrichelte Kurve – γ konstant; punktiert – γ und p_{tu} konstant.

Im Sonnenfleck ist die Atmosphäre kompressibel und stabil geschichtet. Wichtiger Unterschied gegenüber der Umgebung ist die Existenz starker Magnetfelder. Alle drei Tatsachen sprechen für das Auftreten von Oszillationen in Intensität und Geschwindigkeit. Das Auftreten der 5-Minuten-Oszillation (p -Mode) ist sicher durch die globale p -Mode in der gesamten Sonne verursacht und keine Besonderheit im Bereich eines Sonnenflecks. Oszillationen mit kürzeren Perioden dürften durch ein Resonanzverhalten im Sonnenfleck verursacht sein. Resonanzen sind Folge von reflektierenden Grenzschichten. Solche Grenzen werden durch steile Gradienten verschiedener Parameter vorgegeben, die für die Ausbreitung von Wellen wichtig sind.

Die 3 min-Oszillationen sollten sich auch in der Intensität von Spektrallinien widerspiegeln, sofern die Bedingungen nicht adiabatisch sind oder die Linien optisch dick sind. Ein Wärmeaustausch mit der Umgebung ermöglicht das Auftreten von Intensitäts-Oszillationen. Dagegen sollten Oszillationen in der Doppler-Geschwindigkeit nicht nur bei adiabatischen Bedingungen auffindbar sein. Die schon erwähnten Blitze in der Ca II K-Linie (Beckers & Tallant, 1969; Wittmann, 1969) wurden bereits **vor** der Entdeckung von Geschwindigkeits-Oszillationen gefunden. Die „umbralen Blitze“ tauchen im zentralen Bereich der Umbra auf und verlagern sich nach außen (Moore & Rabin, 1985), und zwar wenn die Geschwindigkeit der Oszillation eine Amplitude von etwa 5 km/s erreicht.

Eine Anregung von resonanten Oszillationen in der Umbra ist möglich durch kürzerperiodische Wellen („hochfrequenter Schweif“ im Spektrum der 5 min-Oszillationen) in den globalen Oszillationen (p -Moden), d.h. von Bereichen außerhalb eines Sonnenflecks. Die zu erwartende Amplitude ist aber recht gering. Ferner zeigen Beobachtungen der „umbralen Blitze“ eine auswärts gerichtete Bewegung. Andere Beobachtungen zeigen die größte Intensität im Bereich des Umbra-

Zentrums. Eine Anregung in der Umbra ist also weit wahrscheinlicher. Unterhalb der Photosphäre dürfte die Konvektion ein breites Spektrum von Störungen bereitstellen. Möglicherweise stellt der Sonnenfleck mit seinen besonderen Parametern – insbesondere dem Magnetfeld – lediglich den Resonator dar, der bestimmte Frequenzen auswählt und verstärkt (Zhugzhda et al., 2000).

Theoretische Modellrechnungen (Theurer et al., 1997) zeigen, dass in der Konvektionszone der ruhigen Sonne keine starken Schwingungen im Bereich von 3 min entstehen. Theurer et al. interpretieren das Auftreten von Oszillationen mit dieser Periode als Wirkung der Sonnenatmosphäre auf akustische Wellen, die Wellenenergie aus tiefen Frequenzen zu hohen Frequenzen verschiebt (vgl. auch Leibacher et al., 1982). Die Rechnungen beziehen sich auf den Bereich von der Konvektionszone ($h \approx -160$ km) bis in die Photosphäre ($h \approx 500$ km). Bis in diese Höhe wird der akustische Fluss weitgehend erhalten. Mit den EUV-Messungen kann nunmehr verfolgt werden, wie weit sich diese Wellen nach oben in Richtung Übergangsregion und untere Korona ausbreiten.

Beobachtungen der $H\alpha$ -Intensität (Zirin & Stein, 1972) und der Doppler-Geschwindigkeit (Giovaneli, 1972) in stabilen kreisrunden (radialsymmetrischen) Sonnenflecken zeigten laufende penumbrale Wellen. In einem Filtergramm im Linienflügel von $H\alpha$ verursacht eine periodische Dopplerverschiebung abwechselnd dunkle und helle Bänder (Streifen). Diese Streifen gehen von der Grenze zwischen Umbra und Penumbra aus und bewegen sich radial auswärts durch die Penumbra. Ihre Periode liegt im Bereich von 3 bis 5 Minuten, die horizontale Phasengeschwindigkeit typischerweise im Bereich von 10 bis 20 km/s.

Laufende Penumbra-Wellen könnten durch Umbra-Oszillationen angeregt werden. Lites et al. (1982) fanden Hinweise für derartige Verbindungen, jedoch ist der Zusammenhang nicht ausreichend bestätigt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist in der Größenordnung der Alfvén-Geschwindigkeit in der Photosphäre der Penumbra. Ein photosphärischer Wellenleiter, wie er zuvor für umbrale Oszillationen diskutiert wurde, könnte für die penumbralen Wellen ebenfalls als Kanal verfügbar sein. Nye & Thomas (1974) erklärten die laufenden Penumbra-Wellen als durch Schwerkraft modifizierte magneto-akustische Wellen. Sie sind eigentlich eine photosphärische Erscheinung, auch wenn sie bis in die Chromosphäre beobachtet werden. Dass diese Wellen photosphärischen Bedingungen entsprechen, ist erkennbar, da die Alfvén-Geschwindigkeit in der $H\alpha$ -Höhe der Penumbra weit über der Phasengeschwindigkeit der umbralen Wellen liegt. Die Wellen sind dort, wo sie beobachtet werden, evaneszent (verschwindend); die beobachteten Vertikalbewegungen sind eine passive Reaktion auf die in tieferen Niveaus aktiven Wellen.

Neben der Intensität und der Geschwindigkeit kann sich auch die **Magnetfeldstärke** periodisch ändern. Theoretische Arbeiten unter recht strengen Annahmen lassen solche Oszillationen im Bereich von nur einigen Gauß erwarten, die der Messung gegenwärtig nur schwer zugänglich sind (Lites et al. 1998). Dabei wurde von Eigenmoden von magneto-atmosphärischen Wellen in einem homogenen vertikalen Magnetfeld ausgegangen. Einige Messungen in eng begrenzten Bereichen von Umbra/Penumbra weisen hingegen auf stärkere Oszillationen des Magnetfeldes hin (Horn et al., 1997; Balthasar, 1999; Rüedi et al., 1998, Rüedi & Solanki, 1999; Norton et al., 1998, 1999). Die Existenz dieser Oszillationen scheint auf viel kleinere räumliche Bereiche beschränkt zu sein als die Geschwindigkeits- und Intensitäts-Oszillationen, die große Teile oder den gesamten Bereich eines Sonnenflecks umfassen können.

Ein Modell zur Erklärung der Magnetfeld-Oszillationen in kleinräumigen Bereichen eines Sonnenflecks wurde von Zhugzhda et al. (2000) publiziert. Es beruht auf den Eigenschaften von langsamen Moden in magnetischen Flussröhren, wobei die Umbra als monolithische Flussröhre modelliert wird. Aus dem Modell ergibt sich, dass die magnetischen Oszillationen in sehr dünnen Strukturen an der Grenze zwischen Umbra und Penumbra konzentriert sind. Sie könnten analog zu einer „Flüstergalerie“ am Rand der Umbra-Flussröhre kleinräumig für verstärkte Magnetfeld-Oszillationen $\delta \mathbf{B}$ sorgen. Oszillationen der Geschwindigkeit δv würden dagegen den gesamten Durchmesser der Umbra-Flussröhre betreffen. Innerhalb einer Flussröhre und an deren innerem Rand könnten sich Oszillationen in weit höhere Bereiche oberhalb des Flecks ausbreiten, wo sie in der Chromosphäre und der Übergangsregion beobachtet werden.

2 Zielstellungen

Sonnenflecken stellen neben der „ruhigen Sonne“ einen „zweiten Gleichgewichtszustand“ im Sonnenmantel dar. Sie sind daher ideale Laboratorien, um den Einfluss eines starken Magnetfeldes auf die Struktur und Dynamik einer Sternatmosphäre zu untersuchen. Insbesondere können auch verschiedene Wellen- und Schwingungsmoden mit hoher Bildauflösung untersucht werden. Solche Prozesse sind sowohl wegen der helioseismischen Diagnostik-Möglichkeiten als auch wegen der möglichen Rolle hydromagnetischer Wellen bei der Heizung der höheren Atmosphärenschichten von großem Interesse.

Im Bereich von Sonnenflecken existieren starke Magnetfelder, und das Schwingungsverhalten unterscheidet sich signifikant von dem der Umgebung. In Bereichen starker Magnetfelder ist z.B. die 5-Minuten p -Moden-Oszillation weit schwächer als in der Umgebung. Das Magnetfeld oder die räumliche Struktur könnten die solare Atmosphäre derart beeinflussen, dass manche Moden nur im Fleckenbereich existieren oder die 5-Minuten-Moden merklich verändern (Žugžda et al., 1983; Gurman & Leibacher, 1984; Žugžda et al., 1984; Staude et al., 1985; Lites, 1992). Beobachtungen zeigen, dass in Flecken-Umbren resonante Oszillationen in drei Bereichen auftreten. Deren Perioden liegen bei 2...3 min, bei 5 min und $\gtrsim 20$ min (vgl. Review von Staude (1999)). Die unterschiedlichen Oszillationen werden wahrscheinlich durch verschiedene physikalische Prozesse verursacht. In Frage kommen zum Beispiel Eigenschwingungen im Bereich des Sonnenflecks und Reaktionen auf die konvektive p -Moden-Oszillation in der Umgebung eines Sonnenflecks.

Die Transmission von Oszillationen im Bereich von aktiven Regionen und insbesondere von Sonnenflecken ist nicht nur unter plasmaphysikalischen Gesichtspunkten interessant. Solche Oszillationen werden auch im Zusammenhang mit der Aufheizung der Korona als mögliche Energiequellen diskutiert. Grundsätzlich kann man zwei Gruppen von Heizungsmechanismen annehmen. Die einen sind mit schnell ablaufenden Vorgängen verbunden. Dazu gehört die Amplitudenerhöhung von (ausgewählten) magneto-akustischen Schwerewellen in eng begrenzten Bereichen, Phasemischung und Resonanzabsorption. Allerdings scheinen andere Quellen potentiell größere Beiträge liefern zu können (z.B. magnetische Reconexion, Nanoflares und magnetohydrodynamische Turbulenz). Möglicherweise tragen jedoch mehrere Prozesse zum gesamten Betrag der starken Aufheizung in der Korona bei. Reine Schallwellen aus der Photosphäre würden sich bei Aufwärtsbewegung aufteilen und in der Übergangsregion zu Stoßwellen werden, die sich nicht weiter ausbreiten (Ireland et al., 1999). Dies könnte erklären, warum die Oszillationen im Bereich der Übergangsregion noch beobachtet werden, aber zur unteren Korona hin ausbleiben.

Die Bearbeitung der vorliegenden Beobachtungsdaten soll zur Klärung folgender Fragen beitragen:

Existieren Oszillationen in der Übergangsregion von Sonnenflecken?

Sind Oszillationen an EUV-Plumes gebunden?

Welche Moden können nachgewiesen werden?

Welche Phasenbeziehungen bestehen zwischen den Oszillationen?

Erfolgen die Oszillationen adiabatisch oder nicht-adiabatisch?

Welche Modelle beschreiben die gefundenen Ergebnisse?

3 Messungen mit Instrumenten auf SOHO

3.1 Messzeiträume und Kampagnen

Kampagnen zur Beobachtung von Sonnenflecken-Oszillationen wurden im August 1996 sowie im Oktober 1999 durchgeführt. Daten wurden mit Instrumenten an Bord der Sonnensonde SoHO (Solar Heliospheric Observatory) sowie bodengebunden gewonnen. Von den zahlreichen Instrumenten auf SoHO waren besonders der Spektrograf „SUMER“ (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation; siehe Wilhelm et al. 1997; Lemaire et al. 1997) und das Teleskop „EIT“ (Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope; Delaboudinière et al. 1995) für den Nachweis von lokalen Oszillationen in der Nähe von Sonnenflecken geeignet.

Die hier zur Verfügung stehenden Messungen aus dem Bereich zwischen Chromosphäre (SUMER: Lyman-Linien) über die Übergangsregion (SUMER: mehrere EUV-Linien) bis zur unteren Korona (EIT: EUV-Filtergramme) erlauben die Verfolgung von Oszillationen über diesen Bereich zwischen bekanntem Schwingungsverhalten (Photosphäre) bis zur Korona, wo diese Oszillationen möglicherweise einen Beitrag zur Heizung liefern. Diese Ergebnisse müssen im Zusammenhang betrachtet werden mit Versuchen, die Übergangsregion zu modellieren und daraus Informationen über deren Transmissionsverhalten zu erlangen. Insbesondere eine Filterwirkung sowie eine Verstärkung durch Resonanz sind hier von Interesse. Die globale 5-Minuten-Oszillation im Photosphärenniveau sowie weitere Frequenzen könnten durch Filter unterschiedlich stark durchgelassen werden. Die Durchlässigkeit könnte dabei in Abhängigkeit von der Temperatur und der Dichte sowie vom Adiabatenkoeffizienten zeitlich und räumlich stark variieren. Solche kurzzeitigen Schwankungen von physikalischen Parametern in der Übergangsregion zeichnen sich in den Messungen ab, die in den nächsten Kapiteln ausführlich besprochen werden.

Für die ersten Messungen im August 1996 (SUMER Study 631; Abb. 3-1) wurde gemeinsam mit Experten vom Max-Planck-Institut für Aeronomie in Katlenburg-Lindau ein spezielles Steuerprogramm für den SUMER-Spektrografen (Wilhelm et al. 1997; Lemaire et al. 1997) entwickelt. Die zweite Serie (SS_2153_0) wurde mit einem Standardprogramm gewonnen. Einzelheiten sind im Kapitel 3.2 zusammengestellt.

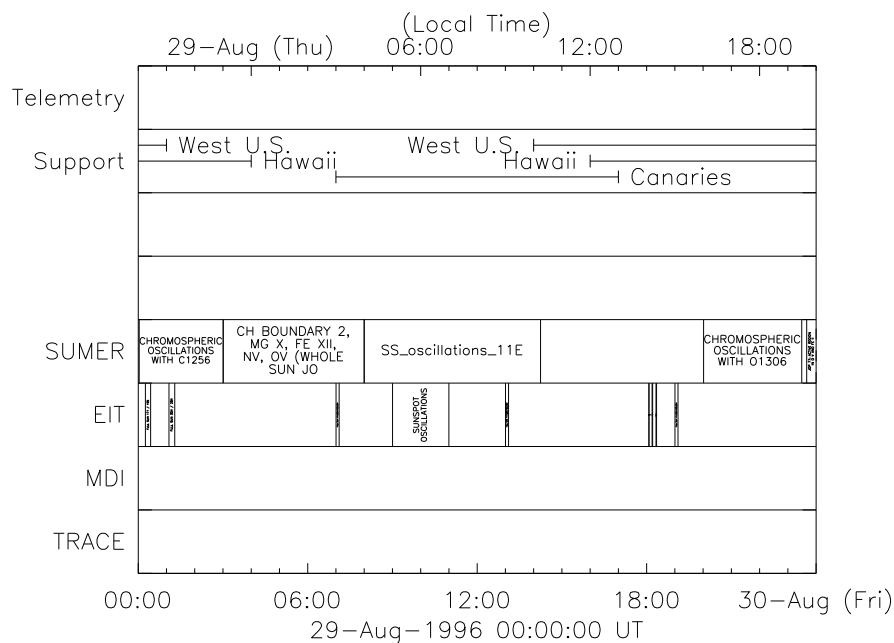


Abb. 3-1: Beobachtungsprogramm für die erste Messkampagne am 29. August 1996. Messungen der Instrumente SUMER und EIT erfolgten für etwa eine Stunde parallel.

Durch Scannen eines ausgewählten Sonnenflecks mit dem Spektrografenspalt wurden im ersten Beobachtungsprogramm Zeitreihen zweidimensionaler EUV-Spektren in zwei getrennten, durch die 1. und 2. Ordnung des Spektrografen bestimmten EUV-Bereichen gleichzeitig erfasst (Abb. 3-2). Für die Messungen im August 1996 mit dem SUMER-Spektrografen wurden die in Tabelle 3-1 aufgeführten Linienkombinationen ausgewählt. Messungen mit anderen SOHO-Instrumenten (EIT, CDS) sollten die SUMER-Daten ergänzen. Der Plan sah für die erste Beobachtungsserie ferner simultane bodengebundene Beobachtungen aus dem Niveau der Sonnenflecken-Photosphäre am Gregory-Coudé-Teleskop auf Teneriffa sowie Messungen des Magnetfeldvektors in der zugrunde liegenden aktiven Region am Sonnenobservatorium Einsteinturm in Potsdam vor (Abb. 3-1). Die bodengebundenen Daten konnten jedoch wetterbedingt nicht gewonnen werden. Lediglich ein Magnetogramm des bestimmenden Flecks der aktiven Region NOAA 7986 konnte am Tag nach der Beobachtung durch den Satelliten aus Beobachtungen am Sonnenobservatorium Einsteinturm erstellt werden (zu den ergänzenden Beobachtungen vgl. Kapitel 6).

Tabelle 3-1: Linienkombinationen für Messungen mit dem SUMER-Spektrografen sowie die dazu gehörigen Wellenlängen λ und Temperaturbereiche T .

	Linie	λ	T		Linie	λ	T
(a)	Ne VIII	770.4 Å	$6 \cdot 10^5$ K	/	C IV	1548.2 Å	$1 \cdot 10^5$ K
(b)	Si II	1533.4 Å	$1.7 \cdot 10^4$ K	/	C IV	1548.2 Å	$1 \cdot 10^5$ K
(c)	S VI	933.4 Å	$2 \cdot 10^5$ K	/	C II	904.1 Å	$2.3 \cdot 10^4$ K
(d)	S IV	1062.5 Å	$1.2 \cdot 10^5$ K	/	N II	1086.0 Å	$1.9 \cdot 10^4$ K

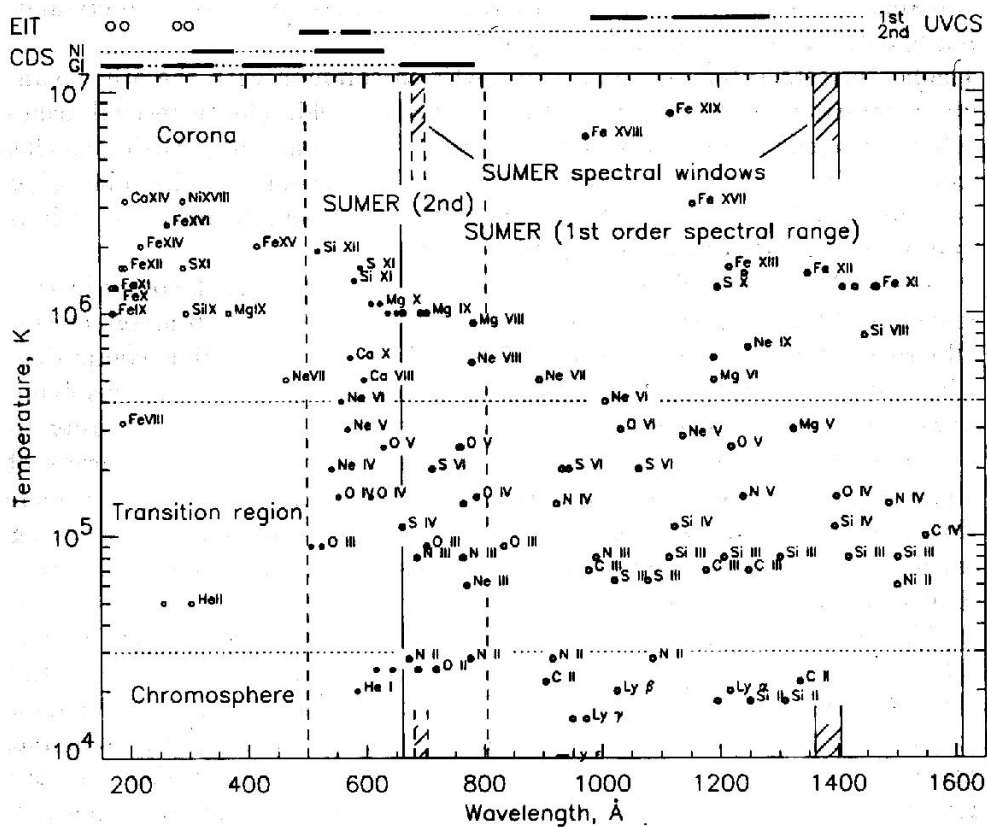


Abb. 3-2: Für den SUMER-Spektrografen erreichbare EUV-Emissionslinien und ihre Entstehungstemperatur bzw. -region (Wilhelm et al., 1995).

Bereits vom 20. bis 24. August 1996 wurden jeweils über mehrere Stunden Beobachtungsprogramme der beschriebenen Art durchgeführt. An diesen Tagen war jedoch nur eine kleinere aktive Region mit Poren beobachtbar.

Wesentlich interessantere Daten konnten am **29. August 1996** erfasst werden: Ein großer Sonnenfleck der aktiven Region NOAA 7986 stand nahe dem Zentrum der Sonnenscheibe (12°S , 3°E ; $l_1 = -6.33$, $b_1 = -10.94$). Infolge dieser Position unweit des scheinbaren Sonnenzentrums ergeben die Daten einen fast vertikalen Blick auf die aktive Region. In der Sonnenatmosphäre übereinander liegende Bereiche befinden sich auch in den Bildern aus unterschiedlichen Höhen an nahezu der selben Position und geometrische Entzerrungen oder Projektionseffekte brauchen nicht berücksichtigt zu werden. Das gilt insbesondere in Hinblick auf die mit der Höhe divergierenden Flussröhren und die räumlich ausgedehnten EUV-Aufhellungen (Brynildsen et al., 1999).

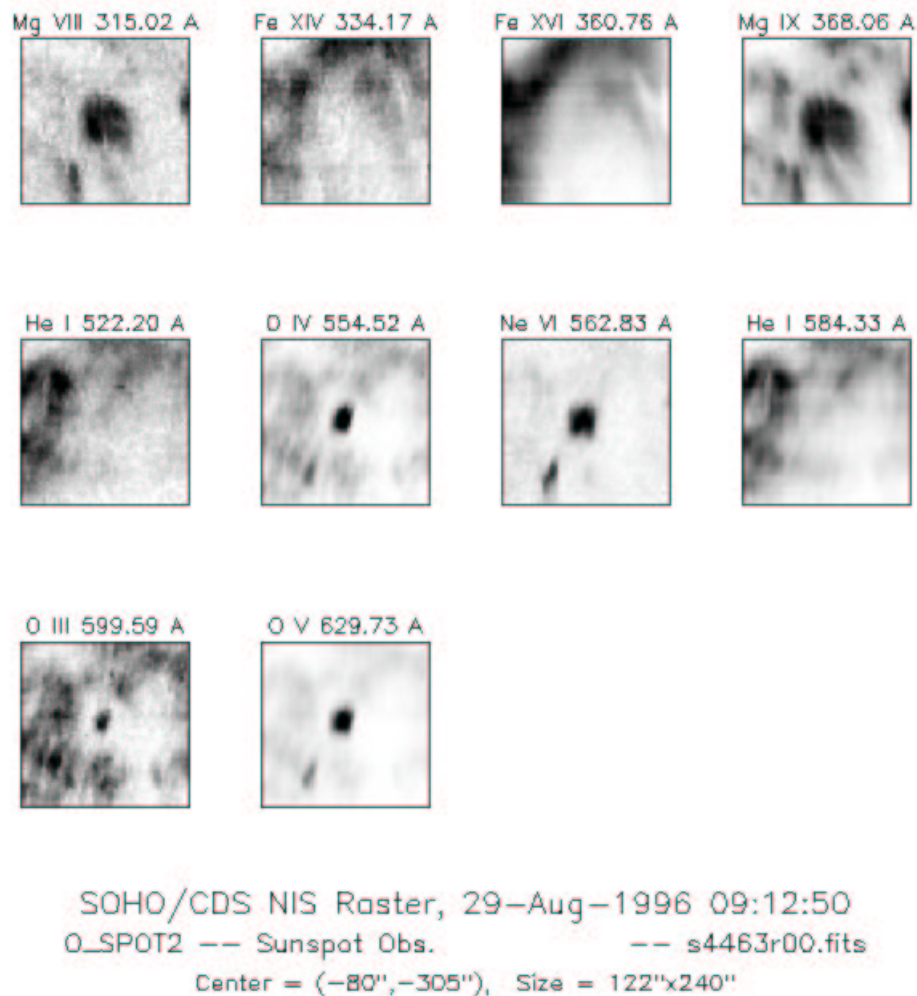


Abb. 3-3: Bilder der Region NOAA 7986 in verschiedenen EUV-Linien zu Beginn der SUMER-Zeitreihe. Die Aufhellung über der Region ist deutlich zu sehen. (Für die Wiedergabe wurde die Schwärzungsskala invertiert!)

Eine Zeitreihe von über vier Stunden Dauer (Kapitel 3.2.1) wurde an diesem Tag in der Linienkombination (a) aus Tabelle 3-1 mit dem SUMER-Spektrografen synchron oder teilweise zeitlich überlappend mit Beobachtungen anderer SOHO-Experimente (EIT, CDS) sowie bodengebundenen Experimenten (Observatorium Einsteinurm Potsdam) durchgeführt; leider erlaubte schlechtes Wetter keine Teneriffa-Beobachtungen. Für die Interpretation wichtige Informationen wurden schließlich noch aus dem Kitt-Peak-Magnetogramm vom 29. August 1996 gewonnen (Einzelheiten

im Kapitel 6. Darüber hinaus sind die ergänzenden SOHO-Beobachtungen von besonderem Interesse (Tabelle 3-3): Mit EIT wurde eine zweistündige Zeitreihe von Bildern der gleichen aktiven Region in der Linienkombination $\text{Fe IX} / \text{Fe X } \lambda = 171 \text{ \AA}$ ($1.3 \cdot 10^6 \text{ K}$) gewonnen (Zeitauflösung $\Delta t = 36 \text{ s}$; Kapitel 3.3). Darüber hinaus liegen Einzel-Aufnahmen in weiteren Emissionslinien vor, die bei noch höheren Temperaturen in der Korona entstehen und von den mit SUMER untersuchten Regionen noch weiter entfernt sind. Sie bestätigen lediglich die Fortsetzung der EUV-Aufhellung in Höhen oberhalb der Übergangsregion.

CDS-Filtergramme von 09:13 UT, also am Beginn der Zeitserien von EIT und SUMER, in zehn verschiedenen EUV-Linien (Abb. 3-3) im Temperaturbereich von $2.0 \cdot 10^4 \text{ K}$ bis $2.5 \cdot 10^6 \text{ K}$ zeigten deutlich eine helle EUV-Plume-Struktur über dem Fleck.

Die SUMER-Beobachtungen erfolgten mit einem Spektrografenspalt von $1'' \times 120''$. Die $120''$ werden auf 120 Pixel abgebildet, dazu kommen 50 Pixel (px) für die spektrale Auflösung. Das entspricht 20.9 m\AA/px in der ersten Ordnung und 41.8 m\AA/px in der zweiten Ordnung (Wilhelm et al., 1995). Bedingt durch den Scan-Modus, auf den im Kapitel 3.2.1 noch genauer einzugehen sein wird, betrug der mittlere zeitliche Abstand der SUMER-Spektren des Fleckenzentrums, d.h. der Plume-Region 65 s. Diese Zeitfolge begrenzt die Suche nach kurzen Perioden auf eine Periodendauer von 130 s, ein Limit, das bei der Auswertung besonders beachtet werden musste.

Messungen mit dem MDI (Michelson Doppler Imager) auf SOHO am 29. August 1996 erfassten die mit dem SUMER-Spektrografen beobachtete aktive Region nicht mehr, so dass keine Synchrondaten vorliegen (Abb. 3-4).

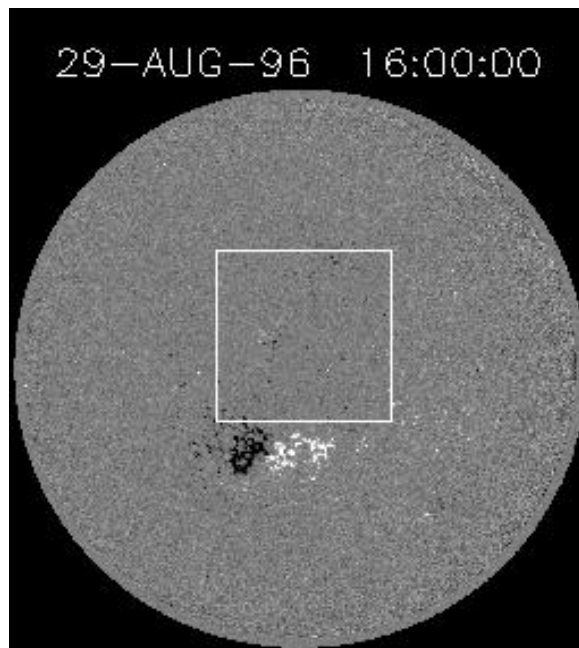


Abb. 3-4: Magnetogramm der gesamten Sonne am 29. August 1996 vom MDI-Experiment. Der mit hoher Auflösung erfasste Bereich (weißer Rahmen) lag außerhalb der mit SUMER beobachteten Region.

Eine weitere Beobachtungsserie mit dem SUMER-Spektrografen wurde am **29. Oktober 1999** durchgeführt (Kapitel 3.2.2). Die Region NOAA 8742 bei 9°N , 7°E (d.h. nur 5° vom scheinbaren Sonnenzentrum entfernt) wurde im Bereich der Lyman-Linien für insgesamt 3.4 Stunden beobachtet (Tabelle 3-3).

Der SUMER-Spektrografenspalt von $1''$ Breite blieb über der hier ebenfalls beobachteten hellen EUV-Plume-Struktur räumlich konstant (lediglich die Sonnenrotation wurde kompensiert, aber kein scanning). Die Kompensation erfolgt als (Voll-)Schritt im Abstand von 290...300 s. Dies könnte sich als Frequenz in der Auswertung zeigen. Untersuchungen von Curdt zeigen, dass der Kompensationspeak nur schwer zu erkennen ist. Wenn man die Sonne beliebig verschmiert, ist er

sehr scharf und deutlich (Curdt, 2001). Die Belichtung der Einzelspektren im Bereich der Lyman-Linien betrug jeweils 27.5 s, so dass die zeitliche Folge der Spektren dichter ist als bei den Daten vom August 1996 und kürzere Perioden zugänglich werden – der mittlere Abstand zwischen den Einzelbildern beträgt 28.1 s.

Die Lyman-Linien und das Lyman-Kontinuum entstehen in der oberen Chromosphäre bis hin zur unteren Übergangsregion (vgl. Abb. 1-2 zur Temperaturstruktur) – also tiefer als die Linien C IV und Ne VIII aus der ersten Beobachtungsserie vom August 1996 (Abb. 3-2). Nach den bisher dargestellten Beobachtungsbefunden und den theoretischen Vorstellungen sollten in dieser Höhe sowohl die Strukturen als auch die aus dem Photosphärenniveau ausgehenden Oszillationen noch nahe an den photosphärischen Ausgangswerten liegen. Die Unterschiede der Entstehungshöhen von Lyman β bis Lyman 15 und des Lyman-Kontinuums um 907 Å sind verglichen mit den Linien der Übergangsregion selbst nur gering (siehe Tabelle 3-2). Die Entstehungshöhen wurden von Heinzel für die ruhige Sonne modelliert (Curdt und Heinzel, 1998) und für den Fleck grob abgeschätzt. Da hier Absolutangaben nicht verwendet werden sollen, reichen die Differenzen in den Höhenangaben aus. Da die Differenzen auch nur sehr gering sind, wurden für die Suche nach Oszillationen nur die Linien Ly β (1026.0 Å), Ly 5 (937.803 Å), Ly 9 (920.963 Å) und Ly 15 (915.329 Å) sowie das Lyman-Kontinuum (um 907 Å) ausgewählt. Dies entspricht weitgehend dem Vorgehen von Curdt und Heinzel (1998) und erlaubt direkte Vergleiche der aus allerdings leicht unterschiedlichen Höhen stammenden Daten.

Tabelle 3-2: Ausgewählte Linien der Lyman-Serie.
Entstehungshöhen für die ruhige Sonne aus Curdt & Heinzel (1998),
für die Umbra abgeschätzt.

Linie	T_{eff}	λ	h (ruhige \odot)	h (Umbra)
H I Lyman β	28 000 K	1026.0 Å	2300 km	2000 km
H I Lyman 5	24 000 K	937.8 Å	2200 km	1800 km
H I Lyman 9	12 300 K	920.9 Å	2110 km	1750 km
H I Lyman 15	8 970 K	915.3 Å	2100 km	1700 km
H I Lyman Kont.	7 660 K	907 Å	2050 km	1650 km

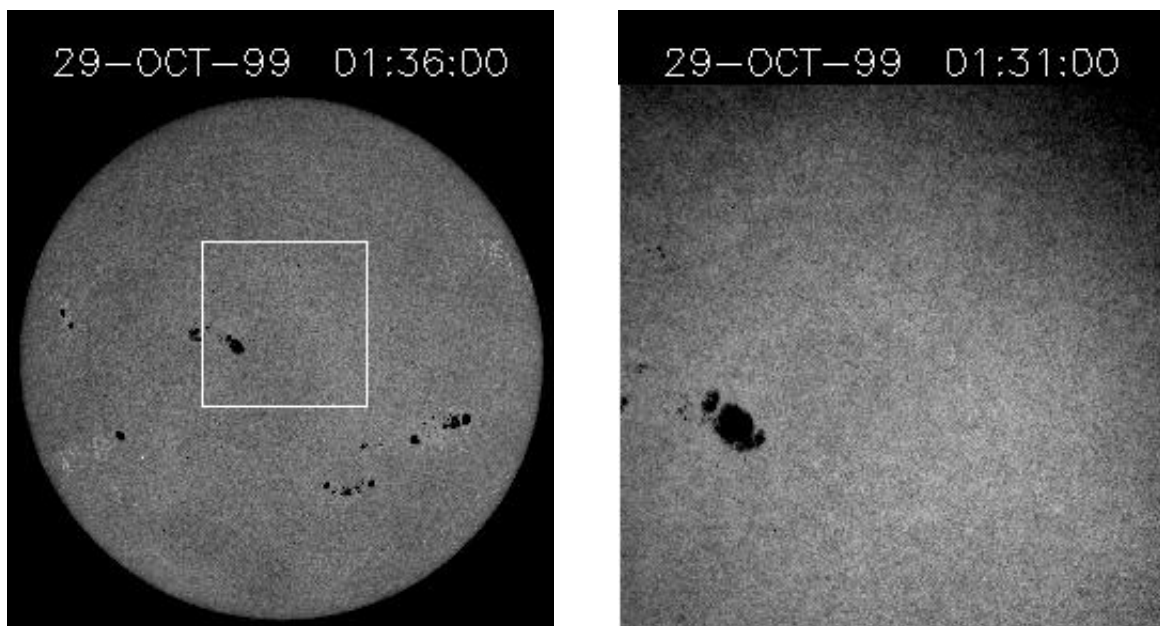


Abb. 3-5: Magnetogramm der gesamten Sonne am 29. Oktober 1999 vom MDI-Experiment. Der mit hoher Auflösung erfasste Bereich (Rahmen im linken Bild) umfasste diesmal auch die mit SUMER beobachtete Region, jedoch rund 12 Stunden vor der SUMER-Messung und ohne Informationen über die zeitliche Entwicklung.

Die Beobachtungen von Curdt und Heinzel (1998) – ohne $Ly\beta$ – stammen aus dem Netzwerk außerhalb von Sonnenflecken, während die hier ausgewerteten Daten oberhalb eines Sonnenflecks gewonnen wurden. Zusätzlich enthält das Spektrum im Bereich der $Ly\beta$ -Linie die Linie N III bei 992.3 \AA , die bei etwa $8 \cdot 10^4 \text{ K}$ in der Übergangsregion weit oberhalb der Lyman-Serie entsteht. Darüber hinaus ist zu beachten, dass es sich bei den Lyman-Linien um optisch dicke Linien handelt, während die N III-Linie optisch dünn ist. Die optimalen Bedingungen für die Emission sind also für die N III-Linie relativ eng, während die Lyman-Linien Beiträge aus einem breiteren Bereich enthalten. Die Höhendondierung in der Chromosphäre umfasst daher weder einen großen Bereich noch existieren scharfe Trennungen zwischen den einzelnen Linien. Daher ist es aber auch möglich, die *relativen* Variationen in einer der Lyman-Linien (z.B. Lyman 5 im ersten Intervall) mit den Variationen in $Ly\beta$ aus dem zweiten Teil des Messzeitraumes zu einer Serie zu verbinden.

Am 29. Oktober 1999 lag die beobachtete Region näher am scheinbaren Sonnenzentrum als während der ersten langen Zeitserie. Diesmal gab es jedoch keine simultanen EIT-Daten; erst nach 20 UT wurden Filtergramme in verschiedenen EUV-Linien aufgenommen. Von MDI gibt es ein Magnetogramm, das in höherer Auflösung die hier mit SUMER in Lyman-Linien beobachtete Region erfasst (Abb. 3-5): Der Fleck erscheint unipolar ohne sichtbare komplexe Magnetfeldstruktur. Zwischen den SUMER-Messungen und dem Magnetogramm lagen jedoch fast 12 Stunden. Desweiteren gab es keine zeitlich und/oder räumlich nahe liegenden CDS-Beobachtungen, da ausschließlich Regionen am Sonnenrand auf dem Programm standen.

Tabelle 3-3: Zeiten der SUMER-Beobachtungsprogramme und ausgewählte Spektrallinien sowie ergänzende Messungen von anderen SOHO-Instrumenten.

1996 August 29: NOAA 7986		
SUMER:		
C IV 1548.1 \AA	($\approx 10^5 \text{ K}$)	0908–1331 UT
Ne VIII 770.4 \AA	($6 \cdot 10^5 \text{ K}$)	0908–1331 UT
zeitliche Auflösung 65.2 s		
EIT:		
Fe IX / x 171 \AA	(10^6 K)	0900–1059 UT
zeitliche Auflösung 36 s		
CDS:		
EUV-Raster (10 Linien)		0913 UT
1999 Oktober 29: NOAA 8742		
SUMER:		
Lyman-Linien um 926 \AA		1320–1504 UT
darunter:		
H I Ly 5 937.803 \AA	($2.4 \cdot 10^4 \text{ K}$)	1320–1504 UT
Lyman Kontinuum 907 \AA	($7.66 \cdot 10^3 \text{ K}$)	1320–1504 UT
Linien um 1020 \AA		1505–1648 UT
darunter:		
H I $Ly\beta$ 1026.0 \AA	($2.5 \cdot 10^4 \text{ K}$)	1505–1648 UT
N III 992.3 \AA	($8 \cdot 10^4 \text{ K}$)	1505–1648 UT
zeitliche Auflösung 28.1 s		
MDI:		
Magnetogramm		0131 UT

3.2 EUV-Spektren von SUMER

3.2.1 Messreihe vom 29. August 1996

Bei der ersten Zeitreihe am 29. August 1996 wurde ein Scanning mit sechs Schritten pro Scan verwendet. Damit war beabsichtigt, neben der spektralen Information auch eine flächenhafte Bildinformation zu erhalten. Der Spalt von $120'' \times 1''$ mit der langen räumlichen Ausdehnung in N-S-Richtung wurde dabei pro Aufnahme um $\frac{1}{6}$ Elementarschritte versetzt. Das entspricht 1.

Im folgenden Scan wurden die sechs Spektren in räumlich umgekehrter Reihenfolge um die Startkoordinate in x um einen halben Scan-Schritt versetzt. Ziel war die Bildinformation. Das heisst aber zugleich, dass nur jeweils ein Spektrum je räumlichen Punkt auf der Sonne stammt. Desweiteren muss bei jedem Scan zwei Spektren verwendet werden, um sich tatsächlich auf dieselbe räumliche Belichtung der einzelnen Spektren jeweils 10 s betrug, ergibt sich eine zeitliche Folge von 65 s (6×10 s zuzüglich der Zeit für die Aufnahmen auf der Sonne, in denen die Veränderungen auftreten, räumlich über $1''$ ausgedehnt sind, spielen Probleme der Interpolation über die Zeit eine Rolle. Problematischer ist die Zeitfolge, da es um die Suche nach einem Bereich von zwei und drei Minuten geht. Die Bildfolge von 65 s ist eine Nyquist-Frequenz bei 7.7 mHz (entsprechend 130 s = 2.2 min) in der Darstellung der Ergebnisse ausführlich diskutiert.

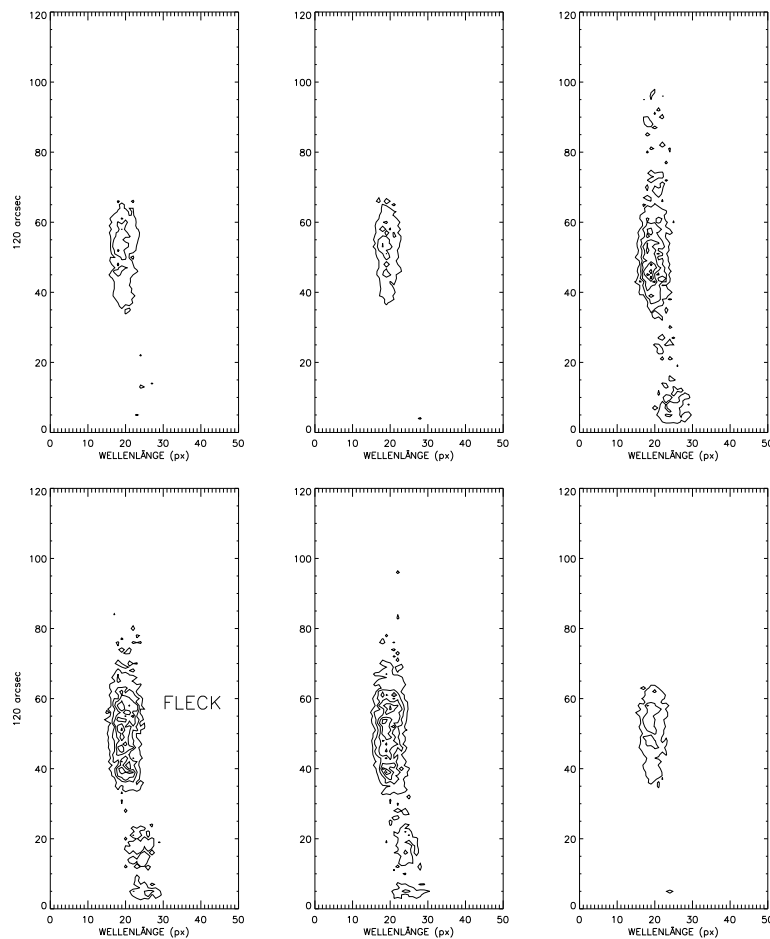


Abb. 3-6: Scan aus sechs EUV-Spektren in der Linie Ne VIII 770.4 Å über die aktive Region NOAA 7986. Die 120 Pixel in y entsprechen $120''$ räumlicher Ausdehnung, d.h. etwa 80 000 km auf der Sonnenoberfläche. Spektral stehen 50 Pixel zur Verfügung, die in der ersten Ordnung 1.05 Å entsprechen.

Eine Serie von sechs Spektren über die aktive Region NOAA 7986 ist in den Abbildungen 3-6 und 3-7 gezeigt. Das Zusammenfügen von mehreren Scans erlaubt auch eine Rekonstruktion der EUV-Helligkeit der beobachteten Region (Abb. 3-8, links und Mitte) und den Vergleich mit dem Bild des EIT-Experiments (Abb. 3-8, rechts).

Die Verwendung des Standard-Flatfields ergab keine sichtbare Veränderung der Daten. Außerhalb der Linie und außerhalb der hellen EUV-Plume lagen die Intensitäten in der Größenordnung von 1...3 counts pro Belichtung – im Gegensatz zu 40...60 counts in den Emissionsbereichen. Versuchsweise wurden Areale außerhalb der Emissionsbereiche als Referenzbereich zur Normierung verwendet, allerdings auch ohne sichtbare Veränderung des Ergebnisses. Wie an anderen Stellen (Curdt & Heinzel, 1998) berichtet, bleiben auch nach Anwendung der Standardprozedur Resteffekte übrig. Ferner ist zu bemerken, dass Flatfields nur in größeren Zeitabständen (typischerweise Tage) aufgenommen werden, so dass deren Nutzen für die Normierung begrenzt erscheint. Es wird jedoch betont (Curdt, 2001), dass die Veränderungen des Empfängers nur sehr geringfügig sind, und daher eine dichtere Folge von Flatfield-Aufnahmen nicht notwendig ist. Die hier angestellten Versuche legen nahe, dass man auf das Flatfielding weitgehend verzichten kann, solange es um die Untersuchung relativer Veränderungen geht und die betrachteten Bereiche durch starke Emissionen gekennzeichnet sind.

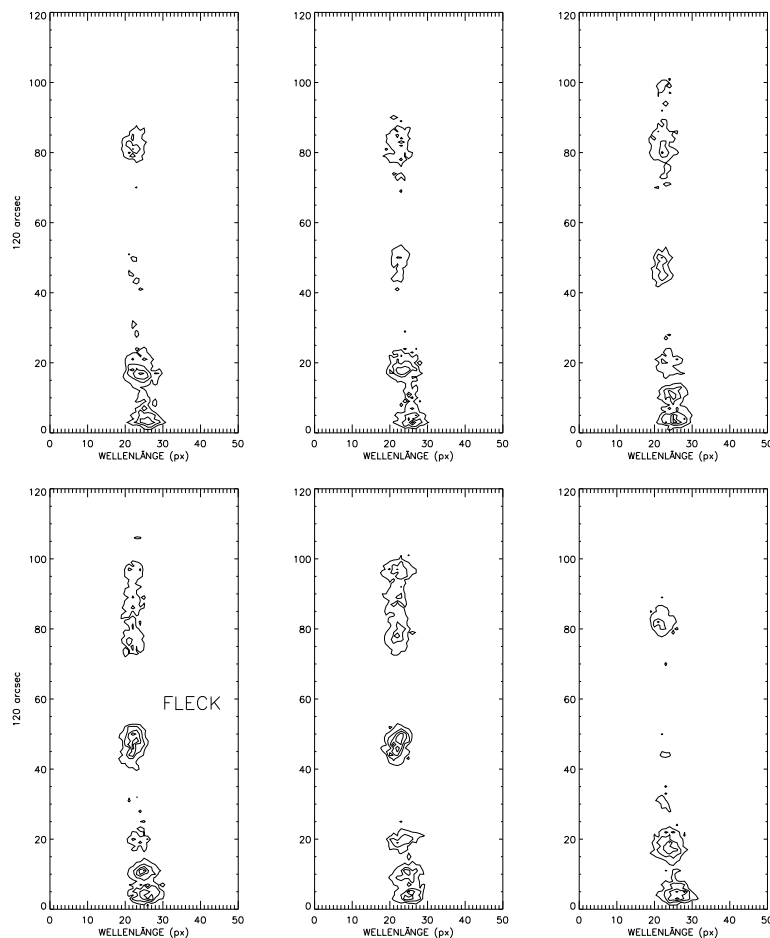


Abb. 3-7: Scan aus sechs EUV-Spektren in der Linie C IV 1548.1 Å über die aktive Region NOAA 7986. Die 50 Pixel der spektralen Auflösung entsprechen in der zweiten Ordnung 2.10 Å.

Die Bilder in Abb. 3-8 zeigen die helle EUV-„Plume“ oberhalb des Hauptflecks der aktiven Region NOAA 7986. In der Linie CIV (tiefstes Niveau der drei Abbildungen) ist die Verteilung eher breit. Die nördlich und südlich sichtbare Aufhellung könnte insgesamt etwa ringförmig sein. In der größeren Höhe der Ne VIII-Emission zeigt der Bereich der Aufhellung eine Fläche ohne Ring. Die Struktur bleibt zur unteren Korona hin in der Hinsicht gleich, dass eine zentrale Aufhellung existiert. Die Abbildung suggeriert eine größere Ausdehnung, doch sind die Intensitätsstufen in den drei Bildern nicht direkt vergleichbar. Noch weniger trifft dies auf die Angabe einer Ausdehnung des emittierenden Bereiches zu (vgl. auch Kapitel 3.3).

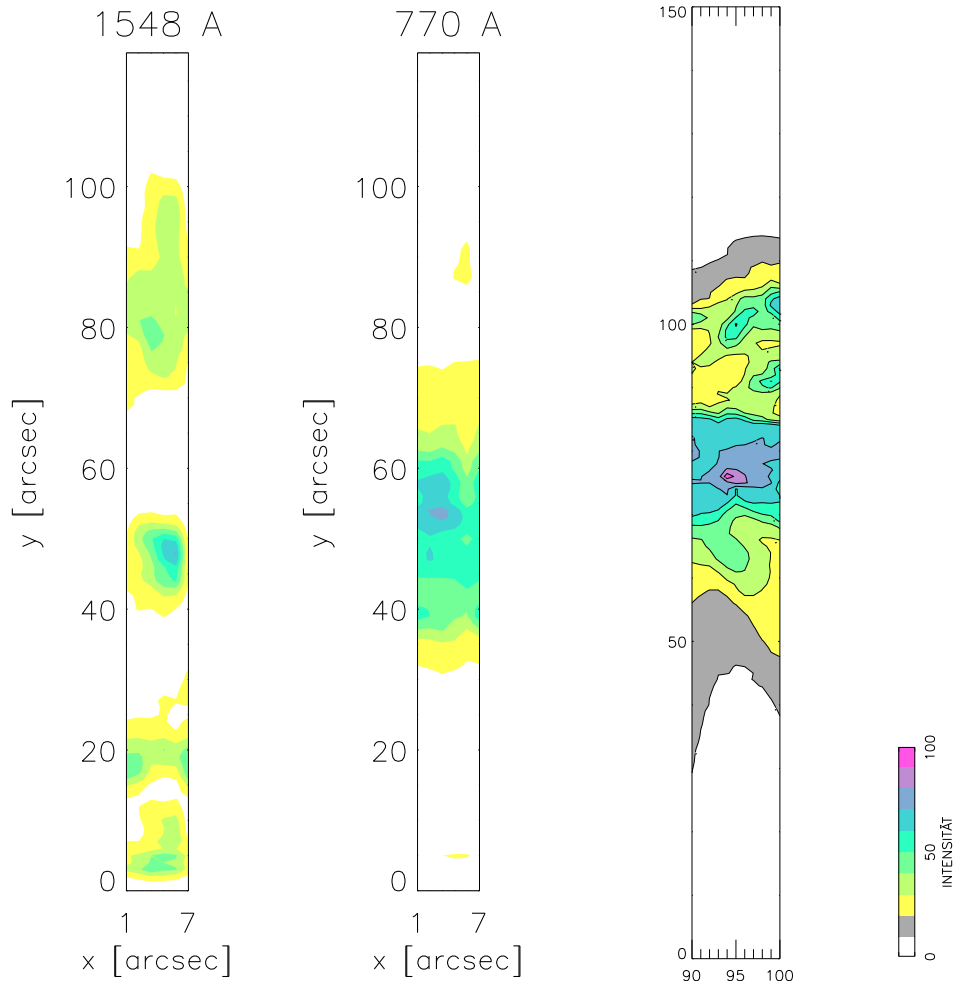


Abb. 3-8: Rekonstruierte Bilder der EUV-Intensität aus den SUMER-Scans in den Linien CIV 1548.1 Å (ganz links; Übergangsregion) und Ne VIII 770.4 Å (Mitte; obere Übergangsregion) über der aktiven Region NOAA 7986. (8 Scans zwischen 10:50 und 11:00 UT.) Die helle EUV-Struktur liegt etwa über dem Zentrum und zeigt eine Ausdehnung von mehr als sechs Bildpunkten in der y -Richtung. Rechts ist der entsprechende Streifen aus dem EIT-Filtergramm der Linie Fe IX/x 171 Å von 10:55 UT dargestellt.

3.2.2 Messreihe vom 29. Oktober 1999

Ein Scannen war zu diesem Zeitpunkt mit dem SUMER-Spektrografen nicht mehr möglich. Die Spektren wurden diesmal mit räumlich festem Spalt von ebenfalls $120'' \times 1''$ Größe gewonnen. Lediglich die Sonnenrotation wurde instrumentell kompensiert. Dazu wurden im zeitlichen Abstand von 290–300 s Kompensationsschritte durchgeführt. Die Beobachtungen dieser Messreihe betrafen Linien im Bereich zwischen Lyman- β bei 1026 Å und dem Lyman-Kontinuum bei 907 Å (siehe Tabelle 3-3). Die zeitliche Folge der Einzelspektren lag bei 28.1 s, so dass diese Serie Untersuchungen bis in Perioden von 1 min Periodendauer (entsprechend 17 mHz) erlaubt. Die Messreihe

ist zwar in zwei Teilabschnitte getrennt, wobei für jeweils $1^{\text{h}}43^{\text{m}}$ dieselbe Region in etwas unterschiedlichen spektralen Bereichen beobachtet wurde (siehe Tabelle 3-3). Die Unterschiede in den Entstehungshöhen der Linien der Lyman-Serie sind aber recht gering (Vernazza et al., 1981; Curdt & Heinzel, 1998; Tabelle 3-2), so dass es zur Untersuchung von relativen Variationen sogar möglich ist, die Zeitreihen beider Teilerien zu kombinieren. Das wird sichergestellt durch den Vergleich der Ergebnisse aus unterschiedlichen Linien von Lyman 5, Lyman 9, Lyman 15 und dem Lyman-Kontinuum im ersten Zeitabschnitt von $13^{\text{h}}20^{\text{m}}$ bis $15^{\text{h}}04^{\text{m}}$ UT.

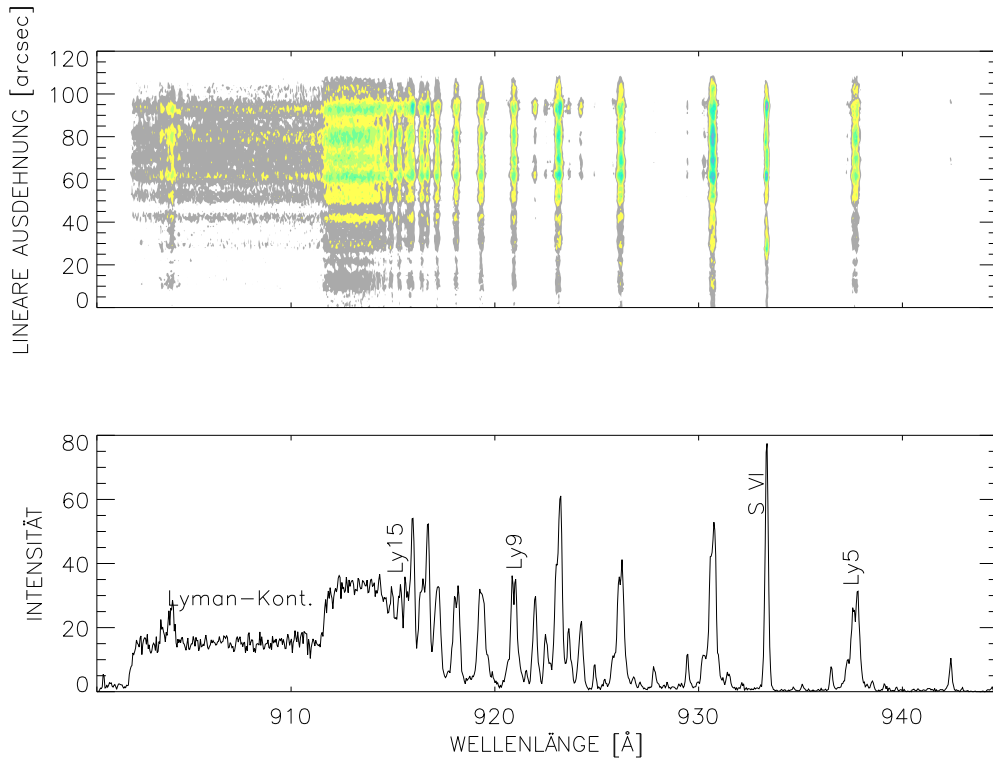


Abb. 3-9: Gesamtspektrum von Ly 5 bis zum Lyman-Kontinuum (erste 1.7 Stunden der Zeitreihe von $13:20$ bis $15:04$ UT).

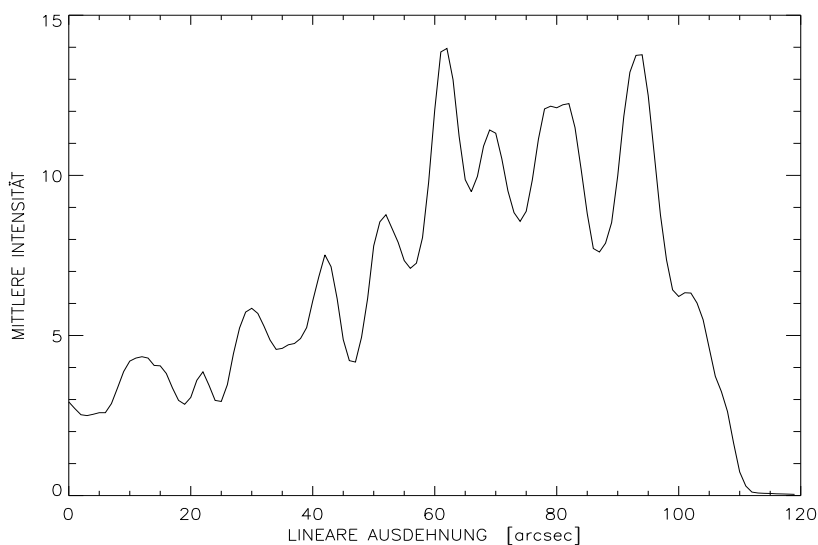


Abb. 3-10: Gemittelte Intensität über das ganze Spektrum aus Abb. 3-9 entlang des Spektrografenspaltes. Zeitreihen wurden von den beiden Pixel-Positionen 81 und 93 untersucht.

Die Gesamtspektren (Abb. 3-9 und 3-11) zeigen die ausgewählten Linien aus dem Lyman- β -Bereich. Wenigstens an zwei Orten entlang des Spektrografenspaltes treten erhöhte Intensitäten in beiden Spektren auf (Abb. 3-10 und 3-12). Von den Pixel-Positionen $y = 81$ und $y = 93$ (Abb. 3-10) bzw. $y = 84$ und $y = 98$ (Abb. 3-12) werden Zeitreihen analysiert. Die Intensitäten an den Pixel-Positionen $y \pm 2$ werden gemittelt, um eventuelle Pointierungsprobleme auszuschließen und die Statistik zu verbessern (mittlere Counts können z.B. Einflüsse von Störungen wie etwa Cosmics besser ausgleichen). Wegen der räumlichen Mittelung über fünf Bildpunkte in y -Richtung kann davon ausgegangen werden, dass die Datensätze zwei Positionen – im weiteren als $y = 83$ und $y = 95$ bezeichnet – zuzuordnen sind.

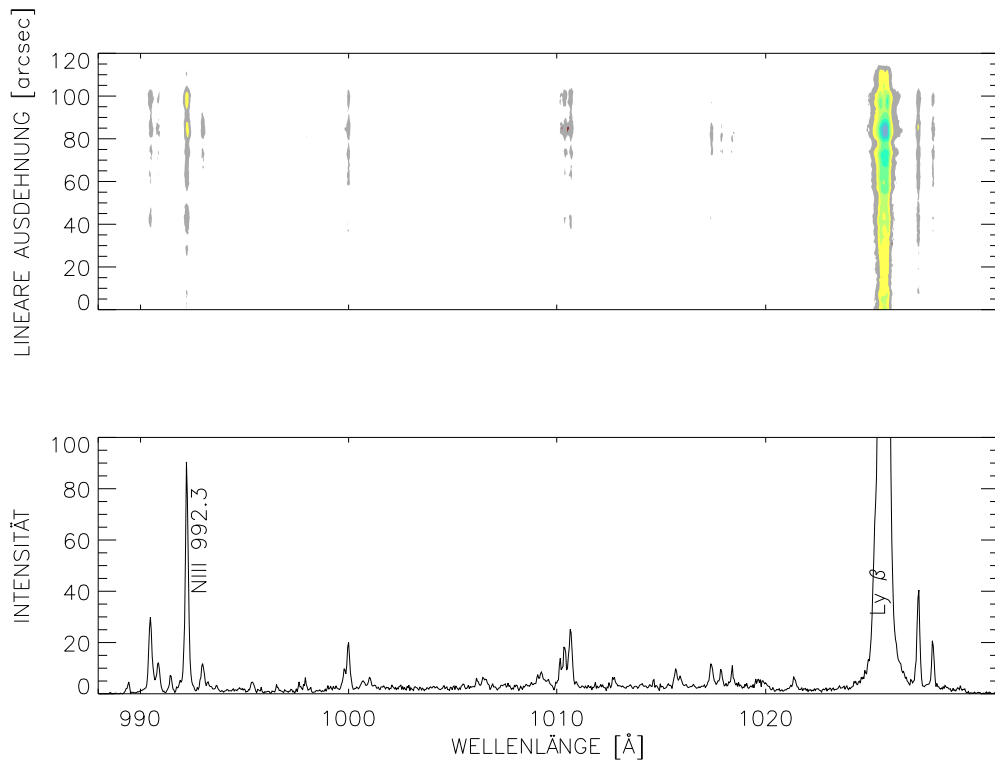


Abb. 3-11: Gesamtspektrum um Lyman- β (letzte 1.7 Stunden der Zeitreihe von 15:05 bis 16:48 UT). Die Intensität der Lyman- β -Linie erreicht 400 counts. Die Skala wurde bei 100 abgeschnitten, um die anderen Linien sichtbar zu machen.

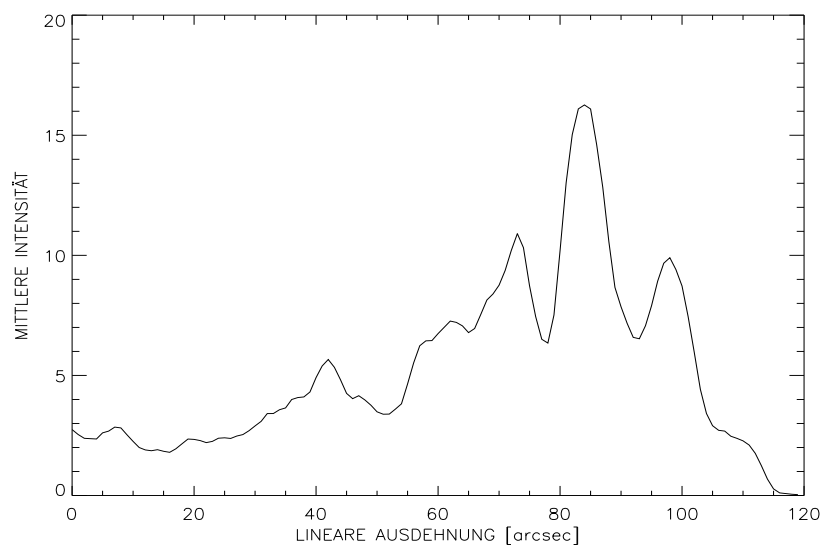
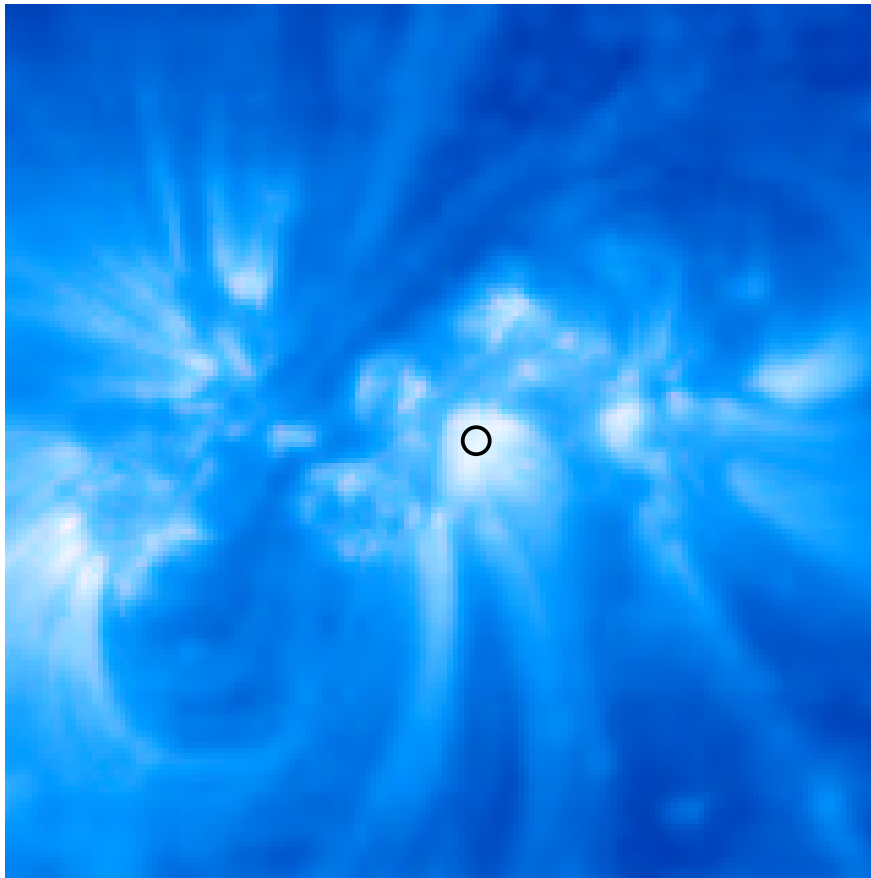


Abb. 3-12: Gemittelte Intensität über das ganze Spektrum aus Abb. 3-11 entlang des Spektrografenspaltes. An den Positionen $y = 84$ und $y = 98$ wurden Daten zur Zeitreihenanalyse gewonnen.

3.3 EIT-Filtergramme

Von den ersten zwei Stunden der Beobachtungsserie vom 29. August 1996 liegen simultane Bilddaten des EIT-Experiments auf SOHO in der Linie Fe IX / X bei 171 \AA vor. Diese Emission entsteht bei 10^6 K in der unteren Korona. Aufnahmen in weiteren Linien, die von EIT gewonnen werden, entstehen bei noch höheren Temperaturen und somit in Schichten, die weiter von der mit SUMER beobachteten Region entfernt sind. In diesen Emissionen gibt es Einzelaufnahmen, aber keine Zeitreihe.

Die Belichtungszeit der Einzelbilder in Fe IX/X betrug 5 s, der zeitliche Abstand der Aufnahmen 36 s. Damit lassen sich Oszillationen bis in den Bereich von 13.9 mHz (Periode über 72 s) herausarbeiten. In jedem Fall sind die vermuteten Oszillationen im Bereich von 2...3 min der Auswertung zugänglich.



SOHO – EIT Fe IX/X 171 \AA
1996 AUG 29 09:00 UT

Abb. 3-13: Aufnahme der aktiven Region NOAA 7986 mit dem EIT-Instrument in der Linie Fe IX / X bei 171 \AA in der unteren Korona am Beginn der Zeitreihe. Der hellste Bereich der EUV-Plume ist durch einen Kreis markiert. Die Auswertung der Intensitätsvariationen bezieht sich auf einen Bereich von 9 Pixeln ($x = 77 \pm 1$ und $y = 95 \pm 1$).

Die Ausdehnung der hellen Strukturen im EUV oberhalb von aktiven Gebieten (Sonnenflecken) ist in der Übergangsregion und der unteren Korona größer als in der Chromosphäre (Brynildsen et al., 2001). Grund dürften die divergierenden Magnetfelder sein. Die Ausdehnung und großskalige Struktur kann auch aus den rekonstruierten Bildern aus den Scans mit dem SUMER-Spektrografen (Abb. 3-8, links und Mitte) und dem in gleicher Weise dargestellten Ausschnitt aus dem EIT-Filtergramm

(Abb. 3-8, rechts) abgeleitet werden. Obgleich die Intensitätsniveaus in den drei Bildern nicht direkt vergleichbar sind und zu Aussagen über die Ausdehnung des Emissionsgebietes führen, kann insbesondere aus der Abb. 3-13 auf eine im Vergleich zur aktiven Region selbst sehr große Ausdehnung des Emissionsgebietes in der unteren Korona bei 171 \AA geschlossen werden.

Die engen Flussröhren, die im Photosphärenniveau für kleinskalige Effekte sorgen (Größenordnung $\ll 1000$ entsprechend etwa 70 km) und auch für die Transmissionseigenschaften (Filterung, Resonanz) verantwortlich sind, erweitern sich in den höheren Schichten zu ausgedehnten Strukturen. Es gibt Hinweise, dass Oszillationen über entsprechend ausgedehnte Bereiche homogen und kohärent sind. Brynildsen et al. (1999) beschreiben Beobachtungen mit SUMER von Ende 1996, die ohne Kompensation der Sonnenrotation durchgeführt und zur Suche nach Oszillationen genutzt wurden. Statt der Kompensation wurde nach 40-minütiger Messzeit das Pointing erneuert, d.h. die Zielregion driftete während der Messperiode langsam über den Spektrografenspalt. Die Messung spiegelt somit nicht die Parameter an einem Ort der Sonnenoberfläche wider. Lokal eng begrenzte Effekte werden vielmehr durch den Beobachtungsmodus verschmiert. Während der rund 40 min Beobachtungszeit verlagerte sich somit ein Streifen der aktiven Region um rund $20''$ über den Spalt, ohne dass Variationen in den Oszillationen gemessen wurden. Die Autoren argumentieren, dass die Übergangsregion über Bereiche größerer Ausdehnung als die hier messtechnisch begrenzte räumliche Auflösung kohärent schwingt.

Die Intensitätsdaten aus den EIT-Filtergrammen erlauben ausschließlich die Suche nach Intensitätsoszillationen. Nach den Eingangsbetrachtungen (Kapitel 1.4) sind Oszillationen in Intensität nur zu erwarten, wenn die Bedingungen im untersuchten Volumen vom adiabatischen Zustand merklich abweichen. Sonst wäre nur mit Oszillationen der Doppler-Geschwindigkeit zu rechnen, die mit EIT-Daten aber nicht zugänglich sind.

4 Analyse der SOHO-Daten

4.1 Generelle Aspekte

Die Erarbeitung der benötigten Auswerteprogramme unter Verwendung von IDL schloss folgende Untersuchungs-Schritte ein:

- Intensitäten und mittlere Profile der Spektrallinien C IV (1548.1 Å) und Ne VIII (770.41 Å) sowie der ausgewählten Linien der H I Lyman-Serie
- Auswertung des Hintergrundes zur Kalibrierung der Intensitätsdaten aus den Einzelbildern in der Serie vom August 1996
- Auffinden der Maximalintensität in jedem Einzelbild, Extraktion des Messwertes und Normierung
- Extraktion der Intensitäten I und Generieren der Zeitreihen $\delta I(t)$ – Abb. 4-1
- Bestimmung der Doppler-Geschwindigkeit v in allen Linien im Bereich des Helligkeitsmaximums (dem Ort der hellen EUV-Plume) durch Gauß-Fit des Linienprofils in jedem Spektrum und Generieren der Zeitreihen in $\delta v(t)$ – Abb. 4-2
- Berechnung der oszillatorischen Power in allen ausgewählten Linien für die Variation der Intensität und der Geschwindigkeit durch Anwendung der Fourier-Analyse sowie einer Wavelet-Analyse
- Untersuchung der Veränderung der Intensität der Oszillationen in den Linien von C IV und Ne VIII für Intensität und Doppler-Geschwindigkeit innerhalb der 4.4 Stunden langen Zeitreihe am 29. August 1996, Phasenbeziehungen und Korrelation in den Niveaus bzw. zwischen den Messgrößen
- Untersuchung der Veränderung der Intensität der Oszillationen in den ausgewählten Linien der H I Lyman-Serie für Intensität und Doppler-Geschwindigkeit innerhalb der 3.4 Stunden langen zweiteiligen Zeitreihe am 29. Oktober 1999, Phasenbeziehungen und Korrelation in den Niveaus bzw. zwischen den Messgrößen
- Anwendung der Wavelet-Analyse auf die Intensitätsdaten in der hellen EUV-Plume über der aktiven Region aus den EIT-Aufnahmen vom 29. August 1996

In den Abbildungen 4-1 (links) und 4-2 werden die Ausgangsdaten der Messungen vom 29. August 1996 gezeigt. Dies sind die Intensitäten in den mit der hellen EUV-Plume identifizierten Pixeln, wobei hier über eine Fläche von 9 Bildpunkten gemittelt wird. Als Anhaltspunkt für die Lage der Plume diente die Feststellung, dass die größte Intensität in den CDS-Messungen Abb. 3-3) wie auch im EIT-Bild (Abb. 3-13) über der Position des Flecks der aktiven Region zu finden war. Dies wird auch von Brynildsen et al. (1998) bestätigt. Die in Abb. 3-6 und 3-7 gezeigten Scans belegen auch, dass der SUMER-Spektrografenspalt die EUV-Plume genau erfasste.

Die Daten der Intensität und der Doppler-Geschwindigkeit erscheinen sehr starken statistischen Schwankungen unterworfen. Eine Mittelung über eine größere Anzahl von Bildpunkten ergab keinen signifikant besseren Datensatz. Ferner muss dann angenommen werden, dass zunehmend mehr Bildpunkte außerhalb der interessierenden Region einbezogen werden. Über die Streuung der Daten hinaus ist in der Linie C IV eine rapide Veränderung der Intensität zu sehen. Zur selben Zeit ist in Ne VIII keine auffällige Änderung sichtbar.

Die Doppler-Geschwindigkeiten wurden aus jedem Spektrum der Plume durch einen Gauß-Fit des Linienprofils gewonnen. Die Emissionslinien sind äußerst intensiv, so dass sich die erhaltene Koordinate von denen durch andere Fits nicht unterscheidet. Da keine absolute Kalibrierung der

Geschwindigkeitsskala vorliegt, handelt es sich bei den Werten um relative Angaben zur mittleren Position. Eine systematische Nullpunktverschiebung sollte jedoch die Suche nach periodischen Oszillationen nicht beeinflussen. Neben den auch hier deutlichen statistischen Fluktuationen ist in Ne VIII eine merkliche Veränderung der Geschwindigkeit zu verzeichnen, während zu dieser Zeit die Daten in C IV kein vergleichbares Ereignis zeigen.

Für die Anwendung der einzelnen Auswertungsverfahren wurden die Daten unterschiedlich vorbereitet. Dies wird in den zugehörigen Kapiteln beschrieben.

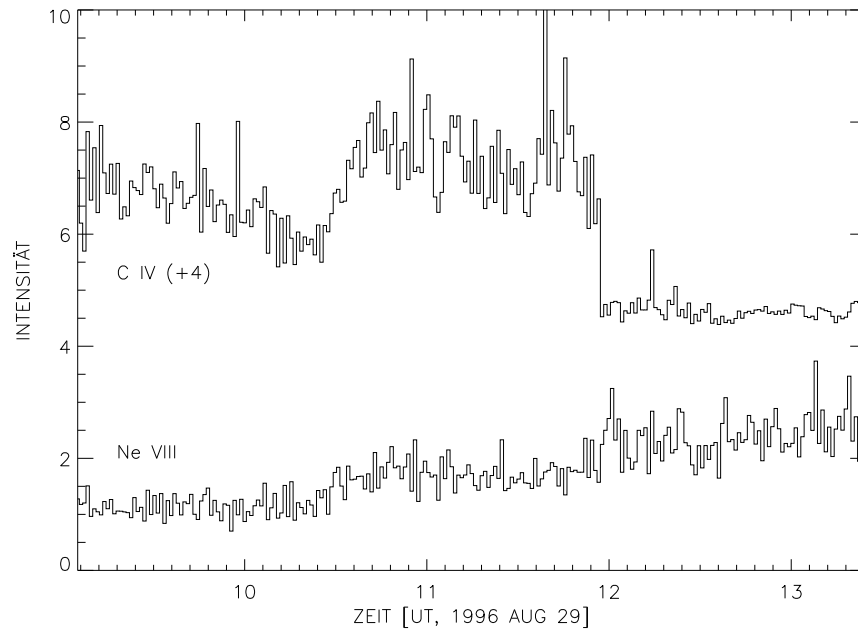


Abb. 4-1: Zeitlicher Verlauf der Intensität $I(t)$ (in counts pro Belichtung) in den Pixeln der Plume in C IV und Ne VIII oberhalb der Region NOAA 7986. Die Werte in C IV sind um 4 counts nach oben verschoben.

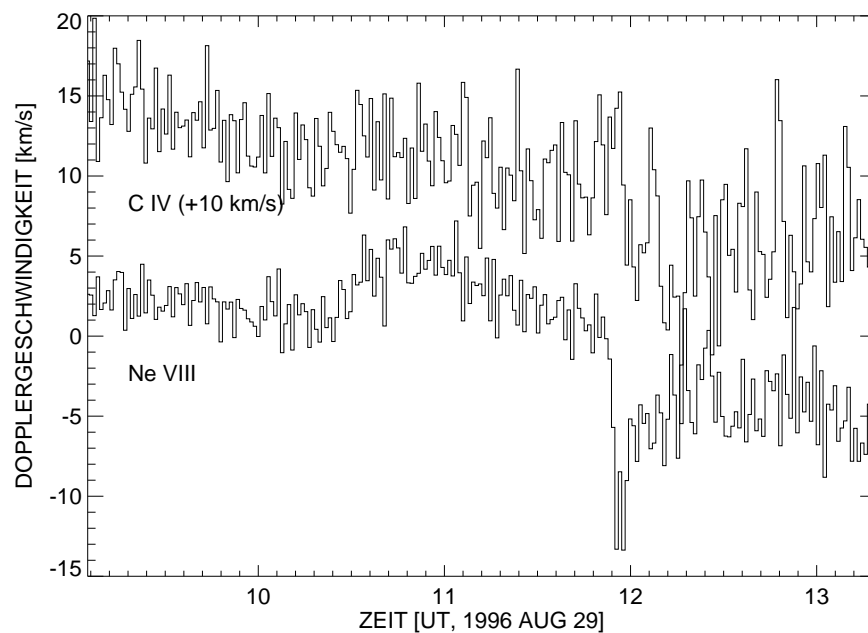


Abb. 4-2: Zeitlicher Verlauf der Doppler-Geschwindigkeit $v(t)$ in den Pixeln der Plume in C IV und Ne VIII oberhalb der Region NOAA 7986. Die Werte in C IV sind um 10 km/s nach oben verschoben.

4.2 Messregimes bei den beiden Zeitreihen

Bereits bei der Darstellung der Messreihen wurden die grundsätzlichen Parameter und Grenzen für die Suche nach zeitlichen Veränderungen von Intensität und Doppler-Geschwindigkeit erwähnt. Bevor nun die Ergebnisse der Suche nach Oszillationen dargestellt werden, wird hier eine tabellarische Übersicht über die Zeitserien gegeben.

Tabelle 4-1: Vorliegende Messreihen und ihre wesentlichen Parameter für die Auswertung der Zeitreihen

Region NOAA	Datum	Instrum.	Messzeitraum (UT)	zeitl. Abstand	Anzahl Messp.	Nyquist-frequenz	kürzeste Periode
7986	1996 Aug 29	SUMER	0908–1331	65 s	236	7.2 mHz	2.3 min
		EIT	0900–1059	36 s	197	14 mHz	1.2 min
8742	1999 Okt 29	SUMER	1320–1504	28 s	220	18 mHz	1.0 min
		SUMER	1505–1648	28 s	220	18 mHz	1.0 min

4.3 Fourier-Analyse – Ergebnisse

Die meisten Verfahren zur Analyse von Datenreihen gehen von der Annahme aus, dass ein stationärer Prozess zugrunde liegt und dass der Zustand zu einem Zeitpunkt t_1 den Zustand zu einem späteren Zeitpunkt t_2 bestimmt. Dies trifft auf zahlreiche Messdaten sicher nicht zu, insbesondere, wenn es sich um Daten aus zeitlich sehr variablen Bereichen wie der höheren Sonnenatmosphäre handelt. Beobachtete Variationen der Intensität können durch Veränderungen der Temperatur wie auch der Dichte verursacht werden. Darüber hinaus steht jeweils nur eine Messung des Vorgangs zur Verfügung. Daten aus benachbarten Pixeln stellen nur bedingt eine Aussage über ein gleichartiges Volumenelement in der Sonnenatmosphäre dar. Ferner ist stets zu entscheiden, ob nicht erst eine Mittelung von einigen benachbarten Messpunkten zu einem statistisch „vernünftigen“ Messwert führt. Verkürzungen der zeitlichen Folge und Verlängerungen der Messung sind oft nicht möglich. Letztere erfassen darüber hinaus die sich weiter entwickelnden Parameter und tragen nicht zu einer Verbesserung der Signifikanz der Messwerte bei. Dennoch werden die „üblichen“ Verfahren auf die erhaltenen Messdaten angewendet.

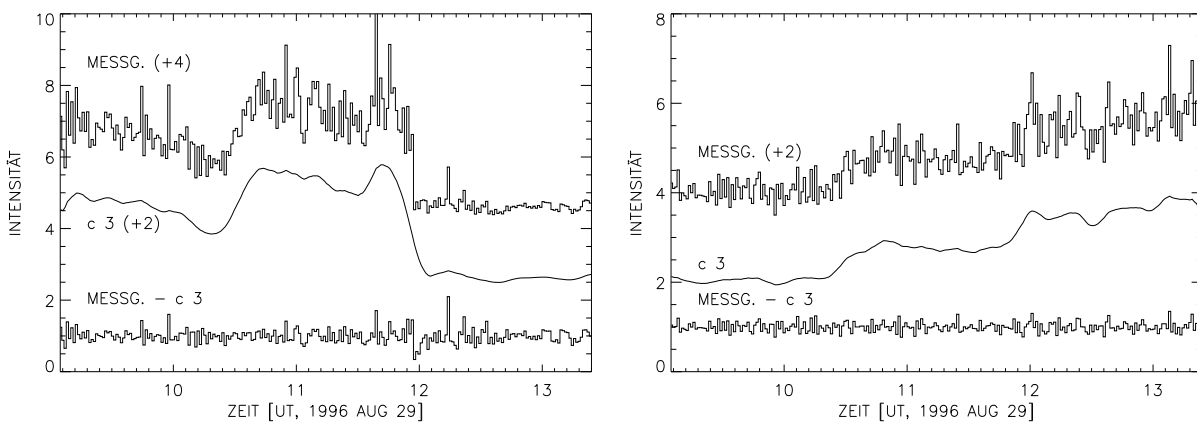


Abb. 4-3: Entfernung des Trends aus den in Abb. 4-1 bzw. 4-2 gezeigten Intensitätsdaten unter Verwendung der Koeffizienten c^3 aus der diskreten Wavelet-Analyse.

So wurden die Intensitäts-Daten vom 29. August 1996 (Abb. 4-1) zuerst einer Fourier-Analyse unterworfen. Bevor diese zur Anwendung kam, sollten starke systematische Trends aus den Daten

gefiltert werden. Häufig bedient man sich eines Polynoms (z.B. Schlittgen & Streiberg, 1997). Ein im weiteren Verlauf der Auswertung noch angewandtes Verfahren, die diskrete Wavelet-Analyse (Kapitel 4.4), produziert als „Nebenprodukt“ eine um die hohen Frequenze bereinigte Datenserie aus der Original-Messreihe. Diese mit c^3 bezeichnete Folge repräsentiert ein geeignet tiefpassgefiltertes Signal (Abb. 4-3), das zur Entfernung von systematischen Trends herangezogen wurde.

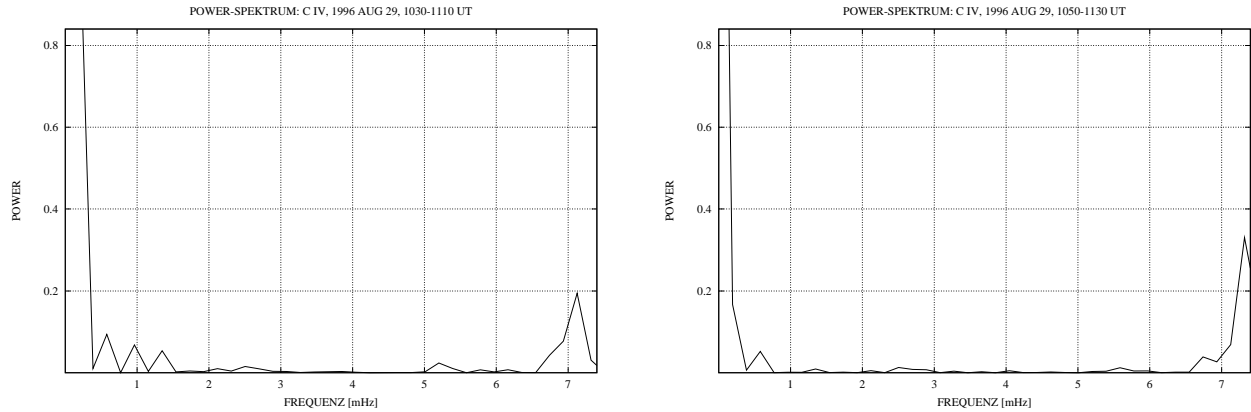


Abb. 4-4: Powerspektrum der Intensitätsdaten in der Linie C IV bei 1548.1 Å aus dem Zeitraum 10:30 bis 11:10 UT (links) und 10:50 bis 11:30 UT (rechts). Eine Oszillation am oberen Ende des auswertbaren Frequenzbereiches ist in beiden Intervallen nur schwach.

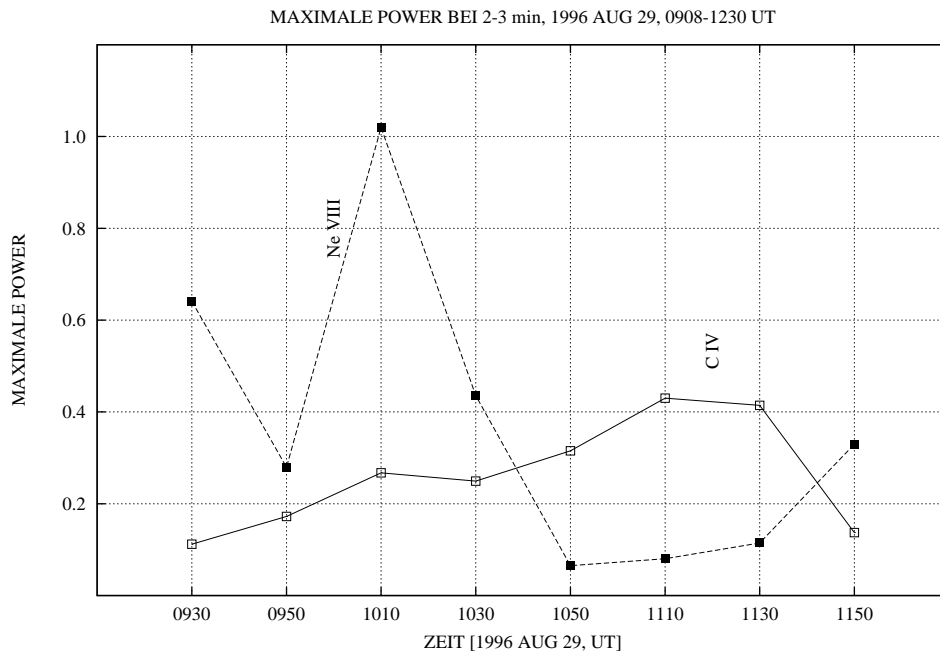


Abb. 4-5: Zeitlicher Verlauf der maximalen Power im Bereich von 6 bis 7.3 mHz in den 40 min-Datensätzen der Intensitäten in der Linie C IV 1548.1 Å und der Linie Ne VIII 770.4 Å. Der angegebene Zeitpunkt bezieht sich jeweils auf die Mitte des Intervalls.

Da sich auch in den so vorbehandelten Serien von I keine vorherrschenden Perioden in der gesamten Messreihe finden ließen, waren auch die ohnehin nur schwachen Power-Peaks nicht aussagekräftig. Wie sich in der weiteren Analyse erst herausstellte, waren unterschiedliche Frequenzen jeweils für kurze Abschnitte existent. In diesem Fall macht sich der Nachteil der Fourier-Transformation, das Fehlen einer zeitlichen Lokalisierungseigenschaft, bemerkbar. Eine Veränderung des Signals in einem Teil der Datenreihe führt zur Veränderung der Transformatierten insgesamt, ohne dass die Position

der Änderung gefunden werden kann. Auch eine Fourier-Analyse von Teilen der Messreihen erlaubte nur eingeschränkte Folgerungen, da dann die Anzahl der Messpunkte pro Teil-Datensatz zu gering ausfiel. Beispielsweise wurden 40 min-Intervalle analysiert, die dann jeweils nur auf 40 Messpunkten basierten (Abb. 4-4). Dazu kommt noch das Problem, die Intervalle begrenzter Länge genau so zu begrenzen, dass sie gerade die Zeit einer bestimmten Veränderung bzw. des Auftretens einer Periode enthalten. Das würde voraussetzen, dass bereits vorab in den Daten das Erscheinen bestimmter Periodizitäten erraten oder vermutet werden müsste.

Ein Ergebnis aus den Fourier-Spektren der Teil-Serien ist, dass die maximale Power im Bereich von 2...3 min sich systematisch im Verlauf der gesamten Beobachtung verändert hat (Abb. 4-5). Auffallend ist vor allem der generell gegenläufige Trend im Auftreten der Intensitäts-Oszillationen, d.h. die Oszillation ist in der Linie C IV dann am stärksten, wenn sie in der Linie Ne VIII kaum nachweisbar ist. Während die Power-Maxima in der Nähe von 6 bis 7.3 mHz um einen Faktor 3 (C IV) bzw. sogar 10 (Ne VIII) variieren, sind die Unterschiede in der mittleren Intensität selbst zwar in der gleichen Richtung, aber mit einem Faktor von 1.4 wesentlich geringer. Dies wird an späterer Stelle noch diskutiert.

Als Alternative für die Untersuchung zeitlich nicht beständiger Oszillationen bot sich eine Wavelet-Analyse an. Einige Grundlagen, vorgenommene Tests mit synthetischen Daten und Ergebnisse werden in den folgenden Abschnitten dargestellt. Insbesondere konnten zeitliche Veränderungen innerhalb der Datenreihen mit diesem Verfahren detailliert verfolgt werden.

4.4 Wavelet-Analyse

Jegliche Veränderung des Signals innerhalb einer Messreihe führt zu einer Veränderung der Fourier-Transformierten insgesamt – ohne dass die Stelle der Änderung zuverlässig gefunden werden kann. In den SUMER-Beobachtungen mussten aber kurzzeitige Veränderungen aller Größen angenommen werden. Die Verwendung räumlich begrenzter „Wavelets“ (auch als „kleine Wellen“ oder „Wellchen“ ins Deutsche übertragen) erlaubt durch ihre Verschiebung eine Lokalisierung und durch Stauchung eine Frequenzauflösung an der entsprechenden Stelle (Louis et al., 1994).

4.4.1 Diskrete Wavelet-Analyse

Ein gemessenes Signal besteht im allgemeinen aus Anteilen mit unterschiedlichen Frequenzen. Das Konzept der Multi-Skalen-Analyse, das auf Mallat und Meyer zurückgeht, erlaubt die schnelle und stabile Wavelet-Analyse. Ein von Mallat (1989) eingeführter Algorithmus führt zu dem in Abb. 4-6 gezeigten und kurz beschriebenen Schema: Aus einer Datenreihe c^0 wird zunächst die höchste mögliche Frequenz herausgefiltert, danach die jeweils um den Faktor 2 tiefere Frequenz.

Schnelle Wavelet-Transformation

Eingabe: $c^0 = \{c_k \mid k \in \mathcal{Z}\}$

M Zerlegungstiefe (Anzahl der Skalen)

berechne für $m = 1, \dots, M$

$$d^m = Gc^{m-1}$$

$$c^m = Hc^{m-1}$$

Ausgabe: c^M

$$d^m, m = 1, \dots, M$$

$$\begin{array}{ccccccc}
 c^0 & \xrightarrow{H} & c^1 & \xrightarrow{H} & c^2 & \dots & c^{M-1} & \xrightarrow{H} & c^M & \text{zunehmend tiefpassgefiltertes Signal} \\
 & \searrow & & \searrow & & & & \searrow & & \\
 & & d^1 & & d^2 & \dots & \dots & & d^M & \text{hochfrequenter Rest}
 \end{array}$$

Abb. 4-6: Zerlegungsschema für eine diskrete Wavelet-Transformation. Aus der Folge c^0 werden sukzessive die Folgen c^m abgeleitet, die jeweils um den Faktor 2 tiefere Frequenzen nicht mehr enthalten (nach Louis et al., 1994).

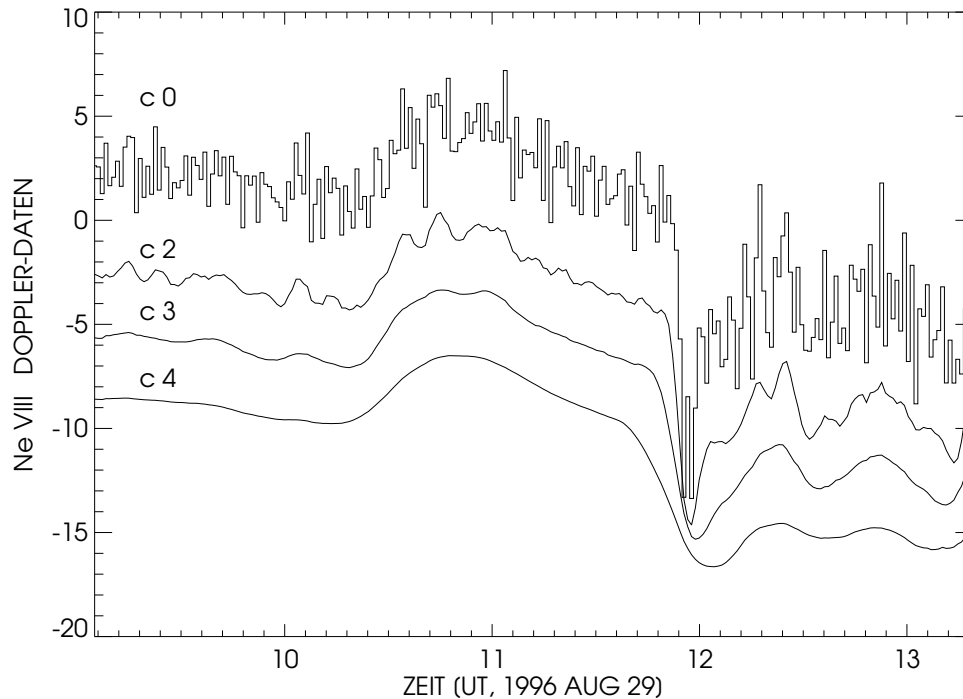


Abb. 4-7: Die in Abb. 4-2 gezeigten Daten der Doppler-Geschwindigkeit in Ne VIII werden als c^0 in die diskrete Wavelet-Transformation gegeben. Daraus erhält man die geglätteten Serien c^1 , c^2 , c^3 und c^4 . Die Differenz $c^0 - c^3$ oder $c^0 - c^4$ enthält nur den hochfrequenten Anteil und keine Trends mehr.

Als Ergebnis dieser Zerlegung („Filterung“) bekommt man eine Aussage, mit welcher Intensität (Power) die einzelnen Frequenzen in der Messreihe enthalten sind und an welcher Position der Messreihe dies der Fall ist. Ein Nachteil: Frequenzen, die gerade zwischen den um Faktor 2 verschiedenen Werten liegen, können praktisch nicht festgestellt werden.

Die tiefpassgefilterten Datensätze liefern logischerweise nach drei bis vier Schritten einen von kurzen Fluktuationen d^m befreiten „glatten“ Verlauf c^m , der als Trend vom Start-Datensatz subtrahiert werden kann. Diese so gefilterten Messreihen können für andere Untersuchungen (z.B. Fourier-Analyse, Korrelation) gut verwendet werden. Für die im weiteren angewendete Wavelet-Analyse werden jedoch die Original-Datensätze verwendet, die alle Frequenzen enthalten.

4.4.2 Kontinuierliche Wavelet-Analyse

Wavelets (ψ) sind zeitlich begrenzte Funktionen, deren Totalintegral Null ist. (Streng genommen müsste man von der „Wavelet-Transformation zum Wavelet ψ “ sprechen, da die Transformierte von der Wahl des Wavelet abhängt.) Einige Beispiele sind in Abb. 4-8 gezeigt.

Fourier-Basisfunktionen sind in ihrer Frequenz festgelegt, jedoch nicht in zeitlicher Hinsicht. Kleine Frequenzänderungen in der Fouriertransformierten verursachen Veränderungen im gesamten Zeitraum. Wavelets sind lokal sowohl in der Frequenz (durch Streckung / Stauchung) als auch in der Zeit (Verschiebung). Die Wavelet-Analyse wird bei der Suche nach dem Auftreten von Mustern (Kanten, Sprünge, periodische Anteile) einen Beitrag liefern, wenn die gesuchten Erscheinungen eine Multi-Skalen-Struktur aufweisen. Solche Unstetigkeitsstellen sind mit der Fourier-Transformation praktisch nicht lokalisierbar.

Viele Funktionsklassen können durch Wavelets in kompakter Form dargestellt werden. Beispielsweise lassen sich Funktionen mit Sprungstellen und Spitzen durch weniger Waveletfunktionen darstellen als durch Sinus und Kosinus.

Ein Wavelet-Filter kann im Fourier-Raum unterschiedlich groß sein (Abb. 4-10). Wählt man eine hohe Zeitaufösung, ist das Wavelet recht kurz, aber breit in der Frequenz. Peaks in der Frequenz-Skala

(entsprechend den Peaks eines Fourier-Spektrums) werden dann verschmiert. Umgekehrt kann man bei hoher Frequenzauflösung (Wavelet eng in der Frequenz und schärfere Frequenz-Peaks) das Vorhandensein der auftretenden Frequenzen weniger eingrenzen. Ein Verzicht auf zeitliche Auflösung würde dann der „normalen“ Fourier-Analyse entsprechen. Beim Aufspüren von zeitlich begrenztem Auftreten von unterschiedlichen Frequenzen in einer Messreihe müssen daher zeitliche Auflösung und Frequenzauflösung optimiert werden.

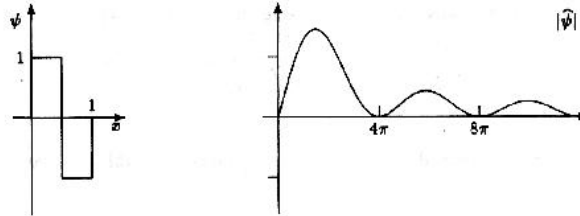


Abbildung 1.1: Das Haar-Wavelet und seine Fourier-Transformierte

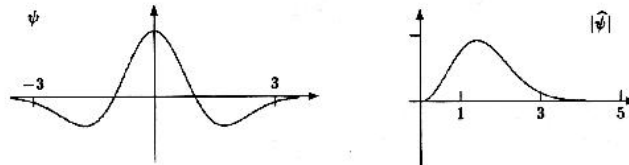


Abbildung 1.2: Der Mexikanische Hut und seine Fourier-Transformierte

Abb. 4-8: Zwei Beispiele für Wavelets: Das einfache Haar-Wavelet und der „Mexican hat“ und die jeweiligen Fourier-Transformierten (aus: Louis et al., 1994).

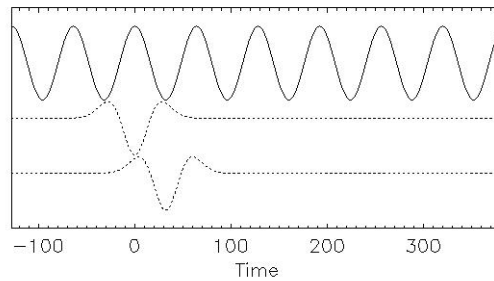


Abb. 4-9: Ein Wavelet wird relativ zum Signal verschoben und „passt“ an einer Position am besten (entspricht hoher Power).

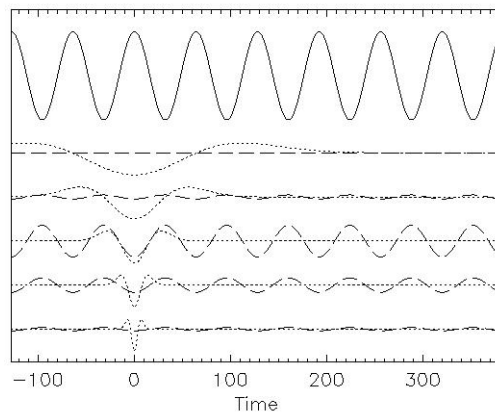


Abb. 4-10: Wavelets verschiedener Länge passen sich den einzelnen Frequenzen unterschiedlich an.

Für die hier vorgestellten Wavelet-Analysen der SUMER-Daten wurden zwei Programme genutzt. Die im weiteren durchweg verwendeten Diagramme beruhen auf Analysen mit einfachen Dreiecks-Funktionen als Wavelets. Der maximale Wert der Power im untersuchten Bereich wurde dann $= 100$ gesetzt. Dies ist insbesondere dann wichtig zu wissen, wenn viele schwache Oszillationen auftreten. Darauf wird im Text gesondert hingewiesen bzw. die Ergebnisse werden durch anderen Befunde belegt. Dazu wurden zahlreiche Datensätze parallel auch mit dem Programm von Torrence & Compo (1998) analysiert. Hier stehen das Morlet-Wavelet, das Paul- und das DOG-Wavelet zur Verfügung. Das Programm wurde auch bereits Untersuchungen solarer Daten angewendet (z.B. Vigouroux & Delache, 1993; Ireland et al., 1999; De Moortel & Hood, 2000; O’Shea et al., 2001).

Von einigen SUMER-Datensätzen werden Ergebnisse beider Programme vorgestellt. Die Darstellung von Torrence & Compo enthält zusätzlich die Angabe eines Signifikanz-Niveaus, das für die Beurteilung gefundener Frequenzen interessant ist. Darüber hinaus wird an den Rändern der „cone of influence“ markiert. An den Enden der Datenserien tritt ein Fehler auf, da von den Verfahren zyklische Daten angenommen werden. Eine Methode ist das Hinzufügen von Nullen, bis die Anzahl der Messwerte in einer Serie eine Potenz von 2 ist. Dies wird für beide hier gezeigten Verfahren getan und begrenzt die Kanten-Effekte. Der genannte „cone of influence“ bezeichnet die Region im Wavelet-Spektrum, in der Kanten-Effekte („Einschalt-“ bzw. „Ausschalt-Effekte“) bedeutsam werden. Sie ist definiert als Zeitdauer bis die Wavelet-Power um einen Faktor e^{-2} absinkt und dann die Einflüsse vom Rand vernachlässigbar werden. In den hier untersuchten Serien betrifft dies die kurzen Frequenzen (langen Perioden) in etwa 10...20 Minuten nach dem Start bzw. vor dem Ende. Im Fall der Morlet-Wavelets mit der Skalenlänge s ist dies die Zeit $\sqrt{2} \cdot s$. Kürzere Wavelets, wie etwa ein schmaler „Mexican hat“, unterliegt weit weniger Rand-Einflüssen. Die zusätzlichen Informationen der Diagramme des Programms von Torrence & Compo werden in einigen Fällen zur Absicherung der gefundenen Ergebnisse herangezogen. Die Darstellung der zeitlichen Variationen der oszillatorischen Power in ausgewählten Frequenzen ist für die Untersuchungen besonders wichtig. Daher wurde die Darstellung mit zeitlichem Verlauf in ein bzw. zwei Frequenzen durchgängig verwendet.

Im Auswertungsprogramm sind mehrere Parameter in gewissem Umfang wählbar. Das betrifft außer der Form des Wavelets vor allem dessen zeitliche Länge. Entsprechend können viele kurze Teil-Intervalle nach periodischen Signalen untersucht werden (hohe Zeitauflösung Δt , aber geringe Frequenzauflösung $\Delta \nu$). Alternativ kann die Frequenzauflösung auf Kosten der Zeitauflösung erhöht werden. Eine Verringerung der Zeitauflösung hat auch eine Verbreiterung des „cone of influence“ zur Folge. Fast durchweg sind Randbereiche von etwa 15 Minuten als unsicher zu betrachten. Bei Abweichungen wird ausdrücklich darauf hingewiesen. Die Größen Δt und $\Delta \nu$ sind für jede Wavelet-Analyse im Diagramm angegeben. Um Vergleiche zwischen den einzelnen Größen zu erlauben, die aus einer Datenserie abgeleitet werden, sind Δt und $\Delta \nu$ für einen Datensatz jeweils gleich gewählt.

4.5 Tests mit synthetischen Daten

Vor der Analyse der Messdaten wurden eine Reihe von Tests unter Verwendung von „synthetischen Daten“ durchgeführt. Sie sollten zeigen,

- ob die Wavelet-Analyse in der hier benutzten Form zeitweilig vorhandene Perioden erkennen lässt,
- welchen Einfluss ein überlagertes Rauschen hat,
- ob in einem als begrenzte Zeitserie realisierten Rauschen eine Periodizität „gefunden“ wird und
- wie sich eine lange Periode oder abrupte Änderungen auf das gefundene Ergebnis auswirken.

Dazu wurden mehrere Sätze von Testdaten generiert. Die Serien bestehen jeweils aus 256 simulierten Messpunkten mit 28,1 s Abstand (Gesamtdauer 2.0 h) und entsprechen damit den tatsächlichen Verhältnissen der Messreihen vom 29. Oktober 1999.

Jeweils mehrere Datensätze der beschriebenen Art wurden der gleichen Auswertungsprozedur unterzogen wie die Messdaten. Hier wird von jeder Serie ein Beispiel gezeigt. Es wird deutlich, dass

die Methode sehr gut in der Lage ist, schwache periodische Signale in Teilen der Serie zu finden und dass die untersuchten „Störungen“ sich nicht auf die Nachweisbarkeit periodischer Signale auswirken.

Diese Tests sollten sicherstellen, dass die dargestellten Ergebnisse nicht auf zufällige Effekte in den Daten zurückzuführen sind oder lediglich durch Rauschen zustande kommen.

Die Abbildungen zu den Tests zeigen immer links den Datensatz und rechts das Ergebnis der Wavelet-Analyse. Diese **Ergebnis-Grafiken** bestehen aus einer Darstellung des Auftretens von Power in Zeit und Frequenz. Dabei ist in jedem Bild der maximalen Power der Wert 100 zugeordnet. Eine Skala für die Intensität der Oszillationen ist in Form des Farbkeiles jeweils ganz unten rechts hinzugefügt. Oben angegeben sind die numerischen Werte für die Auflösung in Zeit und Frequenz. Rechts ist die zeitlich integrierte Power („mittleres Signal“) über die Frequenz aufgetragen. Bei Verzicht auf zeitliche Auflösung ergibt sich ein Äquivalent zum Fourier-Spektrum. Das untere Diagramm gibt den zeitlichen Verlauf der Power für die Frequenz an, die im gesamten Zeitraum die höchsten Power-Werte zeigte. In einigen Fällen wird zusätzlich der zeitliche Verlauf der Power für eine zweite Frequenz aufgetragen.

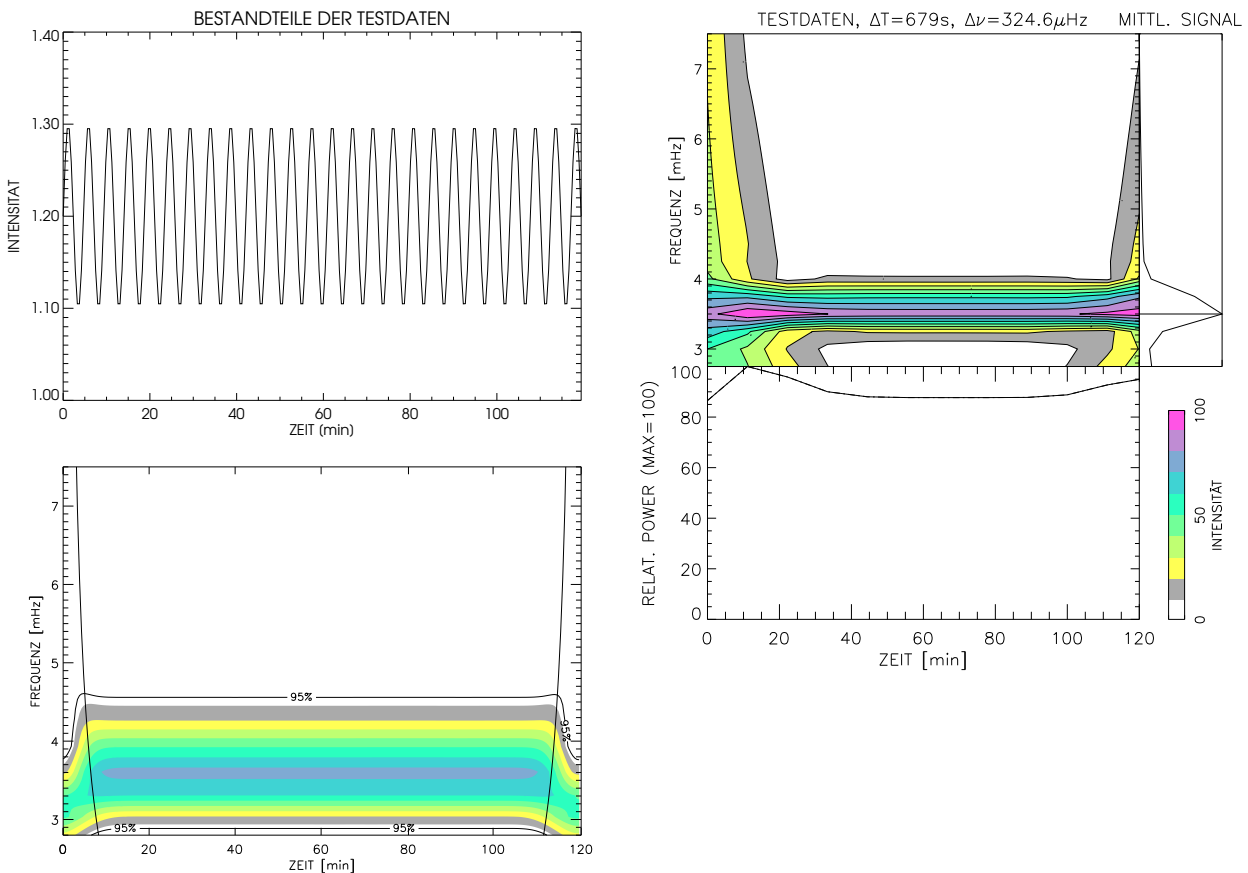


Abb. 4-11a (links oben): Alleiniger Bestandteil dieser Test-Zeitreihe ist ein Sinus mit 4.7 min Periode.

Abb. 4-11b (rechts): Die Wavelet-Analyse zeigt ein Peak bei 3.5 mHz entsprechend der Periode von 4.7 min. An den Rändern entstehen Bereiche, die von einer Interpretation ausgenommen werden sollen, wie von Torrence & Compo beschrieben.

Abb. 4-11c (links unten): Darstellung des Ergebnisses nach Anwendung des Programms von Torrence & Compo (1998). Das Hinzufügen des „cone of influence“ und des Signifikanzniveaus zeigt den Bereich, in dem Oszillationen interpretiert werden können.

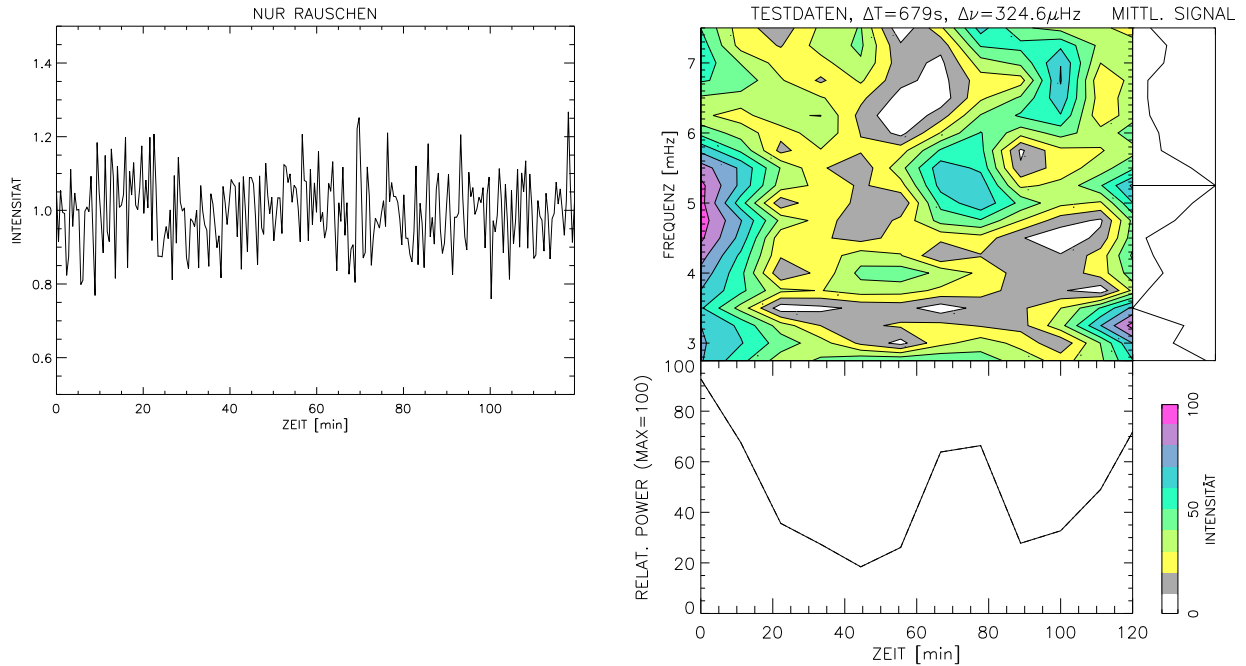


Abb. 4-12a (links): Diese Test-Zeitreihe besteht lediglich aus einem Rauschen im gesamten Messzeitraum. Mit zahlreichen Tests dieser Art wurde geprüft, inwieweit im Rauschen zufällige „Regelmäßigkeiten“ auftreten, die durch die Analyse als reguläre Oszillationen interpretiert werden könnten.

Abb. 4-12b (rechts): Die Wavelet-Analyse zeigt tatsächlich viele Frequenzen im ausgewählten Bereich. Dabei wechseln kurzzeitig hohe Power-Werte rasch mit Abschnitten, in denen dieselbe Frequenz nicht vorkommt. Randbereiche müssen bei Interpretationen ausgeklammert werden.

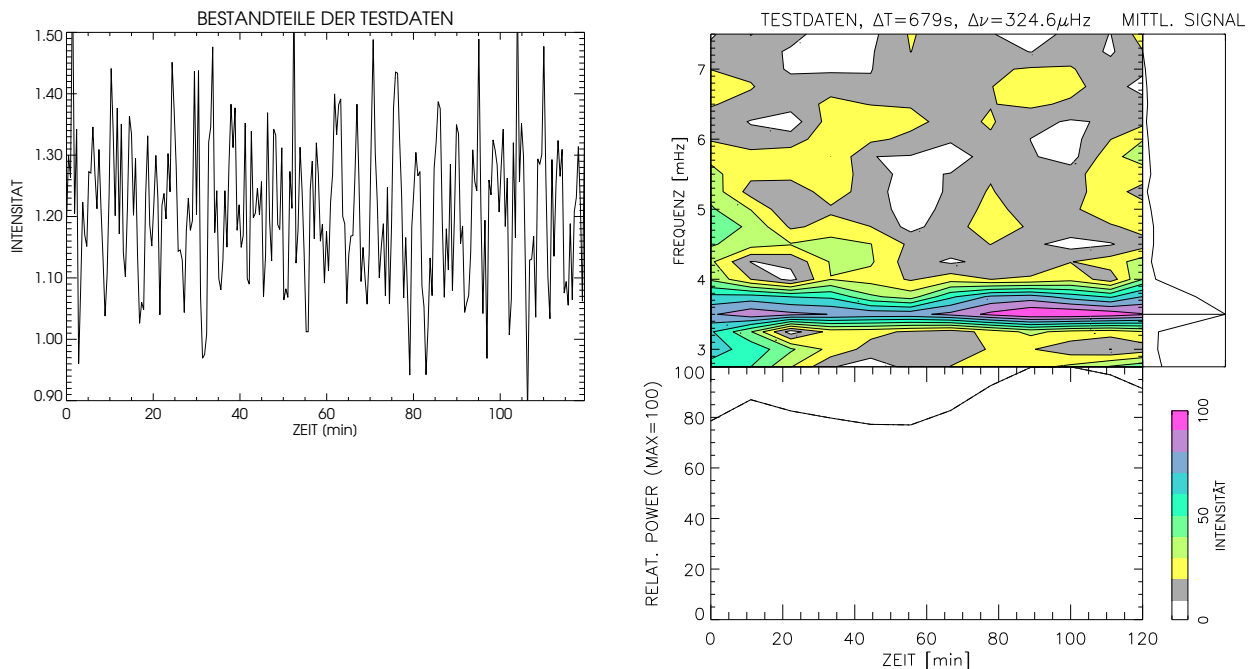


Abb. 4-13a (links): Bestandteile der Test-Zeitreihe sind ein Sinus mit 4,7 min Periode und ein Rauschen gleicher Amplitude im gesamten Messzeitraum.

Abb. 4-13b (rechts): Die Wavelet-Analyse weist das Sinus-Signal deutlich in Frequenz und Dauer aus. Die Frequenz von 3,5 mHz (Periode 4,7 min) ist in den gesamten Daten dominierend und bereits an den Rändern gut erkennbar, ohne dass andere Frequenzen hier hinzukommen.

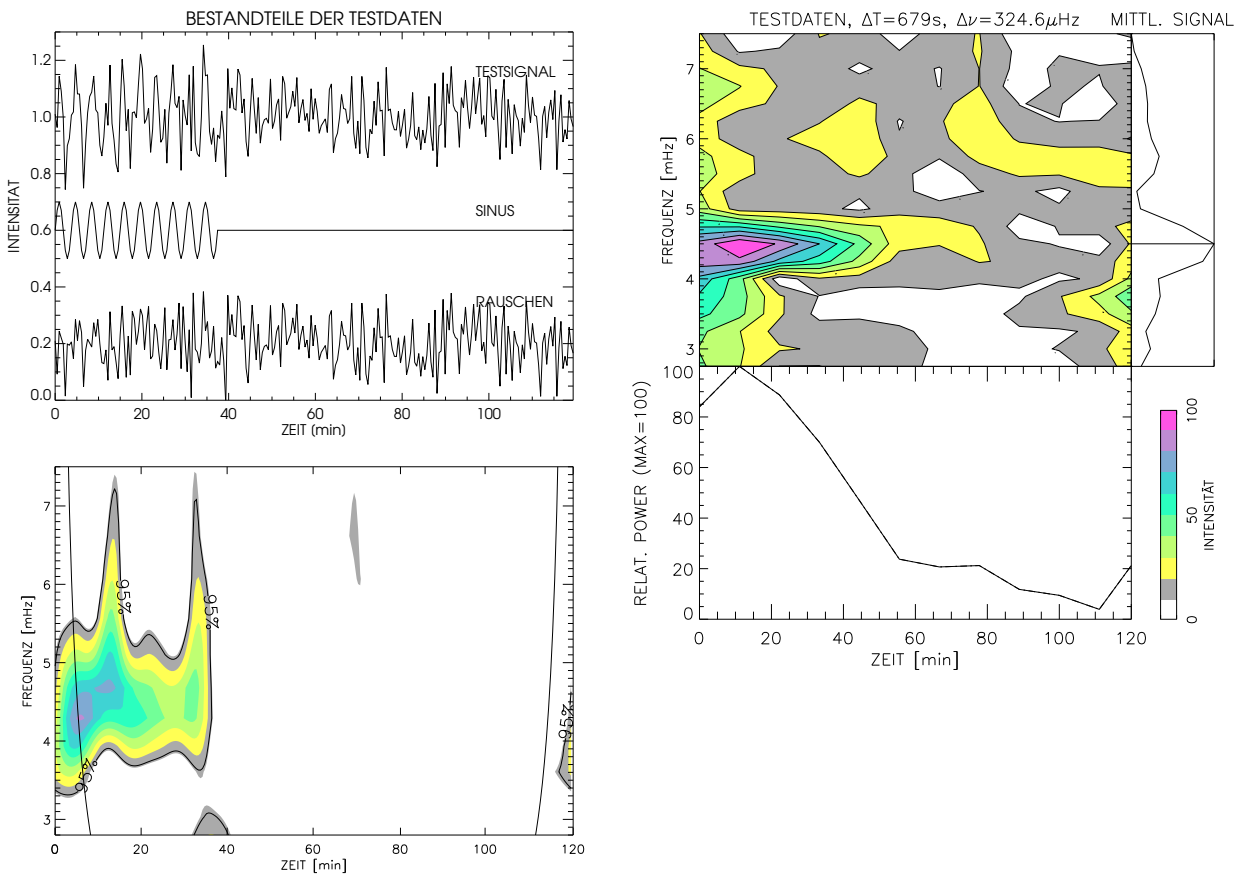


Abb. 4-14a (links oben): Test-Zeitreihe aus einem Rauschen im gesamten Zeitraum, überlagert mit einem 4,4 mHz-Sinus (3,8 min Periode; 10 Perioden vom Beginn bis Minute 38; 1.1-fache Amplitude des Rauschens).

Abb. 4-14b (rechts): Die Wavelet-Analyse zeigt das Sinus-Signal deutlich in der Frequenz und in der zeitlichen Dauer bereits ab dem Rand.

Abb. 4-14c (links unten): Ergebnis nach Torrence & Compo (1998). Das Signal ist auch innerhalb des „cone of influence“ schon eindeutig zu finden.

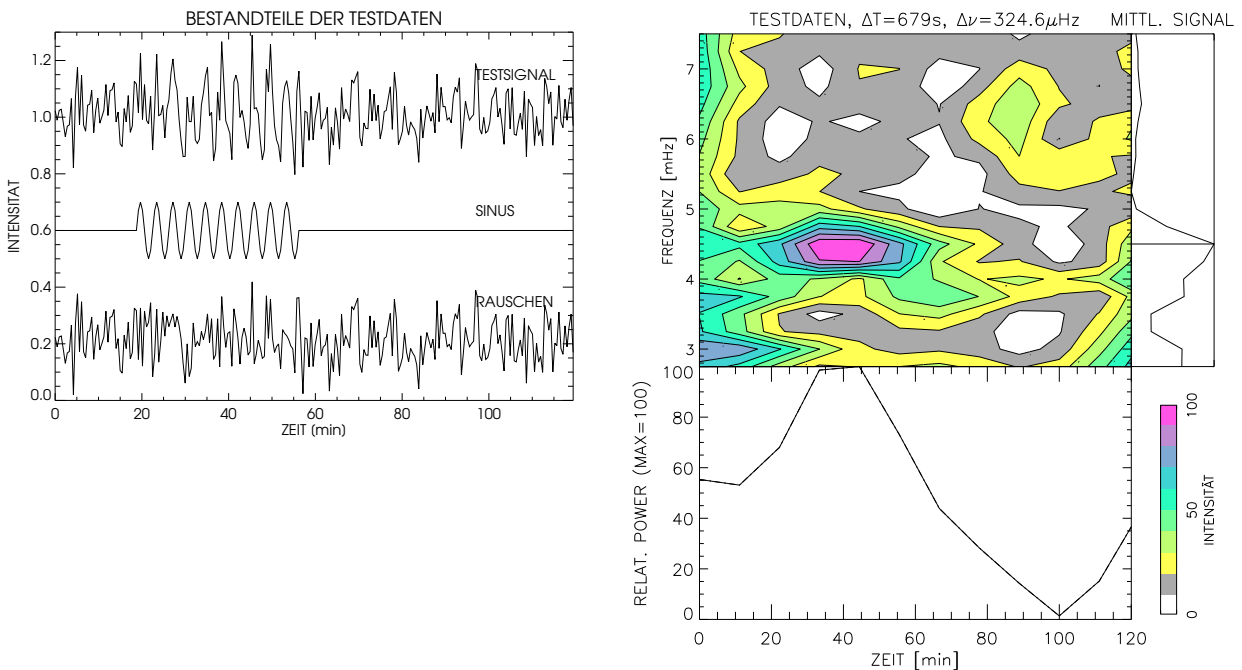


Abb. 4-15a (links): Test-Zeitreihe aus einem Rauschen (gesamter Zeitraum) überlagert von einem 4,4 mHz-Sinus (Dauer 38 min in der Mitte der Zeitreihe; 1.1-fache Amplitude des Rauschens).

Abb. 4-15b (rechts): Das Sinus-Signal ist deutlich in der Frequenz und in der zeitlichen Dauer sichtbar. Der Anstieg der Power bei 4,4 mHz setzt nach 17 min ein und ab 55 min ist der Abfall sichtbar.

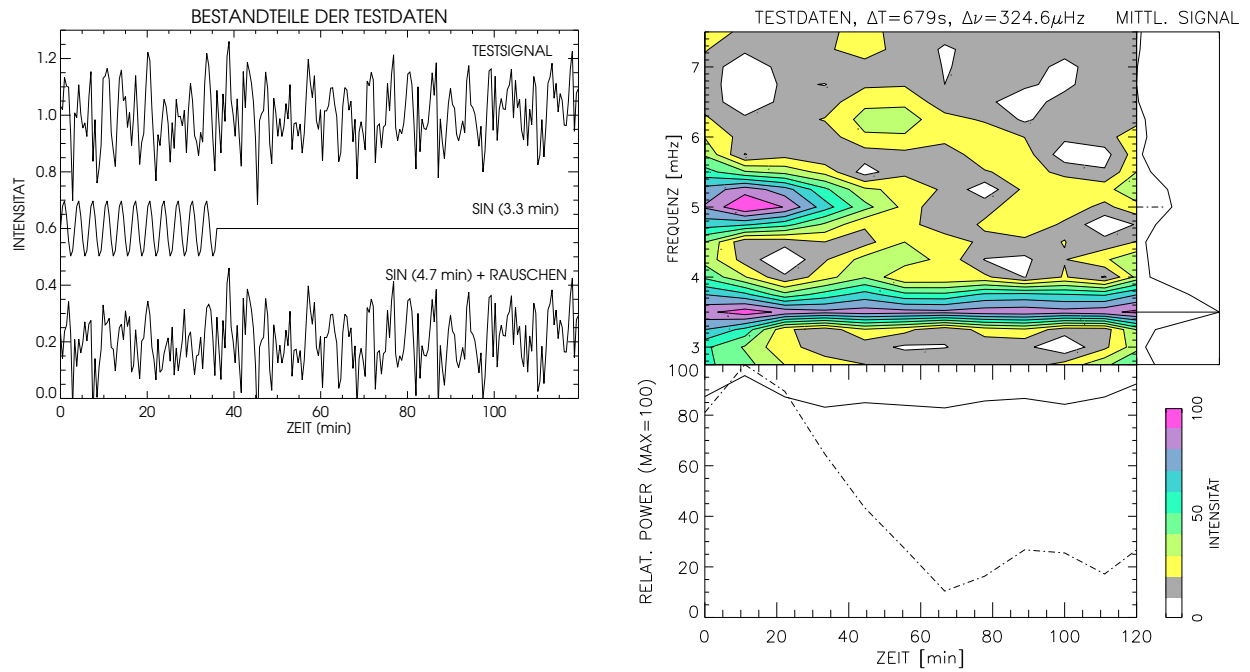


Abb. 4-16a (links): Test-Zeitreihe aus einem Sinus mit 4,7 min Periode und Rauschen gleicher Amplitude im gesamten Messzeitraum, überlagert von einem Sinus mit 3,3 min Periode und gleicher Amplitude in den ersten 36 min (11 Perioden).

Abb. 4-16b (rechts): Die Wavelet-Analyse zeigt das Auftreten beider Sinus deutlich. Die anfangs auftretende Periode von 3,3 min (entsprechend 5,0 mHz) ist auch zeitlich gut einzugrenzen.

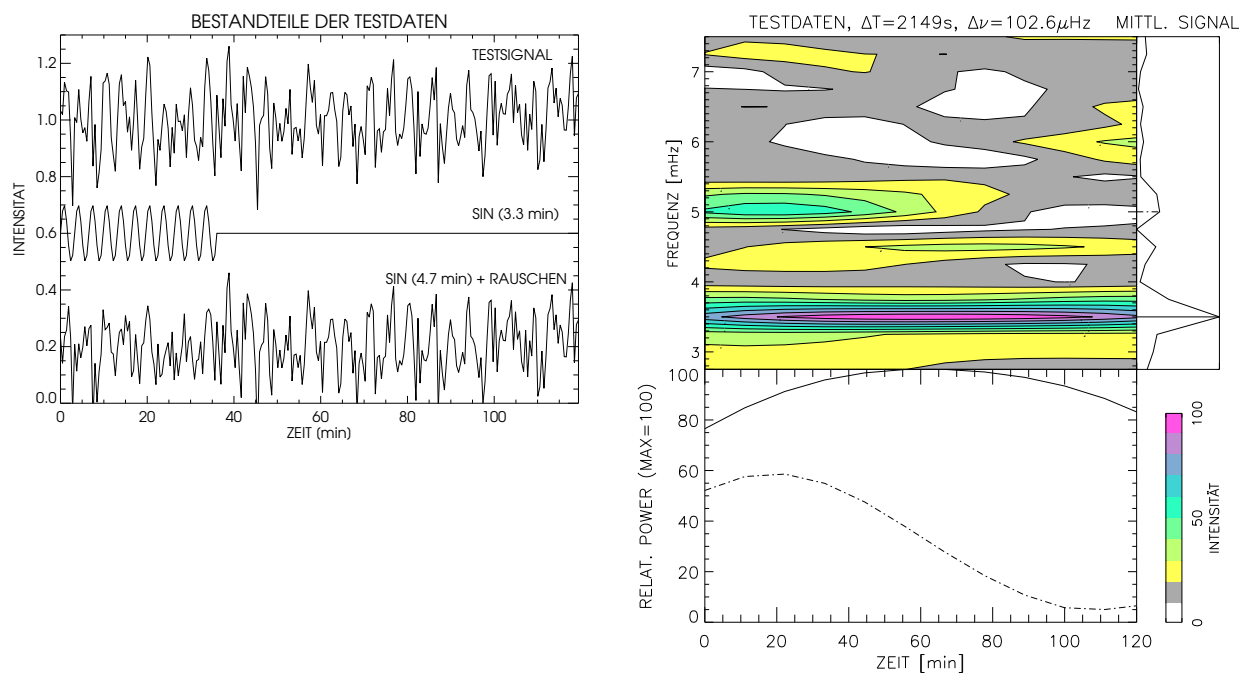


Abb. 4-17a (links): Gleiche Test-Daten wie in Abb. 4-9a: 4,7 min-Sinus und Rauschen gleicher Amplitude im gesamten Zeitraum, überlagert von einem 3,3 min-Sinus gleicher Amplitude in den ersten 36 min (11 Perioden).

Abb. 4-17b (rechts): Wavelet-Analyse mit dreifacher Frequenzauflösung gegenüber den Abb. 4-4 bis 4-9. Die Zeitaufösung ist merklich verringert (36 min gegenüber 11 min in den anderen Abbildungen) und der nicht-signifikante Randbereich wächst an.

Die hier aufgeführten Tests sind ein Teil der durchgeführten Versuche, die Anwendbarkeit der Wavelet-Analyse für die vorliegenden Daten zu sichern. Dabei wurden als wichtige Ergebnisse gefunden, dass sowohl kurzzeitig auftretende Oszillationen aus einem verrauschten Signal herausgefiltert werden als auch benachbarte Perioden in ihrer Frequenz und ihrem zeitlichen Erscheinen getrennt werden können. Da die Fourier-Analyse der Teil-Datensätze schon darauf hinwies, dass kurzzeitige Veränderungen in der vorherrschenden Frequenz sowie im Auftreten von Oszillationen überhaupt auftreten, sollte die Wavelet-Analyse in der getesteten Version in der Lage sein, die Frequenz kurzzeitig vorhandener Oszillationen auch zeitlich zu bestimmen.

An beiden zeitlichen Rändern muss ein Zeitraum von etwa 15 min aus der Interpretation herausgenommen werden. In diesem, von Torrence & Compo als „cone of influence“ bezeichneten, Bereich treten durch die Länge der Wavelets bedingte Vorgänge auf, die das Vorhandensein von periodischen Signalen vortäuschen können.

4.6 Wavelet-Analyse der SUMER-Zeitserien

4.6.1 Oszillationen in NOAA 7986 am 29. August 1996

Die vier Abbildungen 4-18 bis 4-21 zeigen die Ergebnisse der Wavelet-Analyse für die Zeitserien vom 29. August 1996 zwischen 09:08 und 13:20 UT. Das zeitlich sehr variable Verhalten der Oszillationen in Intensität δI und Geschwindigkeit δv ist offensichtlich. Der zeitliche Verlauf ist jeweils für die Frequenz mit der maximalen Power (durchgezogene Linie) sowie für eine weitere Frequenz mit ebenfalls hoher Power im interessierenden Bereich (Strich-Punkt-Linie) dargestellt.

Oszillationen in Intensität δI und Geschwindigkeit δv im Bereich von 5 min (3,3 mHz) sind zwar in allen Datensätzen zeitweise erkennbar, aber in keiner Linie durchgängig zu finden. Frequenzen um 6 mHz sind ebenfalls in allen vier Serien merklich, meist sogar dominierend, aber ebenfalls mit starken Schwankungen. Auffallend ist auch eine Trennung des Auftretens von starken Oszillationen in Intensität und Geschwindigkeit. Power-Maxima in δI und δv treten jeweils in unterschiedlichen Intervallen auf: In der Linie Ne VIII ist praktisch bis gegen 12:30 UT eine starke Intensitäts-Oszillation nachweisbar (Abb. 4-18). Erst nach deren Abklingen nimmt die Geschwindigkeits-Oszillation schnell zu (Abb. 4-19 und 4-20). Dazu kommt, dass die Oszillation in δv anscheinend zuerst (um 12:30 UT) bei tieferen Frequenzen auftritt und dann innerhalb von nur etwa 40 min als starke δv -Oszillation bei 6 mHz zu sehen ist. Zu beachten ist, dass die normierten Power-Werte in Abb. 4-19 die Oszillation aus einem Feld von vielen schwachen Oszillationen als relativ starkes Signal hervorheben. Die Darstellung 4-20 mit Angabe des Signifikanzniveaus zeigt, dass die Oszillation eigentlich eher schwach ist, sich aber signifikant heraushebt.

Ein ähnliches Verhalten ist in der Linie CIV (1548 Å) zu finden, deren Entstehungsbereich tiefer in der Übergangsregion liegt (Abb. 4-21 und 4-22). Allerdings ist die beschriebene Frequenzdrift in den Daten nicht zu erkennen. Es ist lediglich sichtbar, dass merkliche Oszillationen in δv wie in der Ne VIII-Emission erst nach 12:30 UT erscheinen und ebenfalls zuerst bei tieferen Frequenzen (2,9 mHz) zu sehen sind (Abb. 4-22).

Bei der Beschreibung der Datensätze wurde auf die Bildfolge von 65 s in der Serie vom 29. August 1996 hingewiesen. Das limitiert die Suche nach höheren Frequenzen / kürzeren Perioden. Die Nyquist-Frequenz liegt bei 7,7 mHz (entsprechend 2,2 min Periode). Lässt man die Wavelet-Analyse bis an diese Frequenz heran suchen, treten zur Grenze hin merkliche Power-Werte für die Intensitäts-Oszillationen auf (Abb. 4-23 und 4-24). Zeitliche Veränderungen in ähnlichen Zeiträumen, wie sie in den vier vorherigen Abbildungen dargestellt wurden (Abb. 4-23 und 4-24, jeweils im unteren Diagramm), lassen darauf schließen, dass die Oszillation nicht durch die reine Wiederholrate infolge der Abtastung verursacht ist. Vielmehr ist ein solarer Ursprung dieser Frequenz möglich. Das wird auch dadurch unterstrichen, dass die Geschwindigkeits-Oszillationen keinen Anstieg der Power-Werte zu diesem Rand hin zeigen (Abb. 4-19 und 4-22).

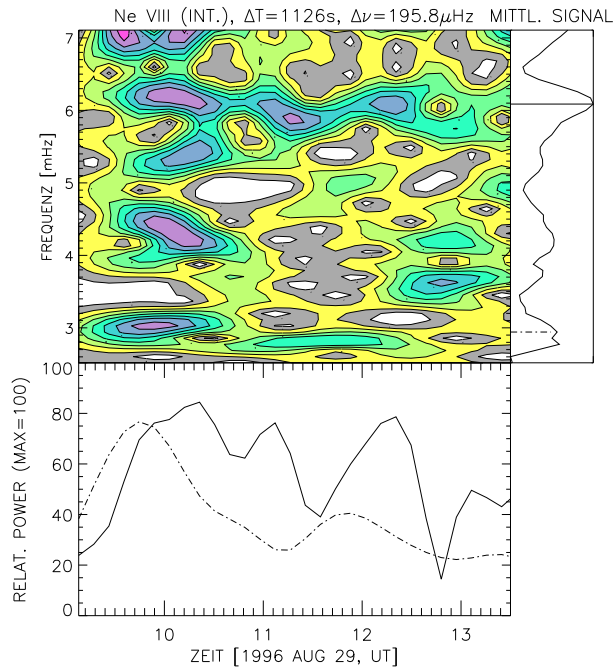


Abb. 4-18: Oszillationen in **Intensität** δI in der Linie Ne VIII (770 \AA). Die vorherrschende Frequenz liegt bei $6,1\text{ mHz}$ (Periode $2,7\text{ min}$), unterliegt aber starken Schwankungen. Phasen des intensiven Auftretens dauern etwa $20\dots 30\text{ min}$ an. Nur zeitweise lässt sich eine Oszillation bei 3 mHz ($5,5\text{ min}$) finden (Strich-Punkt-Linie).

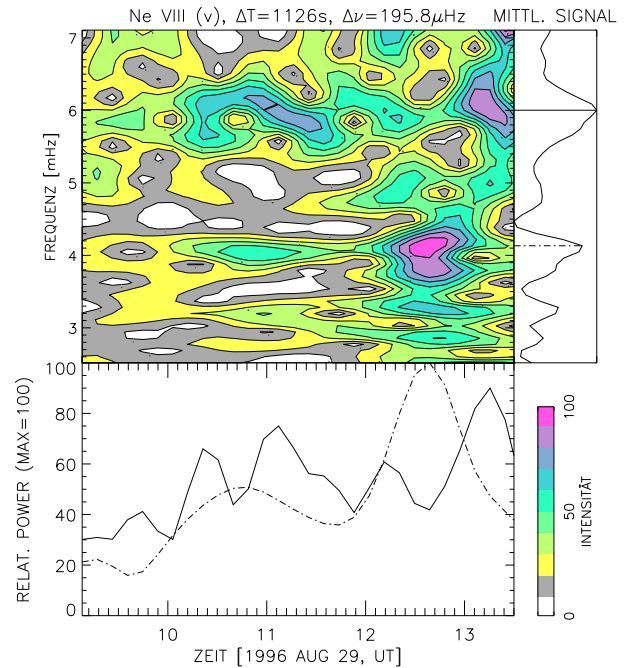


Abb. 4-19: Oszillationen in **Geschwindigkeit** $\delta\nu$ in der Linie Ne VIII (770 \AA). Als vorherrschende Frequenz wird hier fast der gleiche Wert wie für δI gefunden: $6,0\text{ mHz}$ ($2,8\text{ min}$), doch ist die Oszillation nur im letzten Abschnitt der Zeitserie stark. Bemerkenswert ist die Drift der größten Oszillations-Amplitude innerhalb von etwa 30 min von $4,0\text{ mHz}$ ($4,2\text{ min}$; Strich-Punkt-Linie) zu $6,0\text{ mHz}$ ($2,8\text{ min}$).

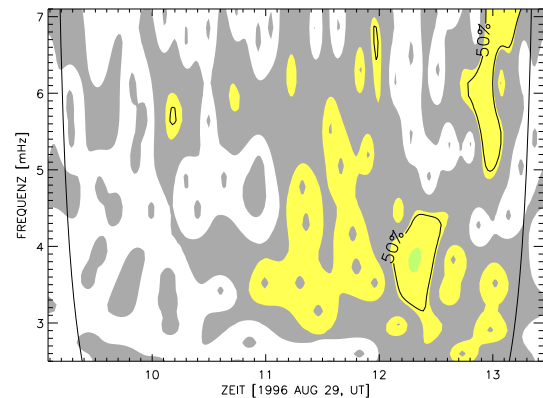


Abb. 4-20: Zur Einschätzung der Signifikanz der Frequenz-Drift der Geschwindigkeits-Oszillationen in Ne VIII aus Abb. 4-19 ist diese Darstellung des Ergebnisses unter Verwendung von Morlet-Wavelets hinzugefügt. Paul- und DOG-Wavelets führen zu praktisch identischen Konturen. Der „cone of influence“ ist auf schmale Randbereiche außerhalb der gefundenen Frequenzdrift beschränkt.

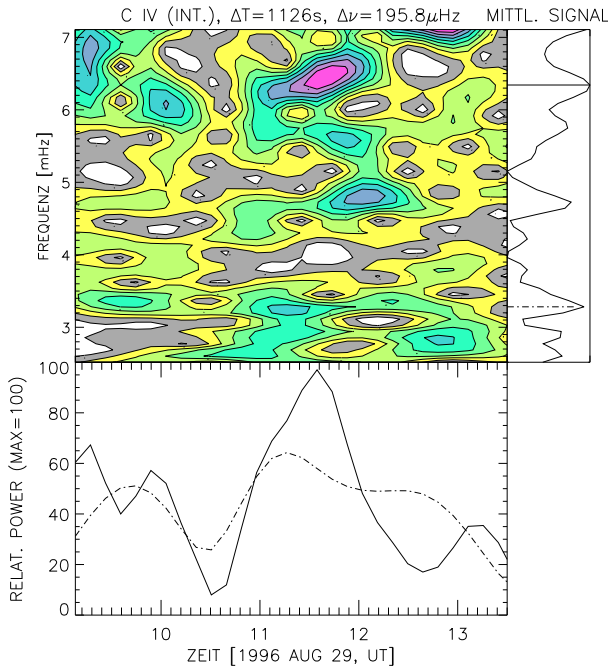


Abb. 4-21: Oszillationen in Intensität δI in der Linie C IV (1548 Å). Die vorherrschende Frequenz liegt bei 6,3 mHz (2,6 min), unterliegt ebenfalls starken Schwankungen. Der Zeitraum des intensivsten Auftretens dauert etwa 30 min. Nur zeitweise lässt sich eine starke Oszillation bei 3,3 mHz (5 min) finden, deren zeitliche Variation durch die Strich-Punkt-Linie wiedergegeben wird.

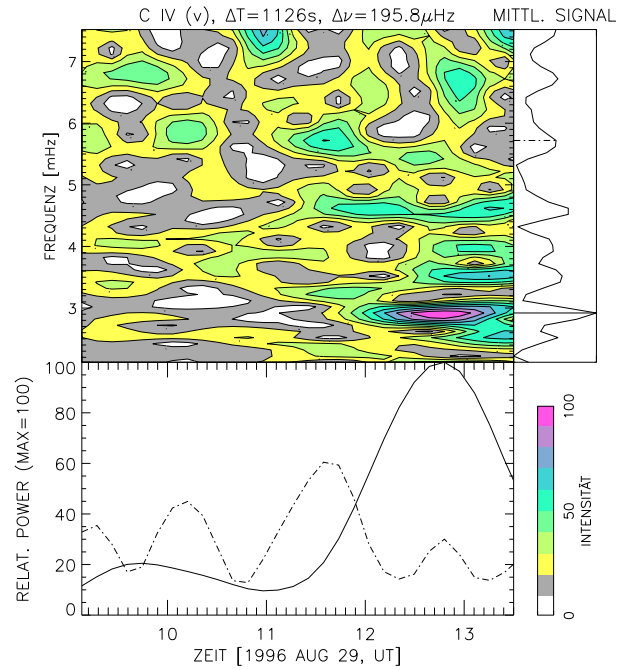


Abb. 4-22: Oszillationen in Geschwindigkeit δv in der Linie C IV (1548 Å). Als vorherrschende Frequenz tritt hier im letzten Abschnitt der Zeitreihe 2,9 mHz (5,8 min) auf. Bemerkenswert ist, dass dieses Maximum zeitlich übereinstimmt mit der in höheren Schichten (in Ne VIII, Abb. 4-19) beobachteten Drift der größten Oszillations-Amplitude innerhalb von etwa 30 min. Oszillationen bei 4,6 mHz (3,6 min) treten nur mit geringer Intensität auf (Strich-Punkt-Linie).

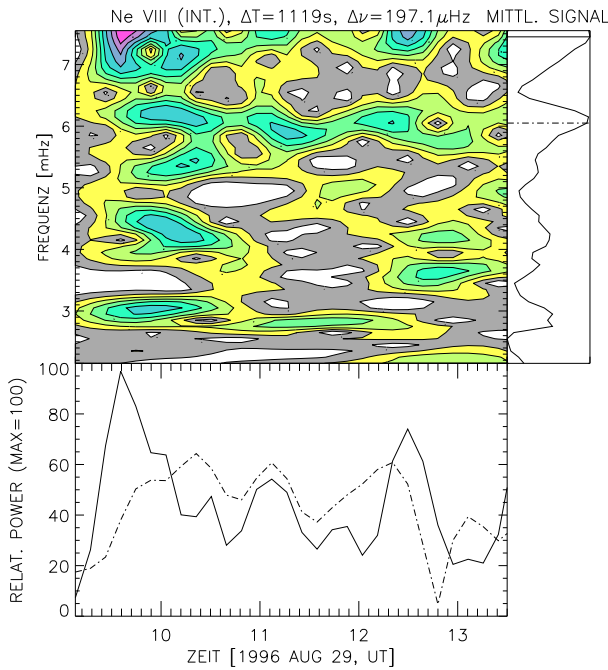


Abb. 4-23: Oszillationen in Intensität δI in der Linie Ne VIII (770 Å) in höheren Frequenzen bis an die Nyquist-Frequenz (durchgezogene Kurve). Die Strich-Punkt-Linie gibt den Verlauf der vorher diskutierten Oszillation im Bereich von 6 mHz wieder.

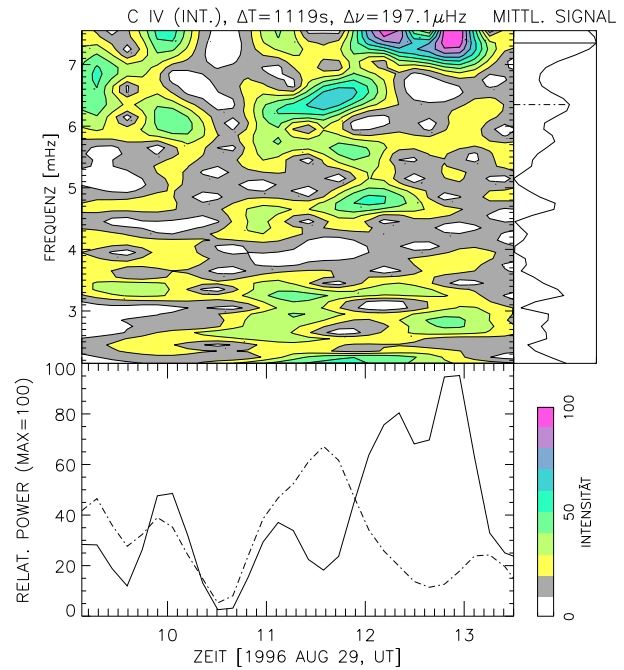


Abb. 4-24: Oszillationen in Intensität δI in der Linie C IV (1548 Å) in höheren Frequenzen bis an die Nyquist-Frequenz (durchgezogene Kurve). Die Strich-Punkt-Linie zeigt den Verlauf der vorher diskutierten Oszillation im Bereich von 6 mHz.

Die Abbildungen 4-23 und 4-24 erfassen den Frequenzbereich, der auch in den Fourier-Spektren (Abb. 4-4) wiedergegeben ist. Die aus den 40 min langen Teilserien abgeleiteten maximalen Power-Werte (Abb. 4-5) sollten einen zeitlichen Verlauf zeigen, der den durchgezogenen Kurven in den Abbildungen 4-23 und 4-24 entspricht. Natürlich gelten die im Abschnitt 4.3 gemachten Ausführungen hinsichtlich der immer kürzer werdenden Datenserien bei dieser Unterteilung und die Ergebnisse sind nicht mit denen der Wavelet-Analyse identisch. Ferner ist die Unterteilung in Teil-Datensätze willkürlich und kann Intervalle mit tatsächlich auftretenden Periodizitäten zerteilen, so dass diese nicht erkennbar werden. Angesichts der rapiden Fluktuationen innerhalb von 20 min, wie sie die Wavelet-Analyse in jedem Datensatz zeigt, ist es leicht denkbar, dass eine Phase mit merklichen Oszillationen in zwei willkürlich für eine Fourier-Analyse von Teil-Datensätzen ausgewählten Intervallen enthalten ist und sich dort nicht signifikant nachweisen lässt. Merkliche Intensitäts-Oszillationen mit Frequenzen bei 7 mHz treten in CIV erst gegen Ende der Beobachtung auf, während sie in Ne VIII vor 10:30 UT und gegen 12:00 UT sichtbar werden. Die nur als generelle Tendenzen aus 40-min-Intervallen (Abb. 4-5) erkennbaren Trends werden durch die Wavelet-Analyse (Abb. 4-23 und 4-24) lokalisierbar.

Weitere Messungen mit entsprechend kurzer Aufnahmefolge könnten diesen Befund untermauern. Desweiteren wurden auch in anderen Daten Oszillationen im Bereich der Chromosphäre und der Übergangsregion gefunden, die Frequenzen oberhalb von 6 mHz (Perioden unter 3 min) aufweisen. Dazu gehören die Ergebnisse späterer Messungen sowie z.B. Resultate von O'Shea et al. (2001).

Auffallend ist, dass die Power-Maxima von δI und δv in den Frequenzen um 5...7 mHz nicht zeitgleich auftreten. In der CIV-Linie (1548 Å) ist der Unterschied am deutlichsten (Abb. 4-21 und 4-22). Merkliche Oszillationen nahe 6 mHz in Intensität und Geschwindigkeit sind in unterschiedlichen Zeitabschnitten nachweisbar. Das kann man als Hinweis auf die Existenz nahezu adiabatischer Bedingungen besonders am Ende des Messzeitraumes interpretieren, wenn die Geschwindigkeits-Oszillation am deutlichsten hervortritt, während in der Periode von 11:00 bis 11:20 UT das starke Auftreten von Intensitäts-Oszillationen auf eine merkliche Abweichung vom adiabatischen Zustand deutet. Dies ist nur ansatzweise aus den Fourier-Spektren der 40 min-Teilserien herauszulesen (Abb. 4-4).

Ein ähnlicher Wechsel ist in der Ne VIII-Linie (770 Å) feststellbar: Die Intensitätsoszillation beherrscht den gesamten Zeitraum von 09:40 bis 12:20 UT (Abb. 4-18; nicht-adiabatischer Zustand); anschließend ist eine starke Geschwindigkeitsoszillation zu finden (Abb. 4-19).

4.6.2 Oszillationen in NOAA 8742 am 29. Oktober 1999

Die Beobachtungen in der Nähe der Lyman- β -Linie betreffen weit tiefere Schichten der Sonnenatmosphäre als die zuvor ausgewerteten Daten. Die Unterschiede der Entstehungshöhen der einzelnen Lyman-Linien sind nur sehr gering. So sind auch kaum Differenzen der beobachtbaren Oszillationen in den einzelnen Linien zu erwarten. Das Gesamtspektrum in beiden Teilen der Zeitserie zeigt, dass keine besonders helle Position (in Spaltrichtung y) zu finden ist, die man mit einer EUV-Plume in Verbindung bringen kann (vgl. Abb. 3-9 und 3-11 im Kapitel 3.2.2). Brynildsen et al. (2001) listen jedoch die Region NOAA 8742 am Beobachtungstag als Region **mit** Plume. Die größte Helligkeit ist um das Pixel $y = 95$ zu finden. Eine weitere Aufhellung tritt um $y = 83$ auf (Abb. 3-10 und 3-12). Von beiden Positionen wurden Zeitreihen von Intensität und Geschwindigkeit gewonnen und analysiert.

Da die Höhen selbst zwischen den Linien Lyman- β und Lyman-5 nicht so unterschiedlich sind, um ein verschiedenes Oszillationsverhalten zu erwarten, können die zeitlich nacheinander gewonnenen Serien auch als eine Zeitserie doppelter Länge betrachtet werden. Dass die Unterschiede tatsächlich nicht beobachtbar sind, wird aus der Wavelet-Analyse der Daten von Lyman 5, 9, 15 und dem Lyman-Kontinuum deutlich, die zuvor in den Abb. 4-26 und 4-27 gezeigt werden. Zum Zusammenfügen werden schließlich die Serien in Lyman- β und Lyman-5 herangezogen (Abb. 4-28 und 4-29 für die Intensität bzw. 4-30 und 4-31 für die Doppler-Geschwindigkeit).

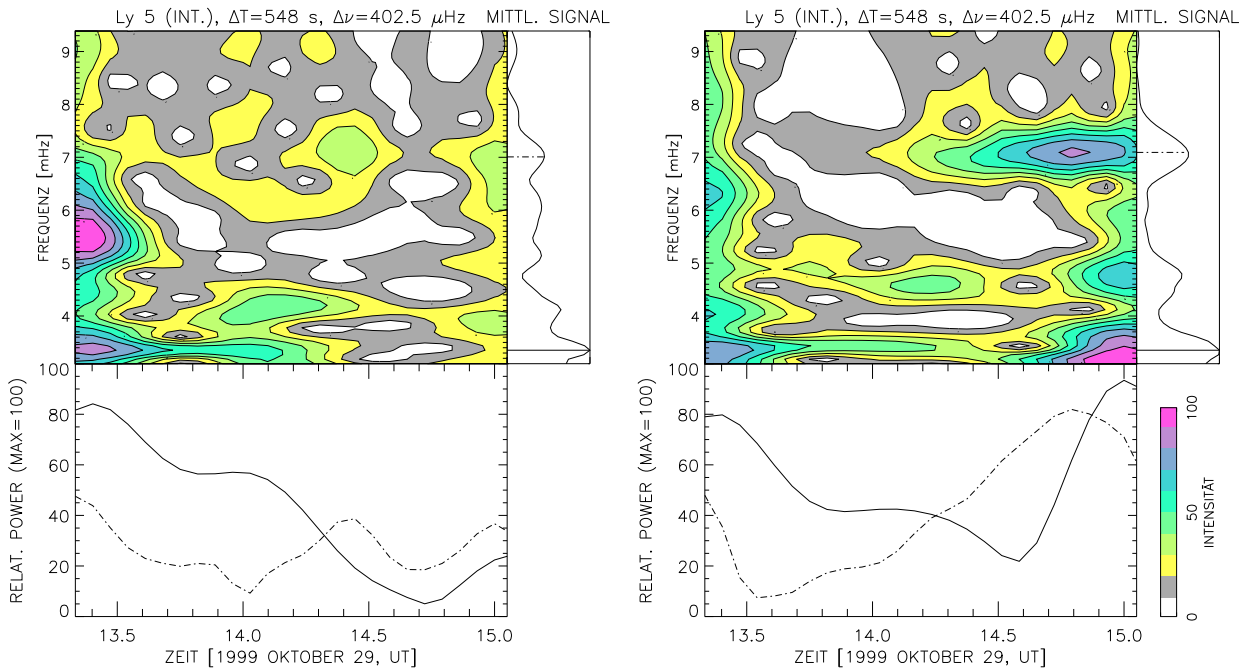


Abb. 4-25: Oszillationen in Intensität δI an unterschiedlichen Positionen in der Linie H I Lyman 5: Position $y = 95$ (links) bzw. Position $y = 83$ (rechts) entlang des Spaltes. Räumlich um 8 Pixel getrennte Bereiche (entsprechend etwa 5000 km Entfernung auf der Sonne) zeigen merklich verschiedene Oszillationen sowohl hinsichtlich ihrer Stärke als auch ihres zeitlichen Auftretens. Gezeigt sind die zeitliche Variation der Oszillationen bei 5 min (durchgezogene Linie) und bei 2 min (Strich-Punkt-Linie). Power-Werte am Rand sind nicht signifikant.

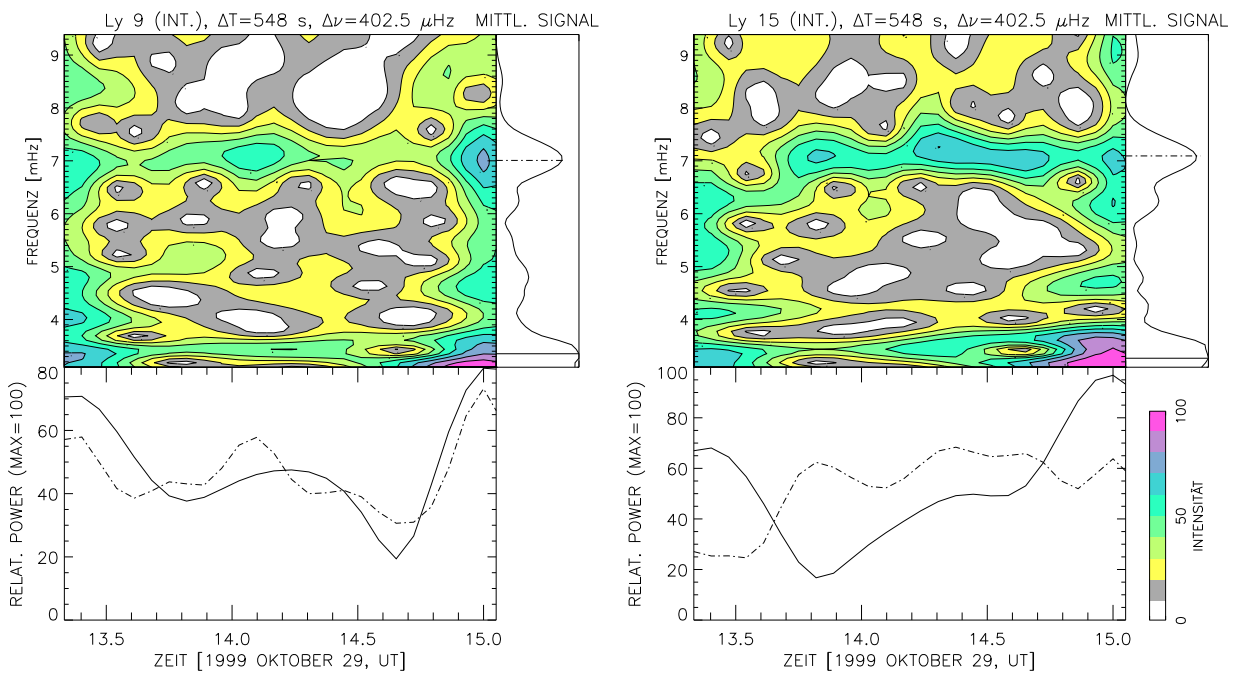


Abb. 4-26: Oszillationen in Intensität δI in verschiedenen Linien: H I Lyman 9 (links) und Lyman 15 (rechts), beide an der Position $y = 83$ auf dem Spalt. Das ist der Ort, der offenbar die intensiveren Oszillationen zeigt (vgl. vorige Abbildung). Der Unterschied der Entstehungshöhen beider Emissionen beträgt nach den theoretischen Rechnungen nur wenige Kilometer, und es handelt sich um optisch dicke Linien. Praktisch dürfte dasselbe Volumen für beide Emissionen verantwortlich sein. Entsprechend wenig unterscheiden sich die Ergebnisse.

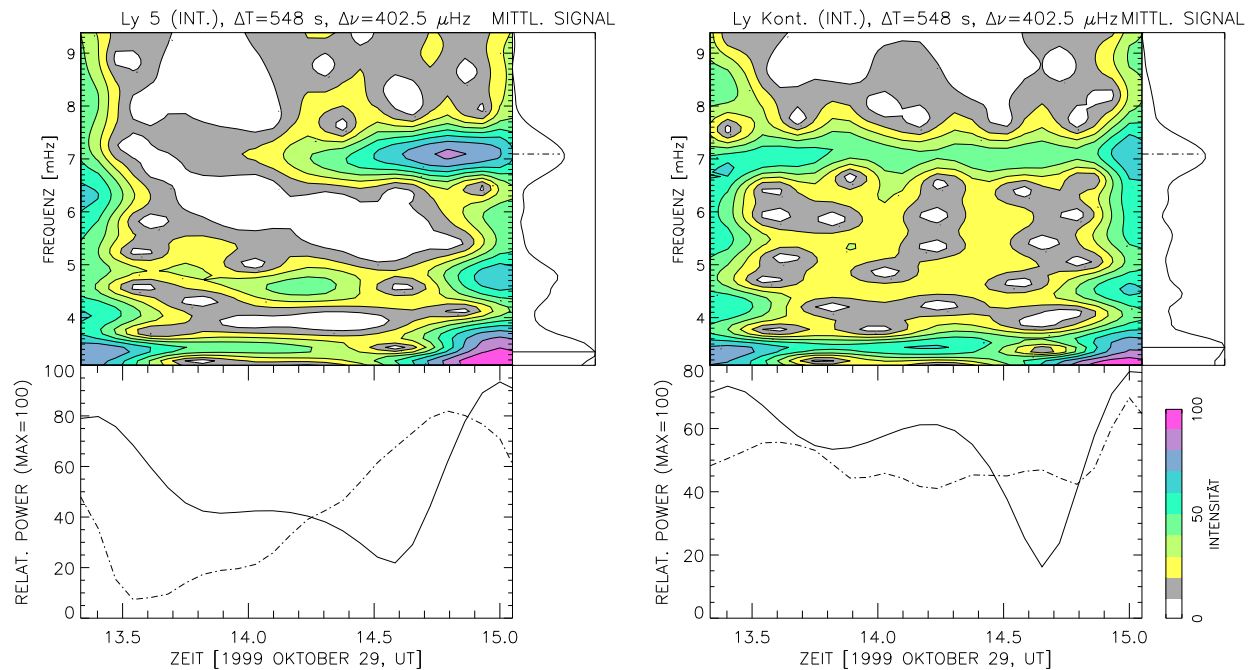


Abb. 4-27: Oszillationen in Intensität δI in der Linie H I Lyman 5 (links) und dem Lyman-Kontinuum (rechts) an der Position $y = 83$ auf dem Spalt. Zwischen diesen beiden Wellenlängen sollte der **maximale Unterschied in den Entstehungshöhen der Lyman-Serie** auftreten. Die Oszillationen unterscheiden sich nicht signifikant.

Die Untersuchungen der Daten von verschiedenen Positionen auf der Sonne (Abb. 4-25) sowie aus „benachbarten Linien“ (Abb. 4-26, 4-27) sollten sicherstellen, dass hinsichtlich der Suche nach Oszillationen die Datensätze gleichwertig sind. Tatsächlich finden wir praktisch eine ständig nachweisbare Oszillation bei 3.3 mHz (Periode 5 min; Abb. 4-25 bis 4-27). Die Intensitäts-Oszillation bei 7 mHz ist lediglich an der Position $y = 83$ über weite Teile der Messung zu finden (Abb. 4-26 und 4-27), nicht aber an der anderen Position auf der Sonne ($y = 95$; Abb. 4-25, links).

Für die weitere Analyse werden nun die Daten von Lyman 5 (intensivste Emission der ersten Teilsreihe und geringster Abstand in der Entstehungshöhe zu Lyman- β) mit den Daten aus Lyman- β im zweiten Teil der Datenserie zu einer Gesamtserie aneinandergestellt. Eine direkte Zusammenfügung in einer Datenserie erforderte wegen der großen Intensitätsunterschiede in beiden Linien die Einführung von zusätzlichen Normierungen. Da die Zeiträume, in denen Probleme mit der Signifikanz einer gefundenen Frequenz aus der Wavelet-Analyse auftreten („cone of influence“), nur kurz sind, wurde eine solche Zusammenfügung nicht vorgenommen. Stattdessen werden die Ergebnisse beider Teilsereien in den Abb. 4-28 und 4-29 für die Intensitäts-Oszillationen gezeigt.

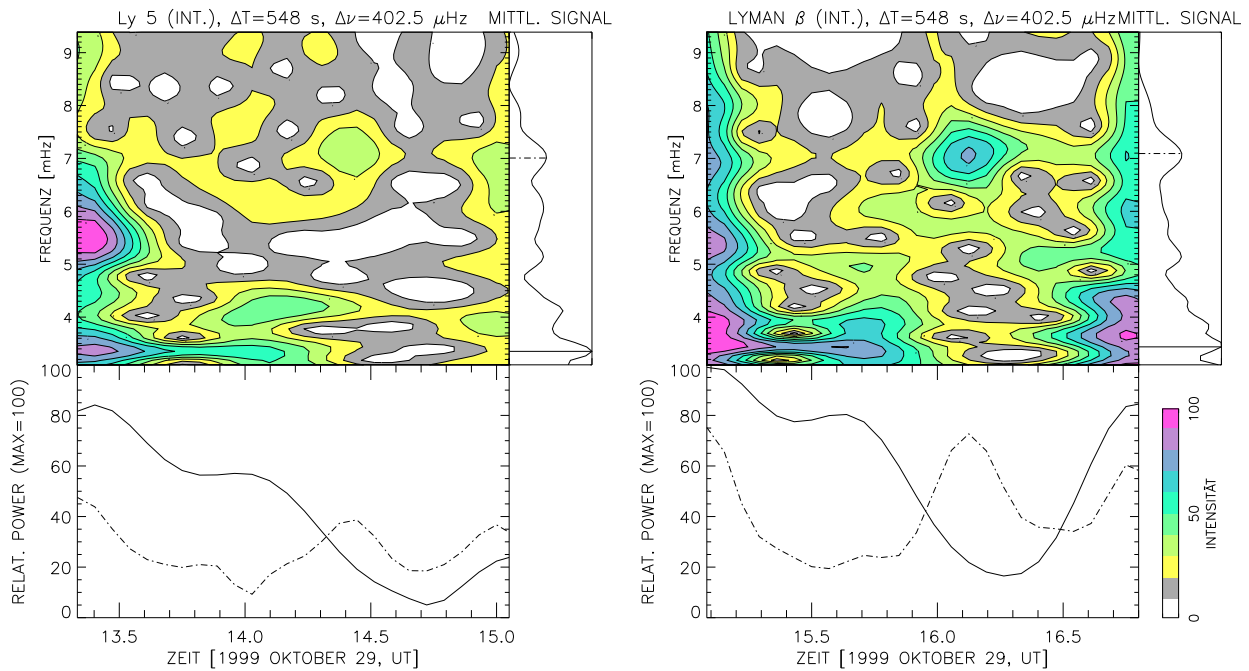


Abb. 4-28: Oszillationen in Intensität δI in den Linien H I Lyman 5 (links) und Lyman- β (rechts) an der Position $y = 95$ auf dem Spalt, d.h. an der Position, die im Linienkern die größte Intensität zeigt. Da der Unterschied in der Entstehungshöhe der beiden Linien unbedeutend für das Schwingungsverhalten sein sollte, sind beiden **zeitlich aufeinanderfolgenden Serien hier nebeneinander gestellt**, so dass der zeitliche Verlauf der Oszillationen als Gesamtverlauf erkennbar ist.

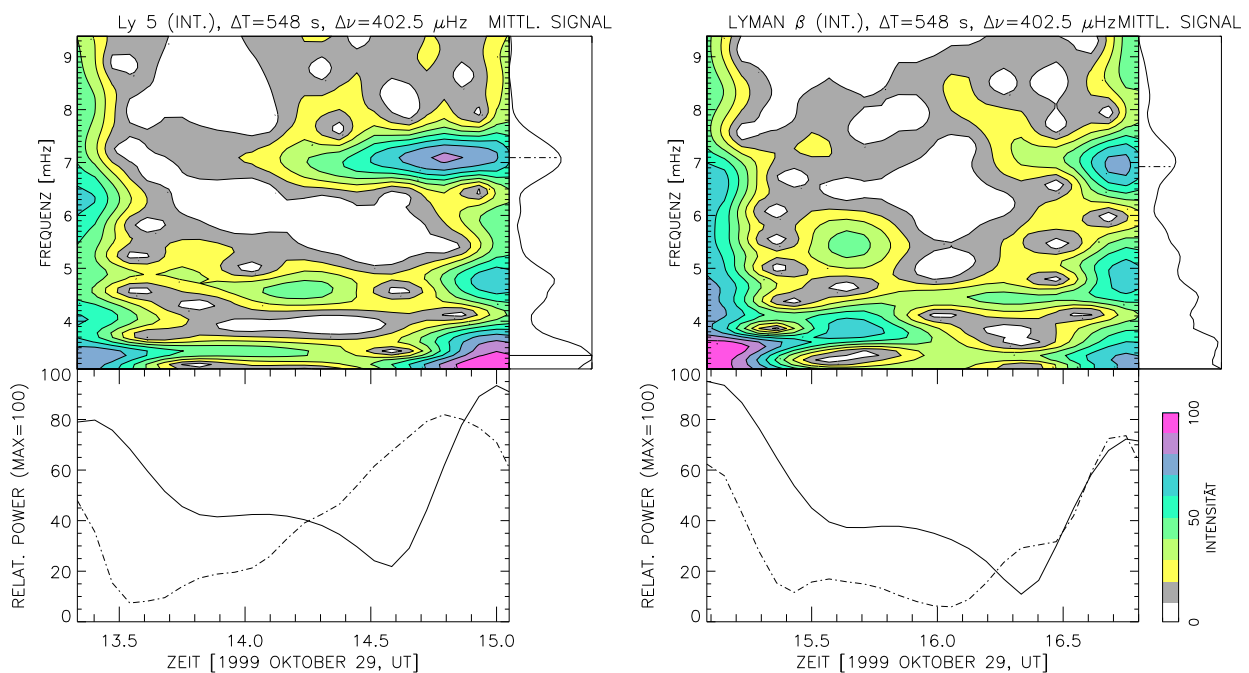


Abb. 4-29: Oszillationen in Intensität δI in den Linien H I Lyman 5 (links) und Lyman- β (rechts) an der Position $y = 83$ auf dem Spalt. Wiederum sind **beide zeitlich nacheinander gewonnenen Serien als eine zeitliche Gesamtserie** zusammengefügt.

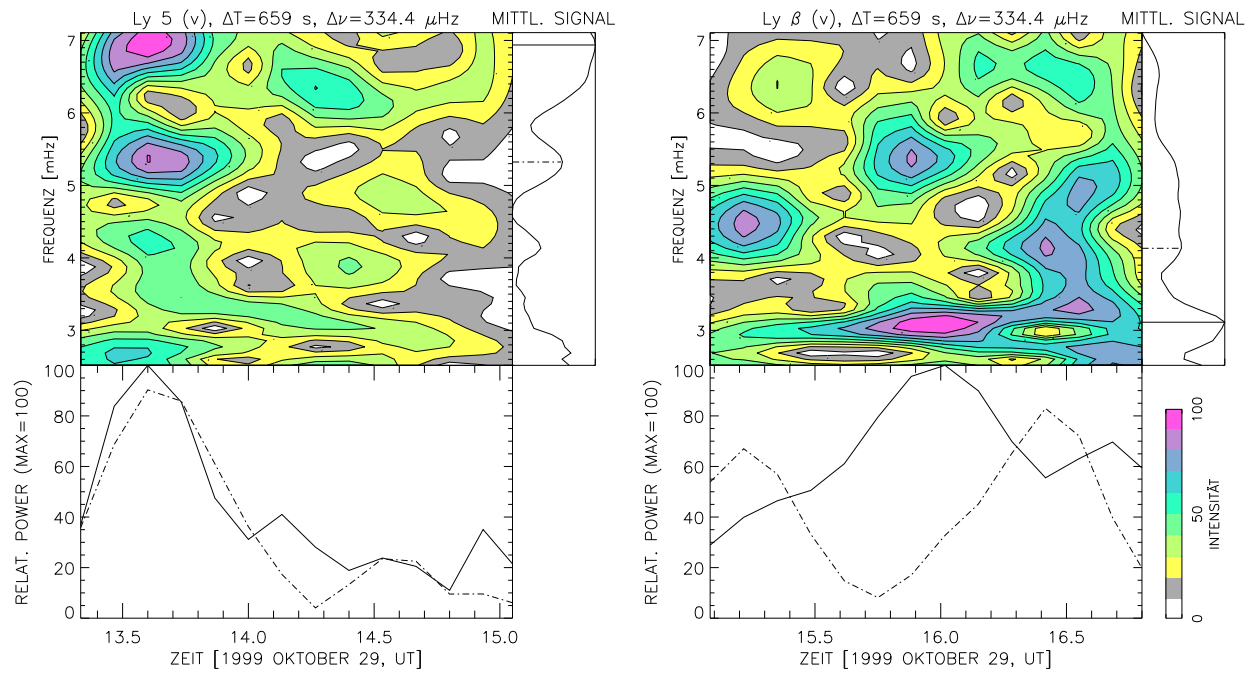


Abb. 4-30: Oszillationen in Geschwindigkeit δv in den Linien H I Lyman 5 (links) und Lyman- β (rechts) an der Position $y = 95$ auf dem Spalt (wiederum die **Position mit der höchsten Intensität im Linienkern**). Wie im vorigen Bild, sind die beiden zeitlich nacheinander gewonnenen Serien hier auch nebeneinander gestellt. Die durchgezogene Kurve bezieht sich auf den Verlauf direkt am unteren Rand bei 3,1 mHz.

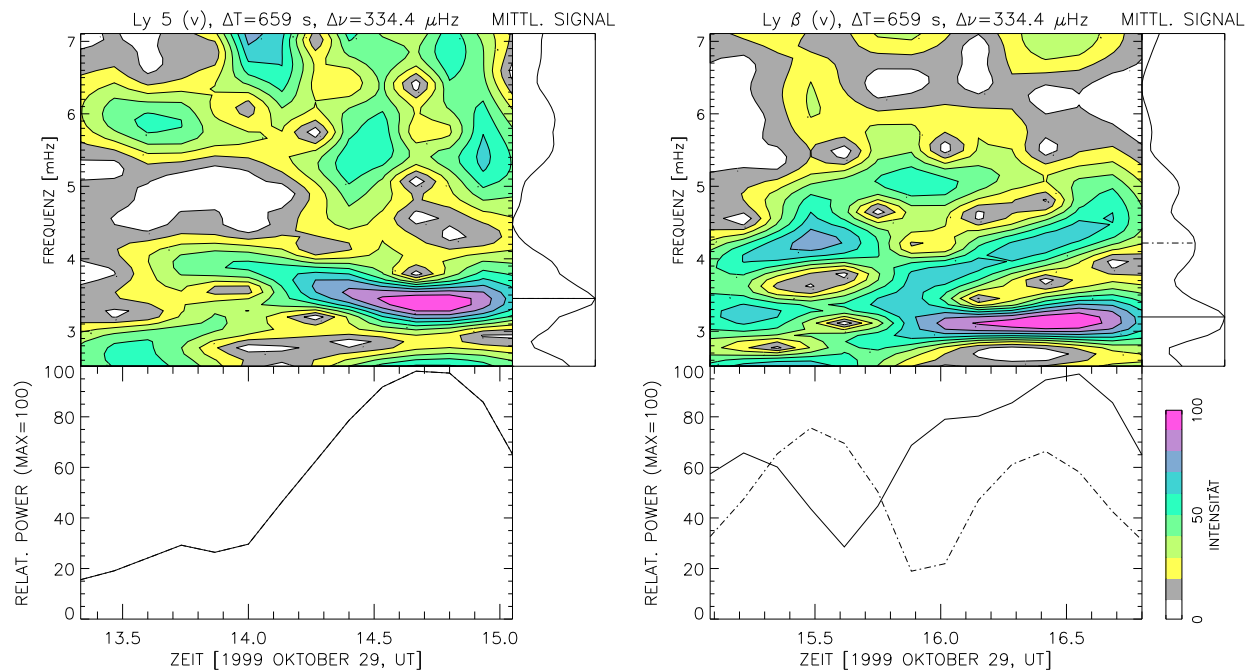


Abb. 4-31: Oszillationen in Geschwindigkeit δv in den Linien H I Lyman 5 (links) und Lyman- β (rechts) an der **Position** $y = 83$ auf dem Spalt. Wie im vorigen Bild, sind die beiden zeitlich nacheinander gewonnenen Serien hier auch nebeneinander gestellt.

Die Doppler-Geschwindigkeiten in den Linien Lyman 5 und Lyman- β wurden wiederum durch einen Gauß-Fit der Linienprofile bestimmt. Wie bei den starken Emissionslinien der Übergangsregion in der ersten Messreihe, ließen sich die Positionen eindeutig ermitteln; Lyman- β ist sogar überaus intensiv (Abb. 3-11). Einflüsse benachbarter Linien oder der Hintergrundes sind nicht zu erwarten. Geschwindigkeits-Oszillationen im Bereich zwischen 3 und 7 mHz sind an beiden ausgewählten räumlichen Positionen $y = 95$ und $y = 83$ über den gesamten Messzeitraum nachweisbar (Abb. 4-30 und 4-31). Die dominierende Frequenz liegt im Mittel bei 3.3 mHz (5 min). Nur zeitweise sind Oszillationen in δv zwischen 5 mHz und 7 mHz nachweisbar. Im Zeitraum ab 16 UT bis 16:40 UT gibt es Hinweise, dass auch hier eine Verlagerung der maximalen Power der Oszillation in δv von tieferen zu einer höheren Frequenz erfolgt. In Lyman- β ist eine Verschiebung von 3.3 mHz auf 5 mHz (Abb. 4-30, rechts) bzw. auf 4.5 mHz (Abb. 4-31, rechts) erkennbar. Die „Geschwindigkeit“ der Verlagerung von etwa $\Delta\nu/\Delta t \approx 2$ mHz/h ist mit der vergleichbar, die in der Übergangsregion in der Linie Ne VIII gefunden wurde.

Außer den chromosphärischen Linien des Wasserstoffs H I enthalten die Spektren der zweiten Zeitserie von 15:05 bis 16:48 UT die Stickstoff-Linie N III bei 992.3 Å (vgl. Abb. 3-11). Ein Gauß-Fit der Linienposition für die Bestimmung der Doppler-Geschwindigkeit war unproblematisch, da das Linienprofil keinen Störungen unterlag. Diese Linie entsteht weit oberhalb der Chromosphäre (Abb. 3-2 sowie Tab. 3-3). Das Auftreten von Oszillationen der Intensität δI und Geschwindigkeit δv sollte sich durchaus merklich von den chromosphärischen Verhältnissen unterscheiden. Die Ergebnisse der Analyse sind in den folgenden Abbildungen gezeigt, und zwar zuerst für die Intensität und anschließend für die Doppler-Geschwindigkeit. Als Vergleich der Parameter zwischen den unterschiedlichen Höhen bietet sich die synchron gemessene Linie des Wasserstoffs H I Lyman- β an.

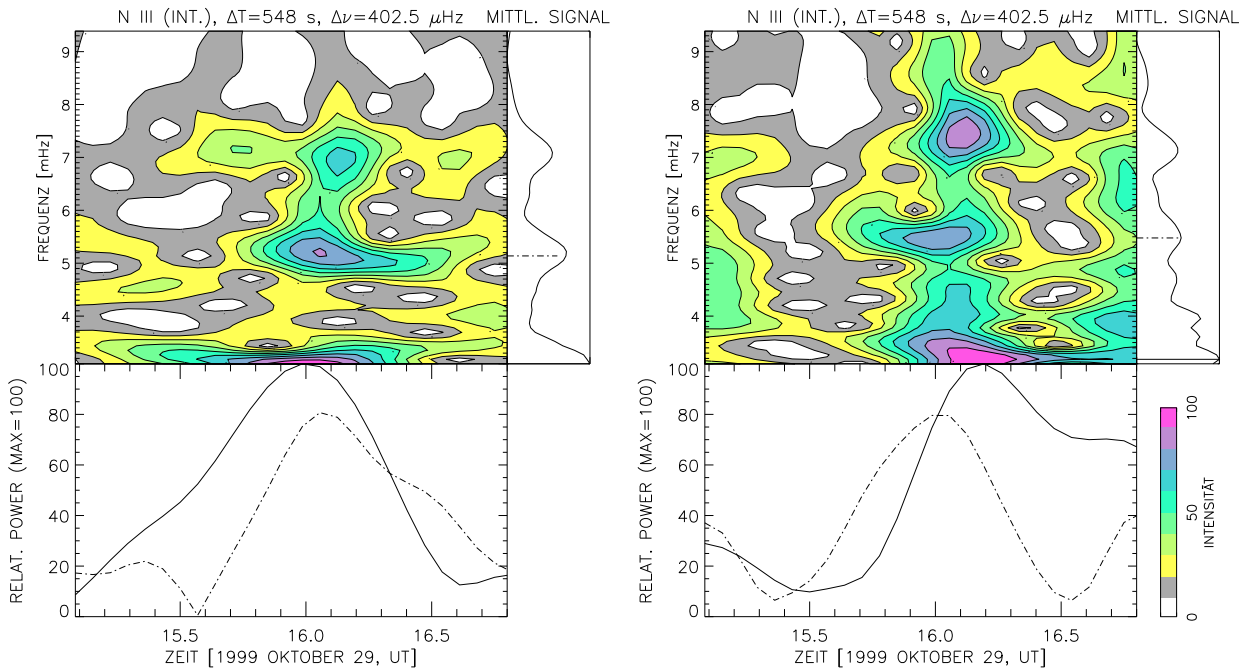


Abb. 4-32: Oszillationen in Intensität δI in der Linie N III an den beiden auch in der Chromosphäre unterschiedenen räumlichen Positionen. Links ist der Verlauf für die Pixel-Position 95 gegeben (Position mit der höchsten Intensität im Linienkern auch in N III), rechts für die Position $y = 83$ auf dem Spalt.

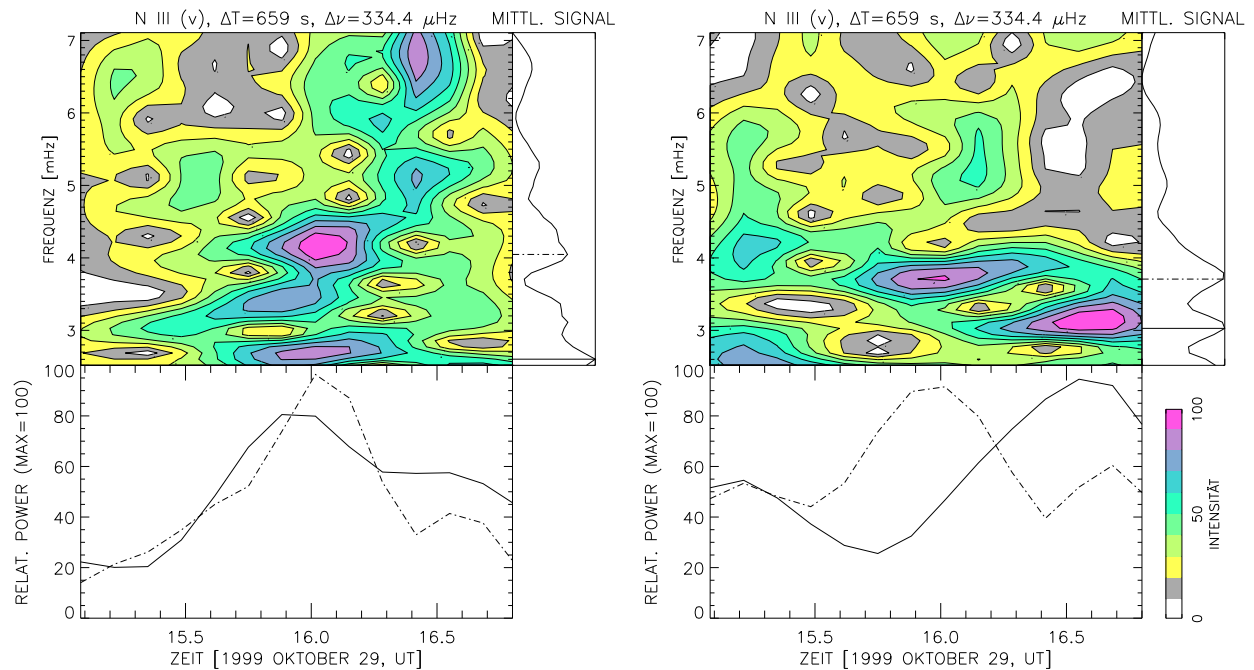


Abb. 4-33: Oszillationen in Geschwindigkeit δv in der Linie N III an den beiden bisher unterschiedenen räumlichen Positionen. Links ist der Verlauf für die Pixel-Position $y = 95$ gegeben, rechts für die Position $y = 83$. Links bezieht sich die durchgezogene Linie wieder auf den zeitlichen Verlauf der Power für die Frequenz am unteren Rand des Diagramms.

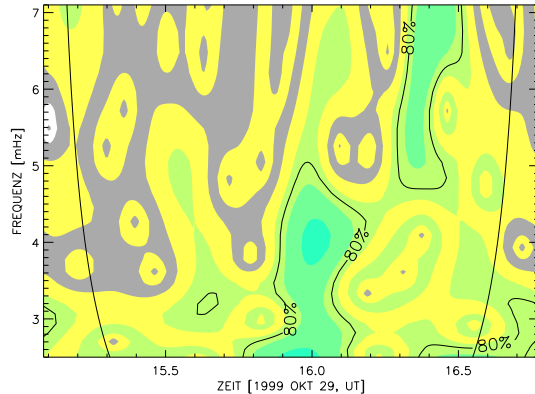


Abb. 4-34: Um die Signifikanz der Frequenz-Drift der Oszillationen aus Abb. 4-33 abzusichern, ist die Darstellung des Ergebnisses unter Verwendung von Morlet-Wavelets hinzugefügt. Die anderen im Programm von Torrence & Compo verfügbaren Wavelets zeigen praktisch identische Konturen.

Die Geschwindigkeitsoszillationen in der Linie N III bei 992.3 \AA zeigen eine vergleichbare Frequenz-drift, wie sie auch in der Beobachtung vom 29. August 1996 zu finden ist (Abb. 4-19 und 4-20). Die Signifikanz ist sogar deutlich höher als bei der ersten Beobachtung. Die Drift erfolgt in beiden Fällen mit etwa $\Delta\nu/\Delta t \approx 0.1 \text{ mHz/min}$. Eine Interpretation wird im Kapitel 7 vorgenommen.

4.7 Wavelet-Analyse der EIT-Intensitätsdaten

Synchron zu den ersten zwei Stunden der SUMER-Messungen am 26. August 1996 wurden auch Bilder mit dem EIT-Instrument in Form einer Messreihe gewonnen (siehe Tabelle 3-3 und die Abb. 3-13 im Kapitel 3.3). Die Bilder in der Linie Fe IX / x bei 171\AA (10^6 K) entstehen oberhalb der mit SUMER erfassten Ne VIII-Linie bei 770.4\AA ($6 \cdot 10^5$ K). Während der SUMER-Messungen wurden in anderen EUV-Linien nur Einzelbilder aufgenommen. Bildserien wären dann von großem Interesse, wenn in der Übergangsregion sowie in der „ersten“ Koronalinie Oszillationen nachweisbar sind.

Für die Bearbeitung von EIT-Aufnahmeserien wird ein IDL-Programmpaket „Solar Soft“ (sswidl) zur Verfügung gestellt. Im Programm `eit_prep` wird von den Bildern ein Hintergrund abgezogen, eine Entzerrung sowie ein Flatfielding vorgenommen. Als Ergebnis entstanden so 197 EIT-Intensitäts-Bilder von 150 Pixeln (entspricht etwa $180''$) Kantenlänge in der Linie Fe IX / x.

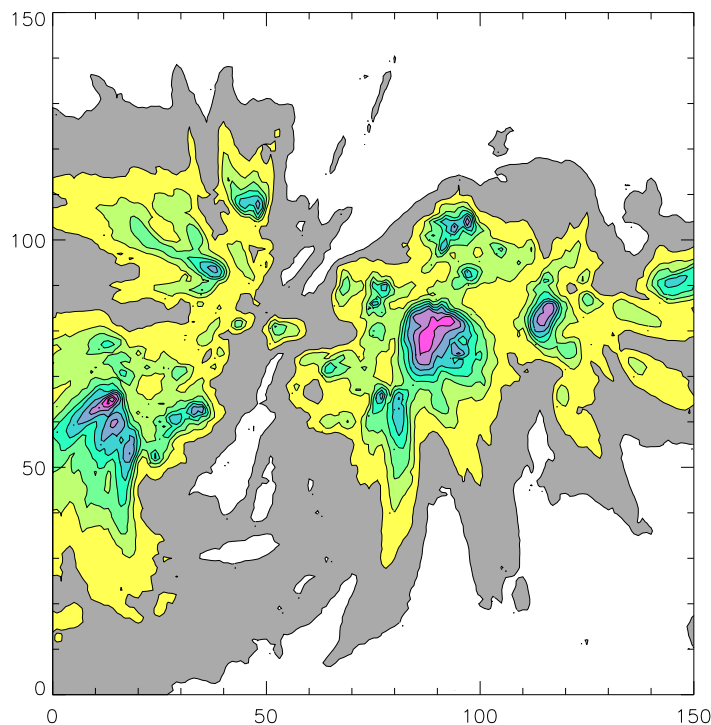


Abb. 4-35: Isolinien der Intensität im Bild Nr. 91 der EIT-Serie um 09:55 UT am 29. August 1996. Das Maximum der Intensität tritt stets in einem engen Bereich auf, der sich innerhalb des Beobachtungszeitraumes nicht aus einem Feld von 3×3 Pixeln mit $x = 77 \pm 1$, $y = 95 \pm 1$ verlagert. Zum Vergleich und zum Auffinden eventueller genereller Änderungen der EUV-Helligkeit wurde ein 50×20 Pixel großes Areal von Pixel (101,131) bis (150,150) ausgewählt, in dem keine Aktivitätsvorgänge (Helligkeitsvariationen) gefunden wurden.

Die helle EUV-Plume ist nicht nur in den von SUMER beobachteten EUV-Linien deutlich ausgeprägt, sondern auch in der unteren Korona sichtbar. Die Intensität in dem Bereich um die Umbra-Position ist in den Fe IX / x-Bildern nur wenig variabel, so dass die Zuordnung von genauen Positionen in den aus den Scans rekonstruierten SUMER-Bildern und den EIT-Intensitätsdaten kaum eine Bedeutung hat. Die EIT-Daten wurden mit den Standard-Routinen bearbeitet, d.h. mit dem IDL-SSW-Paket reduziert (Flatfielding, Normalisierung).

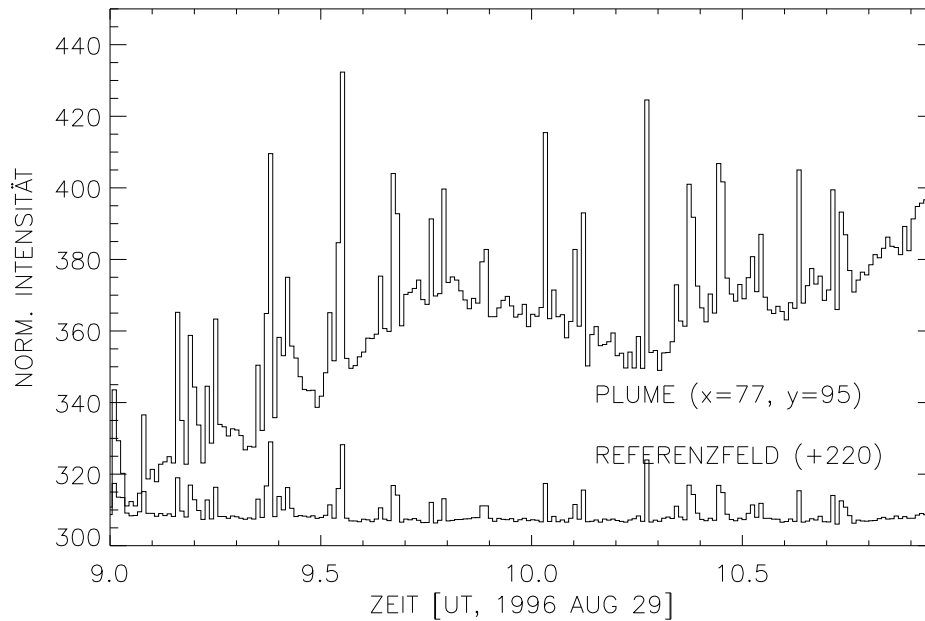


Abb. 4-36: Zeitlicher Verlauf der Intensität aus den EIT-Aufnahmen am 29. August 1996 zwischen 09:00 und 10:59 UT nach der beschriebenen Datenbehandlung. Die Intensität in der EUV-Plume zeigt auffällige Helligkeitsvariationen während der gesamten Beobachtung. Zahlreiche Peaks zeichnen sich auch in den Intensitätsdaten im Referenzfeld (1000 Bildelemente außerhalb der aktiven Bereiche) ab. (Zur Darstellung wurden die Intensitäten aus dem Referenzfeld um 220 verschoben.)

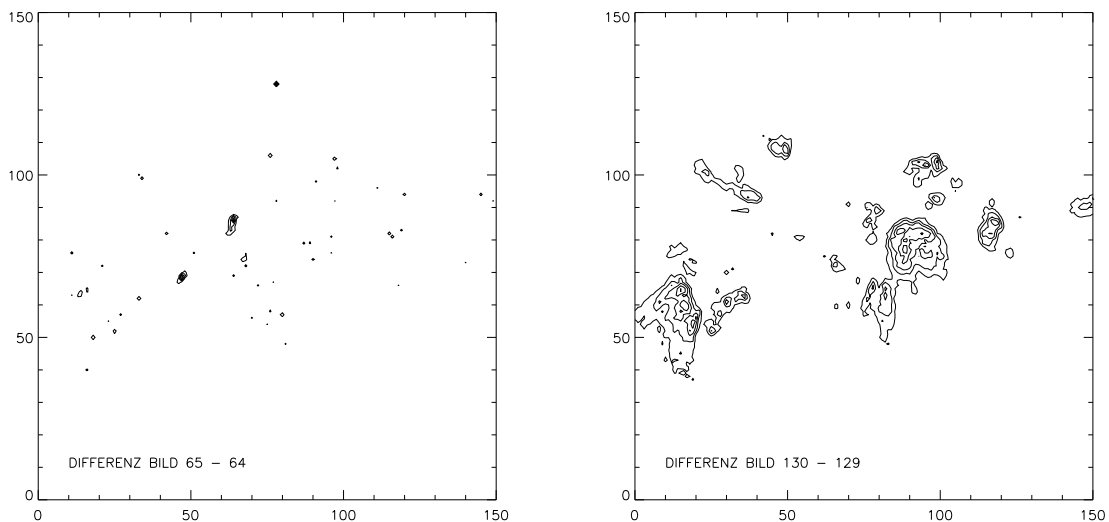


Abb. 4-37: Differenz von aufeinanderfolgenden EIT-Bildern. Links: Nur wenige Bildelemente zeigen merkbare Differenzen (09:39 UT). Rechts: Fast die gesamten Bereiche der Plume und anderer Emissionsgebiete sind um einen Faktor ≈ 2 intensiver (10:18 UT).

Um nach Oszillationen der Intensität δI zu suchen, die sich möglicherweise bis in diese Schichten oberhalb der Übergangsregion fortgepflanzt haben, wurde ein $3 \times 3 px^2$ umfassendes Areal um die Position der Umbra als Zeitserie analysiert ($x = 77 \pm 1$, $y = 95 \pm 1$). Diese Daten wurden genauso behandelt wie die SUMER-Intensitätsdaten.

Bemerkenswert waren die zahlreichen Spitzen der Intensität (Abb. 4-36). Diese traten gleichermaßen im Areal der Plume auf wie auch in dem großen Vergleichsbereich von 1000 Bildpunkten.

Die meisten dieser Spitzen betreffen einzelne oder maximal zwei benachbarte Aufnahmen, und zwar in beiden Arealen. Während in der Serie aufeinanderfolgende Bilder meist nur geringe Intensitätsunterschiede zeigen oder diese auf kleine Areale beschränkt sind (Abb. 4-37, links), waren die Differenzen zu den durch Spitzen gekennzeichneten Zeitpunkten um mehr als eine Größenordnung höher und betrafen zahlreiche Regionen, die generell merkliche EUV-Emission zeigten (Abb. 4-37, rechts). Die Normierung auf das Vergleichsfeld würde sofort alle Spitzen eliminieren. Doch zeigen die Differenzbilder, dass offenbar reale Intensitätsfluktuationen in bestimmten Arealen für die Spitzen verantwortlich sind. Zur Suche nach Oszillationen muss somit die Intensitätskurve aus Abb. 4-36 verwendet werden. Da die Spitzen einen *mittleren Abstand* von 6 min haben, würde man bei einem Herausfiltern nur lange Perioden in den Daten erhalten. Zum Vergleich ist die auf das Referenzbild reduzierte Datenserie in Abb. 4-38 gezeigt. Eine Wavelet-Analyse dieser Datenreihe lässt keine Frequenzen im interessierenden Bereich erkennen.

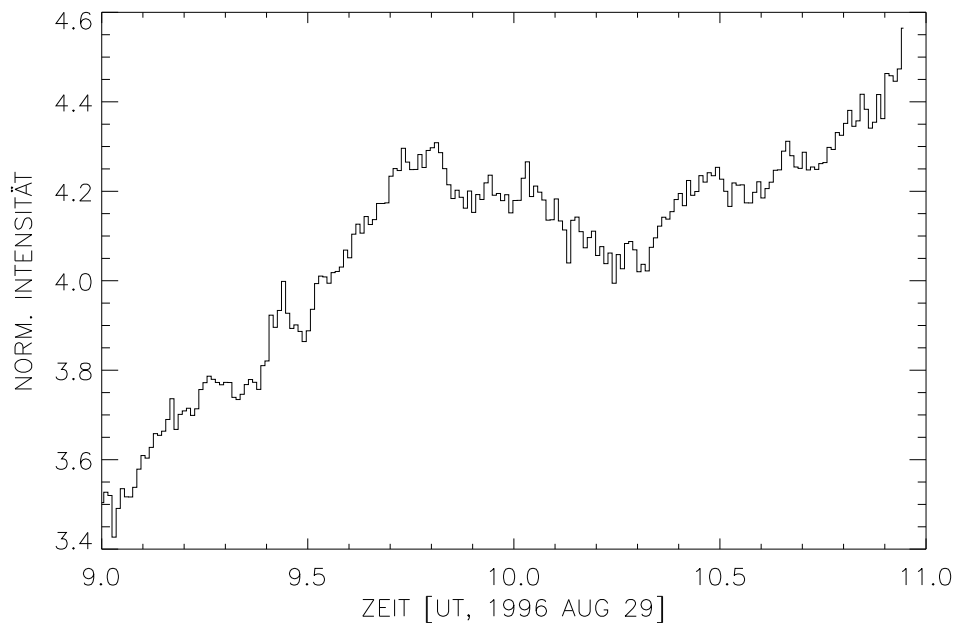


Abb. 4-38: Auf das Referenzfeld normierte Intensität aus den EIT-Aufnahmen. Sämtliche Spitzen, die aber offenbar reale Intensitätsvariationen u.a. im Areal der Plume darstellen, sind dadurch aus der Serie entfernt.

Der genannte mittlere Abstand der Spitzen von etwa 6 min kann in der Wavelet-Analyse (Abb. 4-39) als Frequenz von 3 mHz vage erkannt werden. Wie die Abb. 4-40 zeigt, ist dies aber kein signifikantes Signal, denn die Abstände der Spitzen in der Datenserie sind offenbar nicht regelmäßig. Für die Fragestellung der Arbeit ist festzuhalten, dass die Wavelet-Analyse der Daten aus Abb. 4-36 keinerlei Anzeichen für Oszillationen im Bereich zwischen 2 und 5 min Periodenlänge ergab. Die auffälligen Intensitätspeaks erfolgen offenbar nicht in periodischer Weise. Oszillationen, wie sie in den Emissionslinien der Übergangsregion zu finden sind, treten in der mit EIT beobachteten Höhe nicht in messbarer Weise auf.

Die Wavelet-Analyse der Intensitätsvariationen in den EIT-Bildern der Fe IX / x-Linie bei 171 Å zeigt keine Anzeichen für Intensitäts-Oszillationen im Bereich zwischen 3 und 7 mHz.

Während die in der Übergangsregion entstehenden Linien C IV und Ne VIII zur gleichen Zeit beobachtbare Oszillationen in Intensität **und** Geschwindigkeit zeigen, sind weder in der hellen EUV-Plume noch in einem anderen Bereich des EIT-Bildes Oszillationen im entsprechenden Frequenzbereich nachweisbar. Unabhängig von den möglichen Artefakten ist aus den Beobachtungen zu schließen, dass sich Oszillationen in Intensität und Geschwindigkeit nicht in die untere Korona fortsetzen.

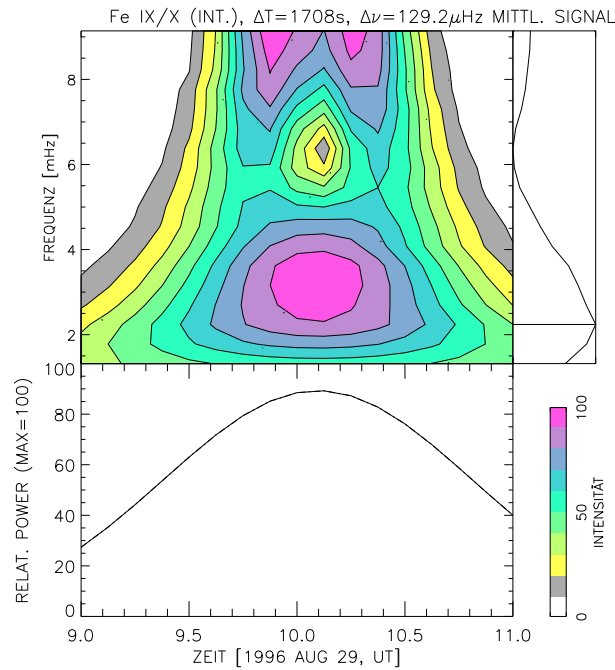


Abb. 4-39: Die Suche nach Oszillationen zeigt keine signifikanten Oszillationen. Die scheinbar höheren Powerwerte zu den hohen Frequenzen sind lediglich eine Folge der Normierung, wonach der höchste Wert = 100 gesetzt wird (vgl. Abb. 4-40).

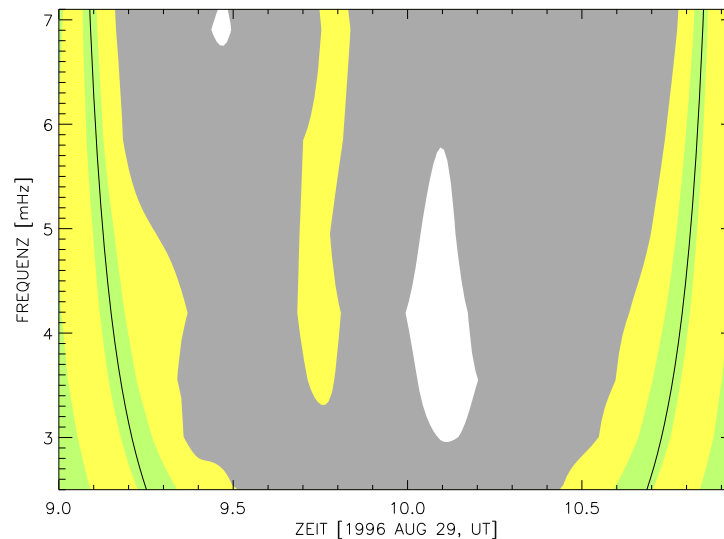


Abb. 4-40: Ergebnis der Wavelet-Analyse nach Torrence & Compo. Im gesamten Bereich der interessierenden Frequenzen ist keinerlei signifikante Power nachweisbar. Zur Suche wurde das Signifikanzniveau bereits auf 20% zurückgesetzt.

Als Ursache für das „Fehlen“ der Oszillationen kommt z.B. eine starke Dämpfung in Frage. Ebenso können in der Übergangsregion anfangs noch auftretende Intensitäts-Oszillationen (die auf nicht-adiabatische Bedingungen hinweisen) durch zunehmend adiabatische Verhältnisse in den größeren Höhen verschwinden. Außerdem kann eine dominierende Abwärts-Reflektion der Wellen unterhalb des 10^6 K-Niveaus für diese Beobachtung verantwortlich sein.

Da bereits in den Schichten der Übergangsregion eine rapide zeitliche Variation in der Stärke der Oszillationen zu verzeichnen ist – bis zum völligen Verschwinden in typischen Zeiträumen von 20...30 min –, sind rasch veränderliche Bedingungen offenbar typisch und somit die Nicht-Nachweisbarkeit insbesondere von Intensitäts-Oszillationen im Bild der eingangs gemachten Bemerkungen kaum überraschend.

4.8 Korrelation von Datenserien und Phasenverschiebung

Untersuchungen der Korrelation von gleichzeitig gemessenen Daten lassen Schlüsse auf die Phasenlage der betreffenden Parameter zu. Natürlich spielen bei den Betrachtungen die zufälligen Fehler der Einzelwerte eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Die Verwendung von Mitteln über mehrere Bildelemente sollte bereits zu einer Reduktion des Rauschens beitragen. Große Fehler sind beispielsweise durch Cosmics und andere Störungen möglich, obgleich diese in der Regel nur eine der Emissionslinien betreffen werden.

Einige zufällig zeitlich zusammenfallende hohe Werte in zwei Zeitreihen können einen hohen Korrelationskoeffizienten zur Folge haben, ohne dass die Serien insgesamt tatsächlich stark korreliert sind. In solchen Fällen würde die Betrachtung der Position von übereinstimmenden Abschnitten der ersten Ableitungen der Messdaten, d.h. die Suche nach simultanen gleichgerichteten Änderungen, weniger Störeinflüssen unterliegen. Ferner ist eine Gaußtransformation der Messdaten und die Anwendung eines rangnormierten Korrelationskoeffizienten angeraten. Beispielsweise hat sich der Spearman-Korrelationskoeffizient bei verschiedenen astrophysikalischen Untersuchungen als zweckmäßig erwiesen (z.B. Macklin, 1982; Walther, 1999).

Für die Vergleiche der SUMER-Zeitreihen wurde der Spearman-Korrelationskoeffizient ρ herangezogen, der neben der rangnormierten Korrelation eine Signifikanz für seine Abweichung von Null angibt. Diese Signifikanz liegt im Intervall $[0, 1]$, wobei ein kleiner Wert eine hohe Signifikanz bedeutet.

Von den zahlreichen Messreihen sollte auf Grund der fast identischen Entstehungshöhen und Temperaturen zwischen den einzelnen Linien der H I Lyman-Serie eine hohe Korrelation auftreten. Als Beispiel sind hier die Serien in Lyman 5 und Lyman 15 aus dem Zeitraum 13:20–15:04 UT aufgeführt (Abb. 4-41).

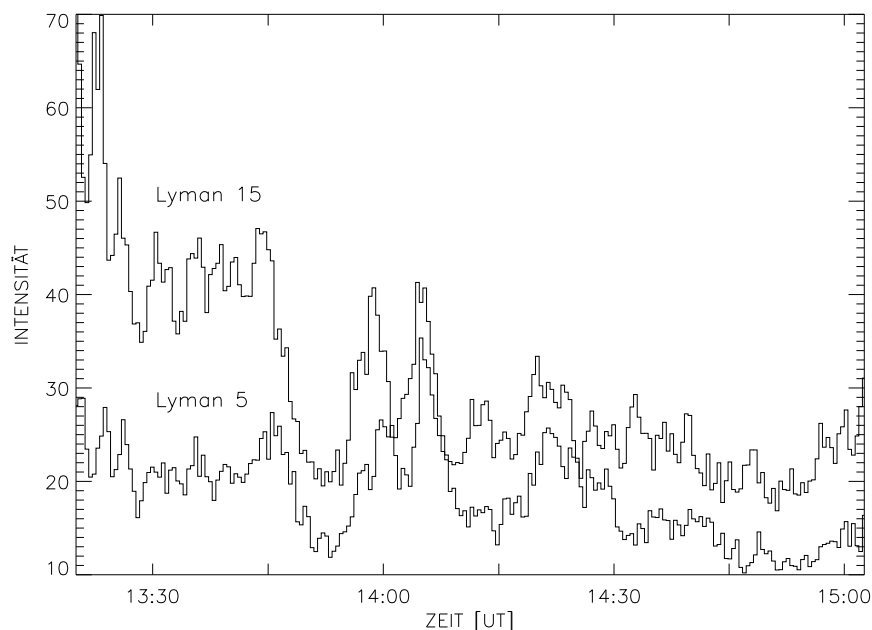


Abb. 4-41: Verlauf der Intensität (Counts) in den Linien Lyman 5 und Lyman 15 am 29. Oktober 1999.

Für diese beiden Datensätze ist $\rho = 0.81$ und der Wert für die Signifikanz beträgt $1.8 \cdot 10^{-7}$. Eine Verschiebung der beiden Messreihen gegeneinander zeigt in beiden Richtungen eine Abnahme der Korrelation, was auf eine Phasenverschiebung von praktisch Null hinausläuft. Die Messwerte haben einen zeitlichen Abstand von $\Delta t = 28,1$ s. Eine Verschiebung um $2 \cdot \Delta t$ entspricht einer halben 2 min-Periode (wie sie in den Abb. 4-18 bis 4-22 erscheint); $5 \cdot \Delta t$ entspricht einer halben 5 min-Periode, die ebenfalls in den genannten Abb. sichtbar ist. Da beide Periodizitäten in den Daten auftreten, ist kein eindeutiges Minimum der Korrelation zu erwarten. Tatsächlich ist der

Spearman-Korrelationskoeffizient $\rho = 0.81$, wenn die Phase der Lyman 15-Emission um $1 \cdot \Delta t$ nach der in Lyman 5 liegt, und $\rho = 0.78$ für $2 \cdot \Delta t$. In umgekehrter Richtung ergibt sich $\rho = 0.78$ und $\rho = 0.72$ für dieselben Verschiebungen.

Curdt & Heinzel (1998) finden in der ruhigen Sonne eine mittlere Phasenverzögerung zwischen Lyman 5 und Lyman 15 von etwa 36 s. Angenommen, die Veränderung des Korrelationskoeffizienten lässt die Ableitung einer Phasendifferenz zu, so wäre sie im Bereich von weniger als $1 \cdot \Delta t$, wahrscheinlich zwischen Null und $1 \cdot \Delta t$. Bei Annahme einer um etwa 100 km unterschiedlichen Entstehungshöhe ergibt sich eine Phasengeschwindigkeit von rund 7 km/s. Da die Lyman-Linien jedoch optisch dick sind, dürfte der Höhenbereich, aus dem Beiträge zu jeweiligen Emission stammen, in der gleichen Größenordnung liegen und damit der abgeleitete Wert unsicher sein.

Wichtiger für die Aussagen dieser Arbeit ist jedoch die Feststellung, dass die Datensätze derart benachbarter Emissionslinien eine deutliche Korrelation aufweisen. Damit ist auch begründbar, dass die in Lyman 5 und Lyman- β zeitlich nacheinander gewonnenen Messungen als Fortsetzung einer Datenserie (Abb. 4-21 bis 4-24) betrachtet werden können.

Die Korrelation zwischen den Intensitäts- und Geschwindigkeitsdaten in Lyman- β ist mit $\rho = 0.30$ eher gering. Eine Phasenverschiebung, die sich über längere Abschnitte der Zeitreihe erstreckt, ist nicht nachweisbar – die Korrelation sinkt auf $\rho = 0.20$ und tiefer bei Verschiebungen um $1 \cdot \Delta t$ bis $5 \cdot \Delta t$. Das unterstreicht die Befunde aus den Abb. 4-21 bis 4-24, die kein gleichzeitiges Auftreten von Oszillationen gleicher Frequenz in Intensität und Doppler-Geschwindigkeit erkennen lassen.

Die Doppler-Geschwindigkeiten in Lyman- β sind ebenso wenig mit den Oszillationen der Linie N III der Übergangsregion korreliert (Abb. 4-23 und 4-24, jeweils rechts; Abb. 4-26 und 4-27 für N III). Der Korrelationskoeffizient wird ebenfalls im Bereich zwischen $\rho = 0.33$ (Phasenverschiebung Null) und um 0.20 (Phasenverschiebung bis zu $5 \cdot \Delta t$) gefunden.

5 Intensitäts- und Geschwindigkeits-Oszillationen – Übersicht

In der Tabelle 5-1 sind die Befunde zu allen untersuchten Oszillationen in den Datensätzen, die im Kapitel 4 dargestellt worden sind, zusammengefasst.

Tabelle 5-1: Power-Maxima der Oszillationen in den untersuchten Linien der Chromosphäre (C), der Übergangsregion (Ü) und der unteren Korona (K).

In Klammern ist jeweils die Abbildung mit der zugehörigen Wavelet-Analyse angegeben.

Linie	Intensität	Doppler-Geschwindigkeit
-------	------------	-------------------------

29. August 1996, 09:08–13:30

Ne VIII (Ü)	6 mHz , zeitw. 3 mHz (4-18) zeitw. auch 7.3 mHz (4-23)	6 mHz , <i>Drift</i> 4 → 6 mHz (4-19)
C IV (Ü)	6 mHz , auch 3 mHz (4-21) auch 7.3 mHz am Ende (4-24)	am Ende 3 mHz, auch 6 mHz (4-22)
Fe IX/X (K)	keine nachweisbar (4-39, 4-40)	keine spektrale Information

29. Oktober 1999, 13:20–15:04

Lyman 5 (C)	3.5 mHz an mehreren Pos. (4-25) 7.2 mHz zeitw./einz. Pos. (4-25)	3.3 mHz (4-31); 7 u. 5 mHz zeitw. (4-30)
Lyman 9 (C)	7 mHz und 3.5 mHz (4-26)	
Lyman 15 (C)	7 mHz und 3.5 mHz (4-26)	
Lyman Kont. (C)	7 mHz und 3.5 mHz (4-27)	

29. Oktober 1999, 15:05–16:48

Lyman β (C)	7 mHz und 3.5 mHz (4-28, 4-29)	meist 3.2 mHz (4-30, 4-31) <i>Drift</i> 3.3 → 4.5 ... 5 mHz (4-30, 4-31)
N III (Ü)	3.5 mHz und 5 mHz zeitw. (4-32) bis 7 mHz (ortsabhängig) (4-32)	<i>Drift</i> 3 → 7 mHz (4-33 li., 4-34) 3 und 3.5 mHz (andere Pos.; 4-33 re.)

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, dass Oszillationen der Intensität über dem beobachteten Sonnenfleck im Periodenbereich von 2 bis 3 min deutlich messbar sind und dass ihre zeitliche Variation Aufschluss über die Struktur der Sonnenatmosphäre geben kann. Die Oszillationen bei bzw. knapp über 7 mHz ($P \approx 2$ min), die in der SUMER-Messreihe in NOAA 7986 vom August 1996 gefunden wurden, liegen sehr nahe an der Nyquist-Frequenz. Diese Spektren aus der hellen EUV-Plume direkt über der Umbra haben infolge des Scan-Programms einen zeitlichen Abstand von rund zwei Minuten. Die zeitliche Variation, die in den beiden Linien für Geschwindigkeit und Intensität verschieden verläuft, lässt jedoch einen solaren Ursprung zu.

Oszillationen der Intensität wie auch der Geschwindigkeit im Bereich von 3 min Periodendauer sind nicht in allen Datensätzen oder während der gesamten Serien zu finden. Dieses zeitlich sehr variable Verhalten sowie starke Veränderungen im Erscheinungsbild können mit unterschiedlichem Verhalten der Wellen erklärt werden, die gelegentlich als adiabatisch, in anderen Fällen als fast isotherm betrachtet werden müssen.

Die aus der Messreihe vom August 1996 in der aktiven Region NOAA 7986 abgeleitete Beobachtung, dass die generelle Stärke der Intensitäts-Oszillation bei 6 mHz in der C IV-Linie der Übergangsregion zunimmt (Abb. 4-21), während sie gleichzeitig in der (heißeren) Ne VIII-Linie des obersten Bereiches der Übergangsregion absinkt (Abb. 4-18) – was sich auch im geringeren Umfang in den Intensitäten der mittleren Linienprofile (Abb. 4-1) andeutet – kann als langsame Abkühlung des Emissionsgebietes interpretiert werden. Im Verlaufe dieser möglichen Abkühlung nimmt die Intensität von Intensitäts-Oszillationen generell ab (Abb. 4-18 und 4-21) und die der Geschwindigkeits-

Oszillationen δv zu (Abb. 4-19 und 4-22). Die Zunahme der Oszillationen in δv weist darauf hin, dass die Bedingungen in diesem Intervall als nahezu adiabatisch betrachtet werden können, während zuvor eher isotherme Bedingungen vorherrschten (im Sinne der diskutierten Modellvorstellungen, vgl. Abschnitt 1.4).

Besonders drastisch sind die Veränderungen der Geschwindigkeits-Oszillation in den Daten vom 29. August 1996 zwischen 12:10 und 13:10 UT Abb. 4-19 und 4-22). Bis zu dieser Zeit sind in beiden Linien (Höhen) keine vorherrschenden Perioden im Bereich zwischen 2 und 10 min zu finden. Um 12:10 UT wird im tieferen Niveau (C IV) für 40 min eine starke Oszillation mit 2,9 mHz (5,8 min Periode) gefunden (Abb. 4-22). Zugleich wird im höheren Niveau (Ne VIII) 20 Minuten lang eine Oszillation bei 4,0 mHz ($P \approx 4$ min) sichtbar. Das Maximum der nachweisbaren Amplitude in der Ne VIII-Emission der oberen Übergangsregion verlagert sich in den darauffolgenden 30 Minuten stetig zu kürzeren Perioden (Abb. 4-19) und ist kurz vor Ende der Messung bei $\nu = 6,0$ mHz zu finden. Das entspricht einer Drift von $\Delta\nu/\Delta t \approx 4$ mHz/h. Solche Frequenzverschiebungen wurden mehrfach beobachtet und werden noch diskutiert.

Die Intensitäts-Oszillationen in C IV und Ne VIII verändern sich im selben Zeitraum weniger. Die Stärke der Oszillationen um 6 mHz (bei 3 min Periode) nimmt besonders im unteren Bereich (C IV) ab. Zum Zeitpunkt der oben beschriebenen „Drift“ der Resonanzfrequenz lassen sich in der C IV-Linie Intensitäts-Oszillationen bei 5.5 min und nahe 2.3 min (Limit durch Nyquist-Frequenz) nachweisen, während die stärkste Intensitäts-Oszillation im höheren Niveau (Ne VIII) generell schwächer wird und ihr Maximum statt bei 2.7 min nach 12:10 UT bei 4.5 min Periodenlänge auftritt. Diese Verschiebung kann nach unseren Vorstellungen dadurch erklärt werden, dass sich das Transmissionsverhalten im beobachteten Volumen signifikant umstellt (Rendtel et al., 2001). Die Serie der EIT-Aufnahmen endet bereits um 11 h UT, so dass eine Suche nach Relationen zu Vorgängen in der unteren Korona nicht möglich ist. Die bemerkenswert starken Veränderungen (nach 12:20 UT) erfolgen nicht synchron zueinander und fallen auch nicht zeitlich mit in den Originaldaten (Abb. 4-1 und 4-2) sichtbaren Variationen der Intensität und Doppler-Geschwindigkeit (gegen 11:50 UT) zusammen.

Die Bilddaten (Intensitäten) der EIT-Beobachtungen, die am 29. August 1996 für zwei Stunden simultan mit den SUMER-Messungen gewonnen wurden, umfassen einen größeren räumlichen Bereich der aktiven Region NOAA 7986 um den großen Sonnenfleck. Diese Daten enthalten Informationen über mögliche Variationen in der Linie (Fe IX / Fe X $\lambda 171$ Å bei $1.3 \cdot 10^6$ K), die in größerer Höhe in der unteren Korona entsteht. Die Auswertung der Intensitätsdaten aus dem Bereich der hellen EUV-Plume ergab keinerlei Oszillationen der Intensität im Bereich zwischen 2 und etwa 10 Minuten (Abb. 4-39 und 4-40). Entweder die Beobachtbarkeit der Intensitäts-Oszillationen sinkt mit der Höhe zur Korona hin merklich ab, oder die Parameter, die zur zeitweiligen Ausbildung der beobachteten Intensitäts-Oszillationen in der Übergangsregion führten, ändern sich mit der Höhe soweit, dass keine messbaren Oszillationen in Intensität auftreten (zum Beispiel durch Abwärts-Reflexion in tiefere Schichten). Natürlich kommt auch eine Veränderung der annähernd isothermen Bedingungen hin zu weitgehend adiabatischen Bedingungen als Funktion der Höhe in Betracht. Auffällige Intensitäts„blitze“, die jeweils einzelne oder zwei aufeinander folgende Aufnahmen betrafen, haben offenbar nichts mit den hier gesuchten Oszillationen zu tun. Deren mittlerer zeitlicher Abstand liegt bei 6 min, ohne aber wirklich periodisch zu sein (Abb. 4-36 bis 4-39 und Details im Kapitel 4.7).

Korrelationen zwischen den Intensitäts- und Geschwindigkeitsdaten der Lyman-Serie (Kapitel 4.8) sind eher gering. So ist es nicht überraschend, dass zwischen den Datenserien in den beiden Linien C IV und Ne VIII der Übergangsregion (Intensität wie auch Doppler-Geschwindigkeit) keine Korrelation gefunden wurde, die zur Ableitung von Phasengeschwindigkeiten (aus den Messungen in verschiedenen Höhen) und der Phasendifferenzen zwischen Intensität und Geschwindigkeit geeignet wären. Das zeitlich sehr variable Verhalten in der Übergangsregion lässt womöglich nicht die Ausbildung stabiler Phasenbeziehungen in einem räumlich auflösbaren Volumen über wenigstens einige 10 min zu. Das weist darauf hin, dass in der beobachteten Region adiabatische oder isotherme Bedingungen nicht beständig in Zeitskalen von 10 min oder darüber hinaus bestehen.

Die zweite Messreihe vom 29. Oktober 1999 betraf wesentlich tiefer in der Chromosphäre liegende Emissionsgebiete. Die Region NOAA 8742 wurde von Brynildsen et al. (2001) ebenfalls als Fleck **mit EUV Plume** aufgelistet. Jedoch ist das Helligkeitsmaximum nicht identisch mit den Bereich besonders ausgeprägter Oszillationen. Eine um 8 Pixel (d.h. 8'' oder rund 5300 km Abstand auf der Sonne) verschiedenes Areal zeigt gänzlich andere Oszillationen (Abb. 4-25). Die Daten in den verschiedenen Emissionen der H I Lyman-Serie zeigen grundsätzlich gleichartige Oszillationen (Abb. 4-26 und 4-27). Es sollte daher berechtigt sein, die zeitlich aufeinander folgenden Serien in Lyman 5 (13:20–15:04 UT) und in Lyman β (15:05–16:48 UT) als direkte Fortsetzung zu betrachten, wenngleich die absolute Intensität der Lyman β -Linie um etwa einen Faktor 10 größer als die aller anderen Lyman-Linien ist. Bereits bei der Beschreibung der Wavelet-Analysen der Dopplergeschwindigkeiten in Lyman- β (Abb. 4-30 und 4-31) wurde auf einen Vorgang verwiesen, der in ähnlicher Form zuvor in den Linien der Übergangsregion bemerkt wurde. Das Power-Maximum verschiebt sich von 3.3 mHz (gegen 16:00 UT, Abb. 4-30 rechts) zu fast 5 mHz gegen 16:40 UT. Weniger ausgeprägt könnte das auch an der anderen solaren Position (Abb. 4-31 rechts) gedeutet werden. Aus Abb. 4-30 ergibt sich $\Delta\nu/\Delta t \approx 2$ mHz/h.

An der schon anfangs erwähnten Pixel-Position $y = 95$ erscheint keine signifikante und über längere Zeit andauernde Oszillation (Abb. 4-28 und 4-30 für Intensität bzw. Geschwindigkeit). Dagegen finden wir an der zweiten Position ($y = 83$) im wesentlichen eine 5 min-Oszillation ($\nu = 3 \dots 3,5$ mHz; Abb. 4-31) in der Geschwindigkeit und nur kurzzeitig Intensitäts-Oszillationen bei 3,5 mHz und bei 7 mHz. In dem beobachteten Volumen der Chromosphäre sollten die Bedingungen demnach meist adiabatisch sein.

Einen Aufschluss über den Bereich größerer Höhe sollte durch die simultan beobachtete Linie N III bei 992 Å im Zeitraum 15:05–16:48 UT möglich sein. Oszillationen der Intensität δI treten nur im mittleren Teil der Beobachtung auf (Abb. 4-32). Einen Bezug zu Veränderungen in den chromosphärischen Emissionen (Abb. 4-28 bis 4-31, jeweils rechtes Bild) kann man nicht herstellen. Die Oszillationen der Dopplergeschwindigkeit (Abb. 4-33) zeigen keine permanent existierende Frequenz. Doch lässt sich an der Pixel-Position $y = 95$, wie schon in Lyman- β (Abb. 4-30), eine Drift der Frequenz der maximalen Oszillation ablesen. Aus Abb. 4-33 (links) und Abb. 4-34 erhalten wir $\Delta\nu/\Delta t \approx 4.5$ mHz/h.

An dem etwa 5000 km entfernten Ort mit $y = 83$ ist eine derartige Veränderung nicht zu sehen (Abb. 4-33, rechts). Das ist insofern bemerkenswert, als meist die räumliche Ausdehnung einer hellen EUV-Plume recht groß angegeben wird und daraus auch Messverfahren resultieren, die sehr wohl Regionen mit verschiedenartigen physikalischen Parametern gleich behandeln (z.B. Brynildsen et al., 1999). Die Beobachtungen in der N III-Linie der Übergangsregion weisen zumindest in diesem Fall auf kleinere räumliche Skalen für Oszillationen der Geschwindigkeit hin, die jedoch im Vergleich zu Messungen von Oszillationen des Magnetfeldes (Horn et al. 1997, Balthasar 1999, Rüedi et al. 1999) bzw. zu theoretischen Betrachtungen (Zhughzhda et al., 1999) immer noch sehr große Bereiche umfassen.

Die vorliegenden Beobachtungsbefunde lassen sich mit dem im Sonnenobservatorium Einsteinturm entwickelten Modell der Resonanztransmission magneto-atmosphärischer Wellen zur Erklärung der Fleckensoszillationen und der Wechselwirkung von Wellen mit Strahlung unter dem Einfluss starker Magnetfelder in aktiven Regionen erklären (Staude et al., 1987; Žugžda et al., 1987; Settele et al., 1999; Rendtel et al., 2001; Staude et al., 2001). Im adiabatischen Fall – wieder für optisch dünne Linien der Übergangsregion – sollten Geschwindigkeits-Oszillationen ohne Intensitäts-Fluktuationen auftreten (das ist im extra beschriebenen Zeitraum am 29. August 1996 zwischen 12:10 bis 13:10 UT weitgehend erfüllt). Beobachtbare Intensitäts-Oszillationen deuten dagegen auf eher isothermes Verhalten hin (im Zeitraum am 29. August 1996 vor 12:10 UT erkennbar). Die rasche Veränderung der Parameter in der Übergangsregion spiegelt sich auch in explosiven Ereignissen und Phänomenen wie etwa den sogenannten „Blinker“ wieder (Harrison et al., 1999; Brković et al., 2000; Chae et al., 2000), die auch über Sonnenflecken beobachtet wurden.

6 Zusätzliche Beobachtungen: Magnetfeld in NOAA 7986

Mit dem Magnetografen am Sonnenobservatorium Einsteinturm konnte am 30. August 1996 – einen Tag nach der SUMER-Messreihe – ein Magnetogramm gewonnen werden (Abb. 6-1). Das erfasste Gebiet ist für eine Extrapolation des Magnetfeldes nicht ausreichend groß. Daher wurde das Kitt Peak-Magnetogramm der Region vom 29. August (16:34–17:29 UT) verwendet. Die Befunde aus diesen zusätzlichen Beobachtungen tragen wichtige Argumente für die Interpretation der gefundenen Oszillationen bei.

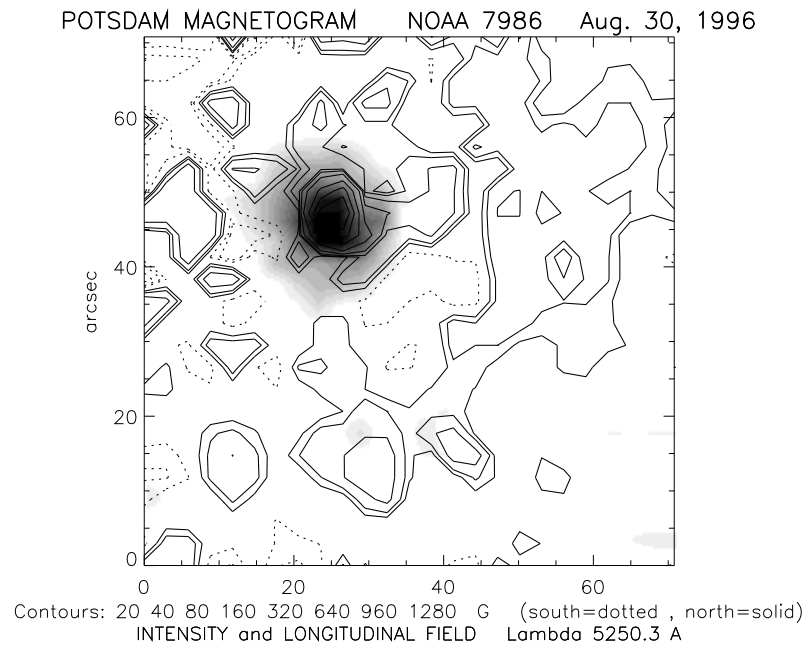


Abb. 6-1: Magnetogramm eines Teils der aktiven Region NOAA 7986 vom 30. August 1996, gewonnen am Sonnenobservatorium Einsteinturm. Das schattierte Gebiet markiert die Konturen des Sonnenflecks, über dem die EUV-Messungen erhalten wurden. Norden ist oben, Osten links.

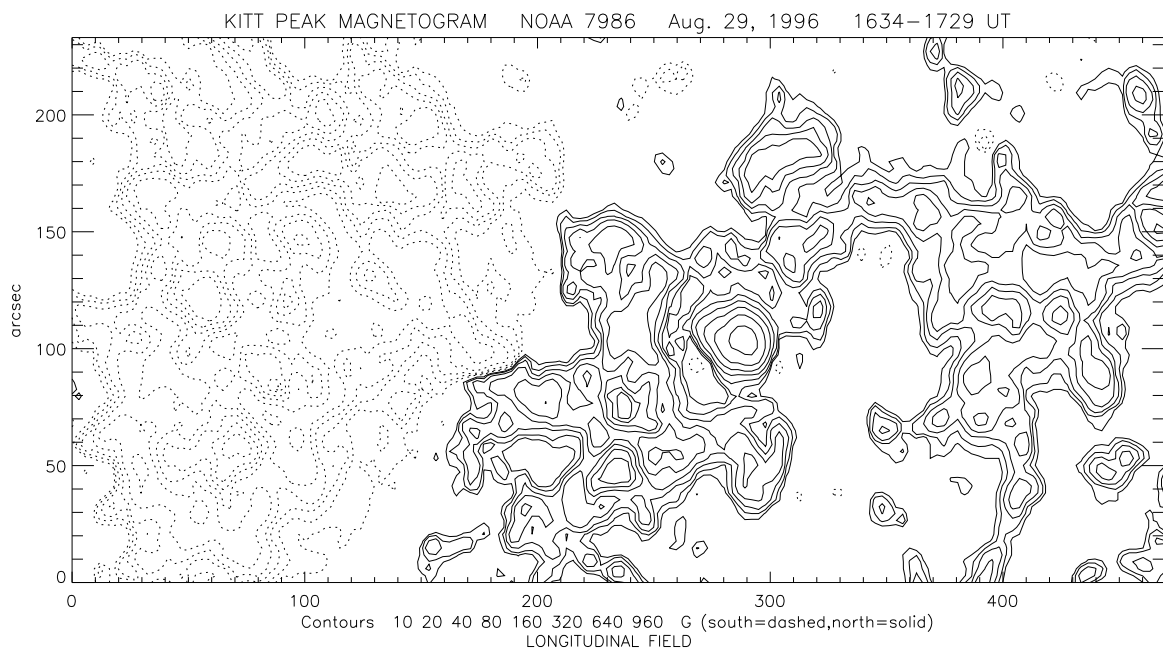


Abb. 6-2: Kitt Peak-Magnetogramm der aktiven Region NOAA 7986 vom 29. August 1996, 1634–1729 UT. Der Bereich des mit SUMER beobachteten Flecks befindet sich um die Position (290,100). Norden ist oben, Osten links.

Zunächst wird deutlich erkennbar, dass es zwar nur einen großen sichtbaren Fleck gibt, aber dass die Region dennoch bipolar ist (Abb. 6-2). Die negative Polarität ist gegenüber der im Fleck konzentrierten Nordpolarität über ein großes Areal verteilt. In der unmittelbaren Umgebung ist eine schwache negative Polarität zu erkennen. Die verbindenden Feldlinien vom Fleck zur Region entgegengesetzter Polarität treffen entgegen der Erwartung ebenfalls in einem relativ engen Bereich auf die Photosphäre, ohne dass diese Position durch einen Fleck oder andere auffallende Merkmale gekennzeichnet ist. Die Bögen der Feldlinien reichen bis in die Korona ($1'' \approx 700$ km).

Die Potentialfeld-Extrapolation des Magnetfeldes, die zwar in tiefen Schichten und in Fleckennähe nur bedingt „korrekte“ Ergebnisse liefert, dürfte im Bereich der Übergangsregion und der Korona zunehmend zutreffen. Sie wurde mit Hilfe des von Seehafer & Staude (1979) entwickelten Extrapolationsprogramms für kraftfreie Magnetfelder durchgeführt. Die in Abb. 6-3 erkennbaren Bögen reichen bis weit über 100 000 km und somit in die Korona. Strukturen in EUV-Aufnahmen des EIT-Experiments sollten sich also in Verbindung bringen lassen mit dem Feldlinienverlauf. Das wird in einem vertikalen Projektionsbild am deutlichsten (Abb. 6-4). Hier fällt auch auf, dass die Feldlinien vom Fleck aus zunächst etwas in westlicher Richtung verlaufen, bevor sie in einiger Höhe nach Osten umbiegen und dann zur Südpolarität verlaufen (Abb. 6-5).

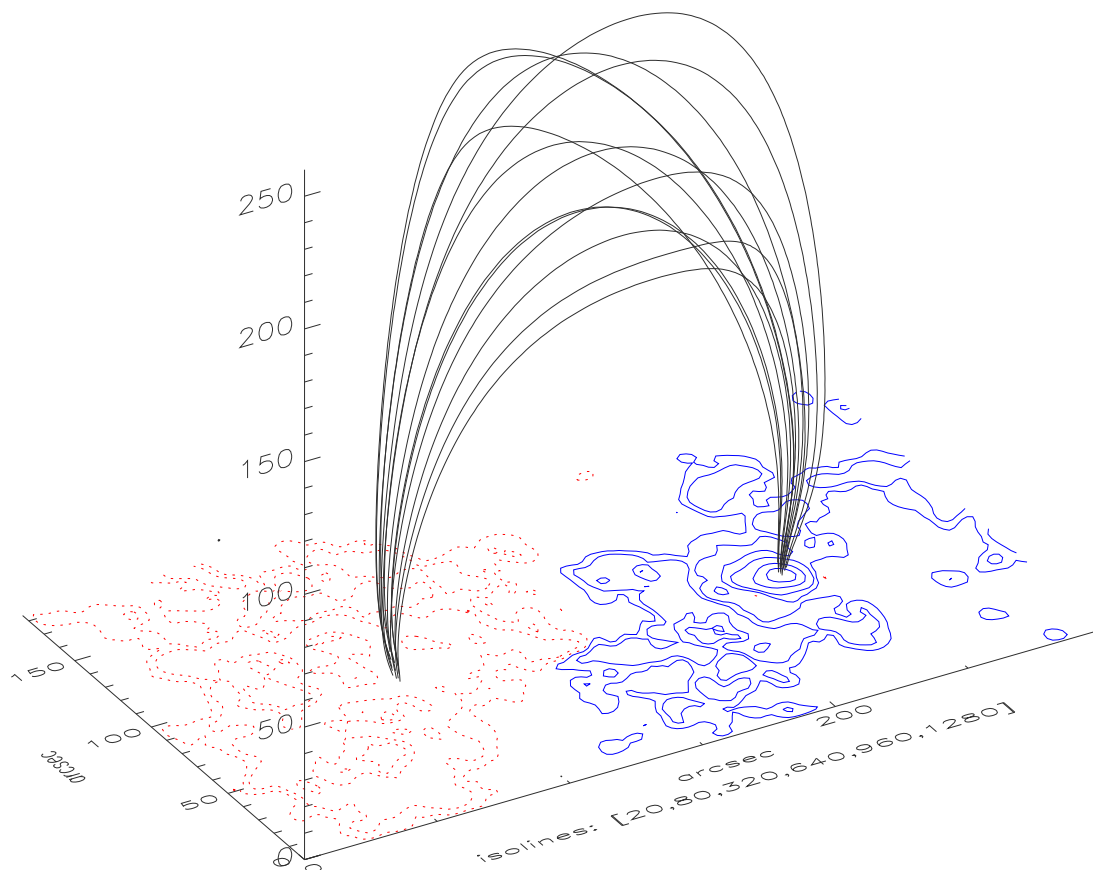


Abb. 6-3: Extrapolation des Magnetfeldes (kraftfreie Näherung) oberhalb der aktiven Region NOAA 7986 aus dem in Abb. 6-2 gezeigten Kitt-Peak-Magnetogramm. Es sind nur die Feldlinien gezeichnet, die den Fleck mit der entgegengesetzten Polarität verbinden und Höhen über 10^5 km erreichen.

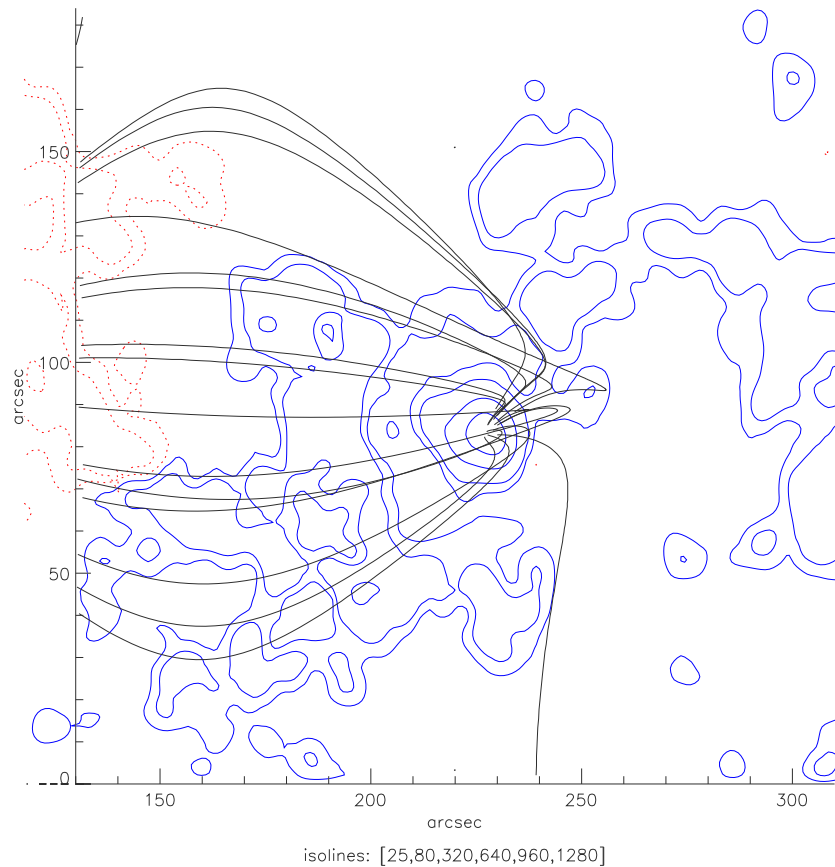


Abb. 6-4: Projektion des extrapolierten Magnetfeldes aus Abb. 6-3 im Bereich um den Sonnenfleck auf das photosphärische Magnetogramm.

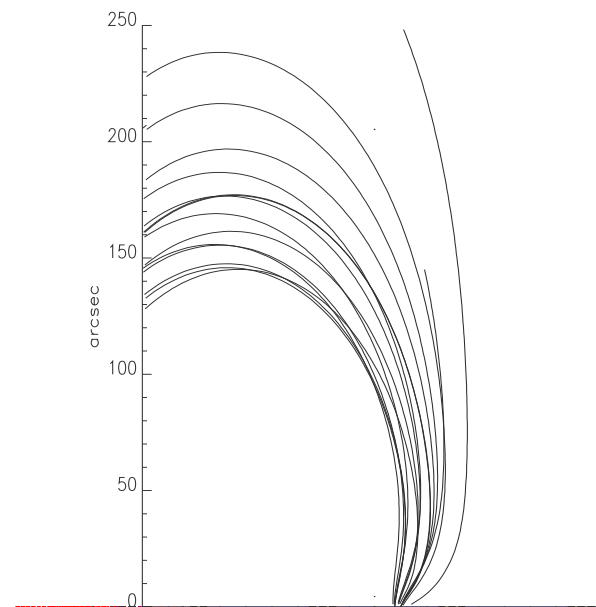


Abb. 6-5: Seitliche Ansicht der Magnetfeldlinien aus Abb. 6-4; Blick von Süden.

Zunächst scheint es widersprüchlich, dass der Bereich der im EUV beobachteten maximalen Aufhellung tatsächlich genau oberhalb des Flecks liegt. Doch zeigen Vergleiche von $H\alpha$ -Aufnahme, weiteren EIT-Bildern und Extrapulationsbild, dass dies der Fall ist. Das in $H\alpha$ sichtbare dunkle Filament (Abb. 6-6) liegt in guter Näherung über der Neutrallinie.

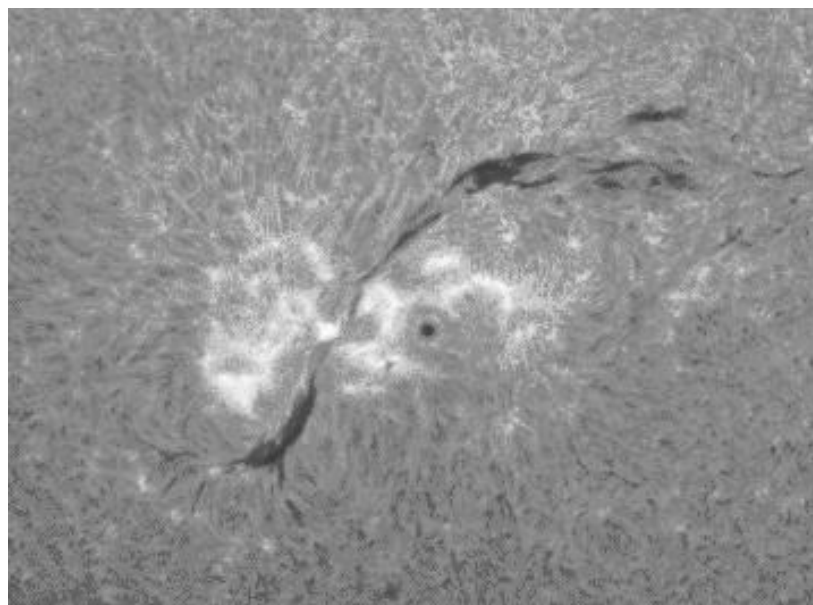


Abb. 6-6: Detail aus der hochauflösten H α -Aufnahme vom 29. August 1996, 15:55 UT (Big Bear Solar Observatory).

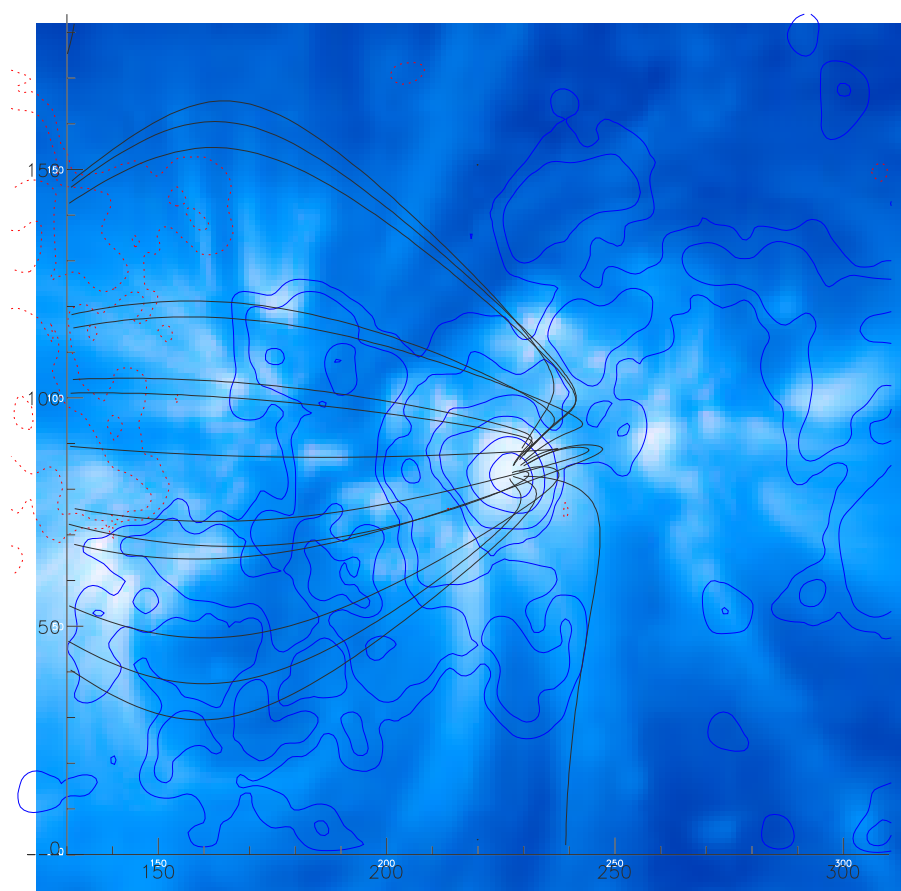


Abb. 6-7: Aufnahme der aktiven Region NOAA 7986 mit dem EIT-Instrument in der unteren Korona am 29. August 1996 um 09:00 UT, überlagert mit dem Resultat der Magnetfeld-Extrapolation.

Die Kombination der Bilder vom EIT (Abb. 3-13) und der Magnetfeld-Extrapolation (Abb. 6-4) verdeutlicht die Konfiguration der aktiven Region NOAA 7986 (Abb. 6-7). Die beschriebene Verbiegung der Feldlinien könnte in der Tat für die Sichtbarkeitsbedingungen von Geschwindigkeits-Oszillationen wichtig sein: Wenn sich MAG-Wellen parallel zum Magnetfeld ausbreiten, würde dies zu unterschiedlichen Bewegungsrichtungen bezüglich der Sichtlinie führen. Selbst wenn alle anderen Parameter nahezu konstant bleiben, wird die Sichtlinien-Komponente stets unterschiedlich ausfallen. Pendel-Bewegungen von Feldlinien, also von Flussröhren, können diesen Effekt noch verstärken und so auch zu der beobachteten zeitlichen Begrenzung von Geschwindigkeits-Oszillationen führen. Leider lag der Spektrografenspalt des SUMER-Spektrografen in Nord-Süd-Richtung, also weitgehend senkrecht zum Verlauf der Magnetfeldlinien. Andernfalls enthielten die Daten Informationen über Oszillationen an mehreren Positionen etwa entlang einer Flussröhre – ein Gesichtspunkt, der bei zukünftigen Beobachtungen und Experimenten berücksichtigt werden sollte.

7 Interpretation

7.1 Ergebnisse der Analysen

- Wir beobachten Intensitäts- und Geschwindigkeits-Oszillationen mit Perioden im Bereich von 3 Minuten in hellen „EUV-Plumes“ oberhalb von Sonnenflecken in der Chromosphäre und der Übergangsregion.
- Oszillationen der Intensität und der Geschwindigkeit treten über längere Abschnitte der Beobachtungsreihen auf, typischerweise für 20...30 Minuten.
- Die Chromosphären-Korona-Übergangsregion und die untere Korona oberhalb der beobachteten Sonnenflecken schwingen — wahrscheinlich infolge des [Durchgangs von Wellen](#) vom Photosphärenniveau, gefiltert und resonant verstärkt
- Die vorherrschende Periodendauer liegt bei 5 Minuten in der Photosphäre und bei kürzeren Perioden in höheren Schichten; Hinweise auf derartiges Verhalten der Sonnenatmosphäre gibt es aus Modellrechnungen.
- Alle [Oszillationen sind zeitlich sehr variabel](#) — das heisst auch, dass kurze Zeitserien unterschiedliche Befunde liefern werden.
- In mehreren Messreihen der Doppler-Geschwindigkeit wird eine Verschiebung der Frequenz ν mit der maximalen Power jeweils zu höheren Frequenzen gefunden (typischer Wert der Drift $\Delta\nu \approx 3$ mHz/h).
- Die hier bearbeiteten Messungen betreffen helle „EUV-Plumes“ oberhalb von Sonnenflecken am 29. August 1996 und am 29. Oktober 1999. Das häufige Auftreten von messbaren Oszillationen in solchen Regionen mit Plume kann einerseits auf eine notwendige Bedingung für Oszillationen in diesem Perioden-Bereich hinweisen oder deren Beobachtbarkeit wesentlich verbessern.
- In den Messreihen vom 29. August 1996 sind keine Korrelationen zwischen den verschiedenen Messgrößen oder feste Phasenbeziehungen auffindbar. Eine Entscheidung, ob es sich um isotherme (unwahrscheinlich) oder adiabatische Oszillationen handelt, ist nicht möglich (im adiabatischen Fall wäre eine Phasenverschiebung von 0° ein Hinweis auf laufende Wellen, eine Phasenverschiebung von 90° würde auf stehende Wellen verweisen) Wahrscheinlich sind die [Phasenbeziehungen rasch veränderlich](#), wie das auch bei vielen anderen Phänomenen in der Übergangsregion der Fall ist (z.B. sogenannte „Blinker“ mit typischer Dauer von 400...1600 s sowie die rapiden Helligkeitsfluktuationen und explosiven Ereignisse überhaupt) – siehe zum Beispiel Harrison et al. (1999), Brković et al. (2000).
- Beobachtungen in den chromosphärischen Lyman-Linien weisen zeitweise auf eine Phasengeschwindigkeit in der Größenordnung von 7 km/s hin, jedoch besteht selbst über geringen Höhenunterschiede keine konstante Phasenbeziehung zwischen den Oszillationen in den Linien der Lyman-Serie.

7.2 Einordnung in Modellvorstellungen

Eine Verschiebung von Geschwindigkeits-Oszillation zum Bereich von 3 min in der Chromosphäre oberhalb der Umbra kann als eine natürliche Folge der drastischen Veränderungen des Charakters der Eigenmoden der Oszillationen im Bereich von etwa 4.5 bis 5.0 mHz durch zunehmende Tunnelung durch die Barriere der akustischen cutoff-Frequenz erklärt werden. Inwiefern diese Erklärung auch auf die mit SUMER in drei Fällen beobachteten Drift der Frequenz von Geschwindigkeits-Oszillationen anwendbar ist, ist bei den Grenzen der Modelle nicht leicht zu entscheiden. Die Beobachtung einer solchen Drift weist auf sehr stark instationäre Bedingungen hin, während Modelle

stets von stationären Zuständen ausgehen. Bei einer parallelen Schichtung wäre ein Anwachsen der Frequenz durch eine Verkleinerung des Resonanzraumes zu modellieren. Eine Abwärtsbewegung in einer sich nach unten verjüngenden Flussröhre bietet sich als solche Verkleinerung an. Nimmt man als einfache veranschaulichende Näherung stehende Wellen in einem Resonator an, und geht weiter von einer parallel zur Flussröhre mit etwa konstantem Durchmesser erfolgenden Bewegung aus, müsste sich die Längsausdehnung des oszillierenden Elements proportional zur Frequenzänderung verkleinern. Bei einer Verschiebung von 3 mHz zu 6 mHz wäre das eine Halbierung der Länge. In allen drei Fällen deutet die Auswertung (Abb. 4-19 und 4-20 für Ne VIII, 4-30 und 4-31 für Ly- β sowie 4-33 und 4-34 für N III) darauf hin, dass die Verschiebung nicht als wirklich kontinuierliche Drift erfolgt, sondern jeweils um einen Teilbetrag $\Delta\nu$ verschobene Frequenzen ein neues Power-Maximum zeigen. Das könnte als wiederholtes Auftreten von nahezu stehenden Wellen mit jeweils um einen entsprechenden Faktor verkleinerten Wellenlänge in Verbindung gebracht werden.

Durch aufwärts gerichtete langsame atmosphärischen Wellen aus dem Bereich der Photosphäre, die die Barriere der akustischen cutoff-Frequenz des Temperatur-Minimums bei 6 mHz durchtunneln können, erfahren Oszillationen zwischen 4.5 und 5.0 mHz in der Chromosphäre eine rapide Zunahme der vertikalen Geschwindigkeit. Power-Spektren aus der Chromosphäre bzw. der Übergangsregion müssen sich demzufolge stark unterscheiden.

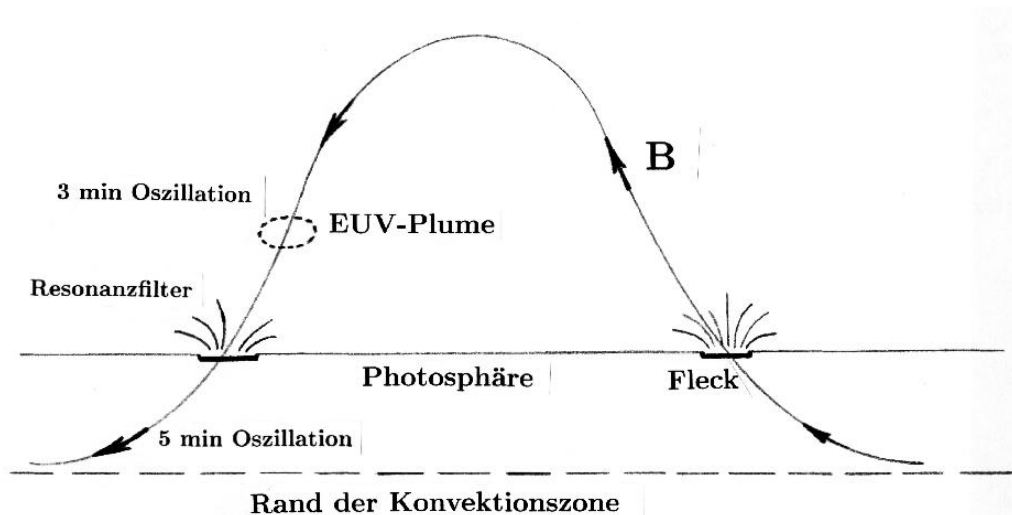


Abb. 7-1: Konfiguration einer aktiven Region, in der eine helle EUV-Plume oberhalb eines Flecks durch Abwärtstransport aus koronalen Bereichen an stark instationäre Prozesse angekoppelt wird. Die Ausbreitung von Oszillationen unterschiedlicher Frequenz hängt stark von den Temperaturschichtungen und dem Filterverhalten der als parallel angenommenen Schichten ab.

In der Konvektionszone wird ein breites Spektrum von Schallwellen bereitgestellt. Mit dem Auftreten von (starken) Magnetfeldern ist mit einer Umwandlung in magneto-akustische Wellen zu rechnen. Diese können in Resonatoren, die u.a. durch das Magnetfeld hinsichtlich ihrer Größe und Dichtestruktur bestimmt werden, unterschiedlich verstärkt oder gedämpft werden. Solange die Beobachtungen in optisch dünnen Linien der Übergangsregion erfolgen und die Prozesse weitgehend adiabatisch verlaufen, sollten sich Oszillationen in Geschwindigkeit erhalten und Oszillationen der Intensität verschwinden. Die zeitlich sehr instationären Prozesse in der Chromosphäre und der Übergangsregion lassen zumindest kurzzeitige Abweichungen (typische Zeiten von 10 bis 30 Minuten) von den adiabatischen Bedingungen erwarten. Solche Prozesse können insbesondere Energieeinspeisungen aus koronalen Schichten entlang von Loops, die sich in den bereits genannten variablen Erscheinungen (explosive events, Blinker usw. mit typischen Zeitskalen von 400 bis 1600 s (Harrison, 1999)) äußern. Das ist mit der Länge der Zeitabschnitte von rund 20 min mit nachweisbaren Oszillationen in den hier untersuchten Daten gut vereinbar.

Wenn von der Übergangsregion zwischen Chromosphäre und Korona gesprochen wird, handelt es sich keineswegs um eine in der geometrischen Höhenskala festgelegte Schicht. Vielmehr ist in einem „kühlen“ Bereich, wie wir ihn in den Plumes vorfinden, die Übergangsregion verhältnismäßig ausgedehnt und eher hochreichend. In anderen Bereichen kann heißes Material geometrisch recht tief gelangen und damit eine in der Höhe sehr gering ausgedehnte Übergangsregion zur Folge haben. Während die Photosphäre in guter Näherung als Ebene betrachtet werden kann, trifft dies für die Übergangsregion in keinem Fall zu.

Die im Kapitel 1.4 (Arbeiten zu lokalen Oszillationen) erläuterten Hinweise auf nicht-adiabatische bzw. nahezu isotherme Oszillationen sind in den vorliegenden Messungen in verschiedener Weise zu finden. In den Daten der aktiven Region NOAA 7986 vom August 1996, gemessen in den Emissionslinien C IV und Ne VIII zeigen sich sowohl langfristige Variationen der mittleren Intensitäten im Verlauf der Messreihen in gegenläufiger Richtung wie auch schnelle, kurzzeitige Veränderungen der relativen Stärke der Intensitäts-Oszillationen in den einzelnen Emissionen. Als Interpretation kommt in Betracht, dass das emittierende und schwingende Volumen in der Übergangsregion generell einer Abkühlung unterliegt und die Bedingungen vom adiabatischen Zustand merklich abweichen.

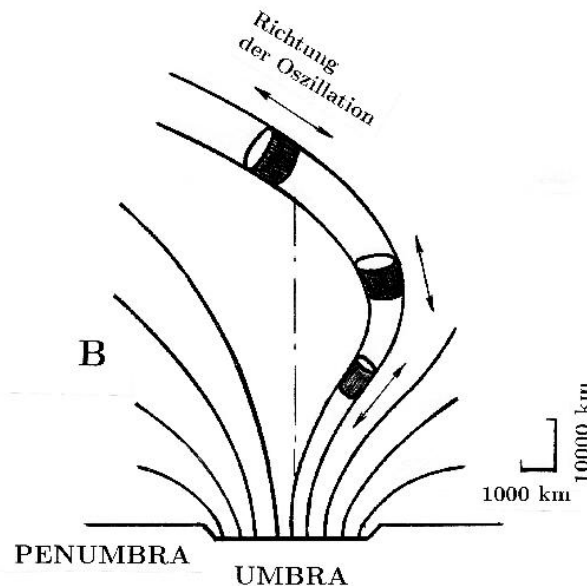


Abb. 7-2: Gebogene Magnetfeldlinien können bei Verlagerung von oszillierenden Volumina unterschiedliche Sichtlinienkomponenten der Doppler-Geschwindigkeit zur Folge haben. (Maßstab vertikal etwa um Faktor 10 gestaucht.)

Der aus der Magnetfeldextrapolation abgeleitete Verlauf der Feldlinien oberhalb des Flecks der Region NOAA 7986 (29. August 1996) gibt wichtige zusätzliche Argumente für die Erklärung der in den Messungen gefundenen raschen Variabilität insbesondere der Geschwindigkeits-Oszillationen. Bezüglich der Feldlinien longitudinale Oszillationen werden bei gebogenen Flussröhren bzw. bei Veränderung der Lage unterschiedlich große Sichtlinien-Komponenten der Doppler-Geschwindigkeit zeigen (Abb. 7-2). Überlagerte Variationen in Temperatur und Dichte durch stark instationäre Energiezufuhr und rasche Bewegungen aus höheren Schichten werden sowohl die Sichtbarkeitsbedingungen wie auch die geometrischen Verhältnisse ständig in den gefundenen Zeitskalen verändern. Die mit der Höhe variable Ausdehnung der Flussröhren kann auch die notwendige Veränderung der Resonator-Größe und damit die Verschiebung der Resonanzfrequenz bewirken. Die beobachtete Verschiebung zu höheren Frequenzen würde von der Richtung mit einem sich verkleinernden Volumen des Resonators erklärbar sein. Dies würde sich bei einer Abwärtsbewegung in einer sich verengenden Flussröhre ergeben. Je nach Geometrie kann dies noch von einer Variation der Sichtlinien-Komponente der Doppler-Geschwindigkeit überlagert sein.

7.3 Vergleich mit anderen Messreihen

Unsere Zeitserie vom 29. August 1996 gehört zu den längsten, die für derartige Fragestellungen durchgeführt wurden. Messungen von Brynildsen et al. (1999) wurden gewonnen, als Scan-Mode und Kompensation der Sonnenrotation des SUMER-Spektrografen nicht verfügbar waren. Stattdessen wurde nach einiger Messzeit das Pointing erneuert. Daher driftete die Zielregion während der 40 Minuten Messperiode langsam über den Spektrografenspalt. Es handelt sich daher nicht um eine Messung von Parametern eines Ortes, so dass lokal eng begrenzte Effekte durch den Beobachtungsmodus verschmiert werden. Die Autoren argumentieren jedoch, dass die Übergangsregion über Bereiche größerer Ausdehnung als die hier begrenzte räumliche Auflösung kohärent schwingt. Aus Phasenbeziehungen zwischen Intensitätsmaximum und Geschwindigkeit in Blickrichtung werden die Oszillationen als akustische Wellen in Aufwärtsrichtung interpretiert. In einem Fall werden auch rasch veränderliche Phasenlagen beobachtet. Diese könnten durch Überlagerung von Wellenpaketen entstehen, die sich nicht auflösbar in gleicher Richtung bewegen. Die von Fludra (1999) aufgestellte These, dass Oszillationen in allen Plumes auftreten, wird von Brynildsen et al. (1999) in Frage gestellt.

Fludra (1999) wertete Intensitätsmessungen mit dem Coronal Diagnostic Spectrometer (CDS; Harrison et al., 1995) in der Linie O V bei 629.7\AA aus, die bei $2.2 \cdot 10^5$ K in der Übergangsregion entsteht. Als dominant werden Perioden von 167 s (2.8 min) und 182 s (3.0 min) beschrieben. Die Amplitude der Oszillation erreicht zwar nur 5 bis 10 Prozent der Intensität. Da aber die Plume in der O V-Linie extrem hell ist, erhält man ein sehr starkes Signal.

Beobachtungen aktiver Regionen mit dem CDS-Instrument wurden auch von Ireland et al. (1999) ausgewertet. Die vier ausgewählten Linien decken den Temperaturbereich zwischen $2 \cdot 10^4$ K und $2.5 \cdot 10^6$ K ab. Messungen der O V-Linie bei 629.73\AA in der Übergangsregion ($T_e = 2 \cdot 10^5$ K) zeigen eine Oszillation bei 300 s (5 min) Periodendauer sowie eine Anzahl von weiteren Perioden um 160...200 s (2.7...3.3 min). Auch hier driftete die Region über das Bildfeld und wurde periodisch wieder zurückgesetzt. Für diese Auswertungen wurde eine Wavelet-Analyse verwendet.

Weitere CDS-Beobachtungen über aktiven Regionen wurden von O'Shea et al. (2001) untersucht und ebenfalls einer Wavelet-Analyse unterzogen. Der Vorteil der CDS-Daten besteht darin, dass simultan zahlreiche Linien aus unterschiedlichen Temperaturbereichen beobachtet werden. Da das Gerät aber nur eine geringe spektrale Auflösung ermöglicht, sind keine oder nur ungenaue Daten zu Geschwindigkeiten verfügbar. In der genannten Arbeit wurden Messungen in O V (629\AA , Übergangsregion) sowie in den Koronalinien Mg IX (368\AA) und Fe XVI (335\AA) ausgewertet. In den Linien Fe XVI und Mg IX sind die Oszillationen in Geschwindigkeit signifikanter als die in Intensität. O'Shea et al. diskutieren, dass durch die Geschwindigkeitsmessungen zusätzliche nicht-kompressible Wellenmoden erfasst werden, die nicht in den Intensitätsmessungen sichtbar sind. Der Effekt ist in der Linie O V der Übergangsregion nicht sichtbar. Die vermuteten Wellenmoden könnten sich daher erst in der Korona bilden und nur dort existieren.

Die Beobachtungen von Curdt und Heinzel (1998) im Bereich der Lyman-Linien in der oberen Chromosphäre sind unserer Serie vom 29. Oktober 1999 sehr ähnlich. Als Zielregion war jedoch die „ruhige Sonne“ mit Zellen des Intranetworks gewählt, während sich unsere Daten auf die Umbra eines Sonnenflecks beziehen. Im Inneren der Zellen des Netzwerks wurden periodische Intensitätsvariationen mit 3,3 bis 3,5 Minuten Periode gefunden. In den hellen Regionen des Netzwerks traten dagegen Oszillationen mit längeren Perioden von 6,9 bis 7,6 Minuten auf. Diese Wellen scheinen sich aufwärts zu bewegen. Curdt und Heinzel leiteten aus der Phasenverschiebung der Intensitätsmaxima zwischen den Lyman-Linien Ly5 (937.803\AA) und Ly15 (915.329\AA) eine Phasengeschwindigkeit in der Größenordnung von 3 km/s ab. Dabei gingen sie von einer Differenz der Entstehungshöhen der Linien Ly5 und Ly15 von etwa 100 km aus. Die aus den Phasenbeziehungen der gleichen Linien in der Messreihe vom 29. Oktober 1999 abgeleitete Phasengeschwindigkeit beträgt rund 7 km/s. Das entspricht etwa der Schallgeschwindigkeit im Gebiet der Linienentstehung.

Radiobeobachtungen auf 17 GHz mit dem Nobeyama-Radioteleskop (Gelfreikh et al. 1999; Shibasaki 2001) zeigen über Zeiträume der Größenordnung von einer Stunde das Auftreten von

Geschwindigkeits-Oszillationen mit Frequenzen bei $\nu \approx 6$ mHz. Shibasaki bringt die Oszillation mit Schallwellen aus der unteren Atmosphäre in Verbindung, die sich nach oben durch die Gyroresonanzschicht bewegen und als 3. Harmonische auf 17 GHz sichtbar werden. Eine zeitliche Auflösung hinsichtlich des Auftretens der Oszillationen ist in beiden Arbeiten nicht gegeben, doch ist die Frequenz offenbar in der ganzen Serie vorherrschend. In diesem Fall wird ein geometrisch tief liegender Bereich einer heißen und vertikal wenig ausgedehnten Übergangsregion beobachtet. Die Oszillationsbedingungen sind dort möglicherweise beständiger als in den Plume-Bereichen, die mit EUV-Beobachtungen zugänglich sind.

7.4 Schlussfolgerungen

Die rapiden Variationen aller Parameter, die für die Emission und die Ausbreitung von Wellen in der Chromosphäre und der Übergangsregion bestimmend sind, sowie die in zwei Fällen beobachtete Frequenzdrift der Doppler-Geschwindigkeit von 4...6 mHz/h stellen die zentralen Befunde der Messdaten dar. Während das zeitweilige Auftreten von Intensitäts-Oszillationen auf eher isotherme Bedingungen schließen lässt, sollten die Bereiche, in denen nur Oszillationen der Doppler-Geschwindigkeit beobachtet werden, als nahezu adiabatisch zu betrachten sein. Modelle mit angenommener paralleler Schichtung würden in diesen Fällen eine schnelle Verkleinerung des Resonanzraumes verlangen. Dies ist ebenso ein deutlicher Hinweis auf stark instationäre Zustände in der Chromosphäre und der Übergangsregion.

Änderungen der Intensität von Geschwindigkeits-Oszillationen in Sichtlinien-Richtung können durch Variationen physikalischer Parameter verursacht werden, aber auch mit der Lage und Struktur des Magnetfeldes, d.h. hier der Richtung der Flussröhren und deren Veränderung verbunden sein. Die beobachtete Frequenzverschiebung jeweils zu höheren Frequenzen wäre mit einer Abwärtsbewegung eines oszillierenden Volumens in einer sich verengenden Flussröhre erklärbar. Überlagerungen mit der geometrischen Ausrichtung bezüglich der Sichtlinie modifizieren die beobachtbare Oszillation.

Zur Klärung von Fragen um Oszillationen von Magnetfeld, Intensität und Doppler-Geschwindigkeit und deren Beziehungen untereinander im Bereich von Flecken-Umbren können zukünftige lange Zeitreihen zweidimensionaler spektral-polarimetrischer Beobachtungen mit hoher Bildauflösung in photosphärischen Linien am Vakuum-Turm-Teleskop (VTT) auf Teneriffa beitragen. Wegen der zeitlichen Variationen der Beobachtungsbedingungen (seeing) sind solche Beobachtungen auf Verfahren der Bildstabilisierung (adaptive Optik) angewiesen. Neu konzipierte Teleskope wie GREGOR werden besonders durch die adaptive Optik sowie durch die große Öffnung für die genannten Beobachtungen geeignet sein. Bei Satellitenexperimenten muss auch großer Wert auf die Stabilität der Instrumente einschließlich notwendiger Steuer- und Korrekturvorgänge gelegt werden, bis hin zur Vermeidung von periodischen Korrekturen.

Messdaten von Vorgängen auf der Sonne stellen einmalige Realisierungen von nicht-stationären Prozessen dar und sind typischerweise stark verrauscht. Ein Optimum von zeitlicher Folge der Datenpunkte und sinnvollem Signal-Rausch-Verhältnis muss durch instrumentelle Maßnahmen erlangt werden. Alle Auswerteverfahren treffen auf Grenzen, die in den Messungen selbst begründet sind. Die Aussagen sind somit wie Wahrscheinlichkeitsangaben, auch wenn Signifikanztests und ähnliches eine Sicherheit der Befunde nahelegen. Sicherere Aussagen würde man z.B. durch vielfache Messung des gleichen Prozesses mit identischer Messanordnung erhalten können. Das entspräche der mehrfachen Realisierung von Datensätzen — eine Forderung, die im Bereich der astrophysikalischen Beobachtung kaum umsetzbar erscheint.

8 Literatur

- Balthasar H., 1999: Temporal fluctuations of the magnetic field in sunspots. *Solar Phys.* **187**, 389–403.
- Beckers J.M., Tallant P.E., 1969: Chromospheric inhomogeneities in sunspot umbrae. *Solar Phys.* **7**, 351–365.
- Beckers J.M., Shultz R.B., 1972: Oscillatory motions in sunspots. *Solar Phys.* **27**, 61–70.
- Bogdan T.J., 2000: Sunspot oscillations: a review. *Solar Phys.* **192**, 373–394.
- Brković A., Rüedi I., Solanki S.K., Fludra A., Harrison R.A., Huber M.C.E., Stenflo J.O., Stucki K., 2000: EUV brightness variations in the quiet Sun. *Astron. Astrophys.* **353**, 1083–1093.
- Brynildsen N., Maltby P., Leifsen T., Kjeldseth-Moe O., Wilhelm K., 1999: Observations of sunspot transition region oscillations. *Solar Phys.* **191**, 129–159.
- Brynildsen N., Maltby P., Fredvik T., Kjeldseth-Moe O., Wilhelm K., 2001: Sunspot plumes and flow channels. *Solar Phys.* **198**, 89–131.
- Carlsson M., Stein R.F., 1997: Formation of solar Calcium H and K bright grains. *Astrophys. J.* **481**, 500–514.
- Chae J., Wang H., Goode P.R., Fludra A., Schühle U., 2000: Comparison of transient network brightenings and explosive events in the solar transition region. *Astrophys. J.* **528**, L119–L122.
- Christensen-Dalsgaard J., 1998: Lecture notes on stellar oscillations. (4th edition, revised printing.) Aarhus Universitet.
- Christopoulou E.B., Georgakilas A.A., Koutchmy S., 2000: Oscillations and running waves observed in sunspots. *Astron. Astrophys.* **354**, 305–314.
- Curdt W., 2001: persönl. Mitteilung.
- Curdt W., Heinzel P., 1998: Dynamic behavior of the upper solar atmosphere: SUMER/SOHO observations of hydrogen Lyman lines. *Astrophys. J.* **503**, L95–L100.
- Delaboudinière J.-P., Artzner G.E., Brunaud J., Gabriel A.H., Hochedez J.F., Millier F., Song X.Y., Au B., Dere K.P., Howard R.A., Kreplin R., Michels D.J., Moses J.D., Defise J.M., Jamar C., Rochus P., Chauvineau J.P., Marioge J.P., Catura R.C., Lemen J.R., Shing L., Stern R.A., Gurman J.B., Neupert W.M., Maucherat A., Clette F., Cugnon P., VanDessel E.L., 1995: EIT: Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope for the SOHO Mission. *Solar Phys.* **162**, 291–312.
- De Moortel I., Hood A.W., 2000: Wavelet analysis and the determination of coronal plasma parameters. *Astron. Astrophys.* **363**, 269–278.
- Deubner F.-L., 1975: Acoustic waves and the geometric scale in the solar atmosphere. *Solar Phys.* **40**, 333–335.
- Fludra A., 1999: Intensity oscillations in a sunspot plume. *Astron. Astrophys.* **344**, L75–L78.
- Fludra A., 2001: Transition region oscillations above sunspots. *Astron. Astrophys.* **368**, 639–651.
- Fontenla J.M., Avrett E.H., Loeser R., 1991: Energy balance in the solar transition region. II. Effects of pressure and energy input on hydrostatic models. *Astrophys. J.* **377**, 712–725.
- Gelfreikh G.B., Grechnev V., Kosugi T., Shibasaki K., 1999: Detection of periodic oscillations in sunspot-associated radio sources. *Solar Phys.* **185**, 177–191.
- Giovanelli R.G., 1972: Oscillations and waves in a sunspot. *Solar Phys.* **27**, 71–79.
- Gurman J.B., Leibacher J.W., 1984: Linear models of acoustic waves in sunspot umbrae. *Astrophys. J.* **283**, 859–869.
- Harrison R.A., Lang J., Brooks D.H., Innes D.E., 1999: A study of extreme ultraviolet blinker activity. *Astron. Astrophys.* **351**, 1115–1132.
- Havnes O., 1970: The umbral flash as a magneto-acoustic wave phenomenon. *Solar Phys.* **13**, 323–329.

- Horn T., Staude J., Landgraf V., 1997: Observations of sunspot umbral oscillations. *Solar Phys.* **172**, 69–76.
- Ireland J., Walsh R.W., Harrison R.A., Priest E.R., 1999: A wavelet analysis of active region oscillations. *Astron. Astrophys.* **347**, 355–365.
- Kneer F., 1990: Waves in active regions: observations. *Publ. Debrecen Obs.* **7**, 277–289.
- Leibacher J., Gouttebroze P., Stein R.F., 1982: Solar atmosphere dynamics. II. Nonlinear models of the photospheric and chromospheric oscillations. *Astrophys. J.* **258**, 393–403.
- Leighton R.B., Noyes R.W., Simon G.W., 1962: Velocity fields in the solar atmosphere I. preliminary report. *Astrophys. J.* **135**, 474–499.
- Lie-Svenden Ø., Holzer T.E., Leer E., 1999: Electron heat conduction in the solar transition region: validity of the classical description. *Astrophys. J.* **525**, 1056–1065.
- Lites B.W., 1992: Sunspot oscillations: observations and implications. In: *J.H. Thomas and N.O. Weiss (eds.), 'Sunspots: Theory and Observations'*. Kluwer Acad. Publ., 261–302.
- Lites B.W., Thomas J.H., Bogdan T.J., Cally P.S., 1998: Velocity and magnetic field fluctuations in the photosphere of a sunspot. *Astrophys. J.* **497**, 464–482.
- Lites B.W., White O.R., Packman D., 1982: Photoelectric observations of propagating sunspot oscillations. *Astrophys. J.* **253**, 386–392.
- Louis A.K., Maaß P., Rieder A., 1994: *Wavelets. Theorie und Anwendungen*. B.G.Teubner, Stuttgart.
- Macklin J.T., 1982: An investigation of the properties of double radio sources using the Spearman partial rank correlation coefficient. *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **199**, 1119–1136.
- Mallat S., 1989: A theory for multiresolution signal decomposition: the wavelet representation. *IEEE Trans. on Pattern Anal. and Machine Intell.* **11**, 674–693.
- Moore R., Rabin D., 1985: Sunspots. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **23**, 239–266.
- Muller R., 1992: Fine structure of umbrae and penumbrae. In: *J.H. Thomas & N.O. Weiss (eds.), 'Sunspots: Theory and Observations'*. Kluwer Acad. Publ., 175–193.
- Norton A.A., Ulrich R.K., Bush R.I., Tarbell T.D., 1998: Characteristics of MHD oscillations observed with MDI. In: *B. Schmieder, A. Hofmann, & J. Staude (eds.), 'Magnetic Fields and Oscillations. 3rd Adv. in Solar Physics Euroconf.'*, A.S.P. Conf. Series **184**, 136–140.
- Norton A.A., Ulrich R.K., Bush R.I., Tarbell T.D., 1999: Characteristics of magnetohydrodynamic oscillations observed with the Michelson doppler interferometer. *Astrophys. J.* **518**, L123–L126.
- Nye A.H., Thomas J.H., 1974: The nature of running penumbral waves. *Solar Phys.* **38**, 399–413.
- Obridko V.N., Staude J., 1988: A two-component working model for the atmosphere of a large sunspot umbra. *Astron. Astrophys.* **189**, 232–242.
- O'Shea E., Banerjee D., Doyle J.G., Fleck B., Murtagh F., 2001: Active region oscillations. *Astron. Astrophys.* **368**, 1095–1107.
- Rendtel J., Staude J., Innes D.E., Wilhelm, K., 1999: SUMER observations of intensity oscillations in the transition region of a sunspot. In: *B. Schmieder, A. Hofmann, & J. Staude (eds.), 'Magnetic Fields and Oscillations. 3rd Adv. in Solar Physics Euroconf.'*, A.S.P. Conf. Series **184**, 271–275.
- Rendtel J., Staude J., Wilhelm K., Gurman J.B., 2001: Sunspot transition region oscillations. In: *'Helio- and Asteroseismology at the Dawn of the Millenium'*, SOHO 10 / GONG 2000 Workshop. Santa Cruz de Tenerife, October 2–6, 2000. ESA SP-**464**, 235–237.
- Rüedi I., Solanki S.K., 1999: Oscillations of sunspot magnetic fields: MDI observations of a symmetric sunspot. In: *B. Schmieder, A. Hofmann, & J. Staude (eds.), 'Magnetic Fields and Oscillations. 3rd Adv. in Solar Physics Euroconf.'*, A.S.P. Conf. Series **184**, 131–135.
- Rüedi I., Solanki S.K., Stenflo J.O., Tarbell T., Scherrer P.H., 1998: Oscillations of sunspot magnetic fields. *Astron. Astrophys.* **335**, L97–L100.

- Schlichenmaier R., 1999: A model for penumbral phenomena. In: *T.R.Rimmele, K.S.Balasubramaniam, & R.R.Radick (eds.), 'High Resolution Solar Physics: Theory, Observations, and Techniques'* A.S.P. Conf. Series **183**, 91–99
- Schlittgen R., Streitberg B.H., 1997: *Zeitreihenanalyse*, R. Oldenbourg, München
- Seehafer N., Staude J., 1979: Force-free magnetic field extrapolation for the complex sunspot group of August 1972. *Astron. Nachr.* **300**, 151–162.
- Settele A., Zhugzhda Y.D., Staude J., 1999: A new method to calculate the resonant response of a sunspot model atmosphere to magneto-atmospheric waves. *Astron. Nachr.* **320**, 147–156.
- Shibasaki K., 2001: Microwave detection of umbral oscillation in NOAA active region 8156: diagnostics of temperature minimum in sunspot. *Astrophys. J.* **550**, 1113–1118.
- Staude J., 1999: Sunspot Oscillations. In: *B. Schmieder, A. Hofmann, & J. Staude (eds.), 'Magnetic Fields and Oscillations. 3rd Adv. in Solar Physics Euroconf.'*, A.S.P. Conf. Series **184**, 113–130.
- Staude J., Fürstenberg F., Hildebrandt J., Krüger A., Jakimec J., Obridko V.N., Siarkowski M., Sylvester B., Sylvester J., 1983: A working model of sunspot structure in photosphere, chromosphere and corona derived from X-ray, EUV, optical and radio observations. *Acta Astron.* **33**, 441–460.
- Staude J., Rendtel J., Balthasar H., Zhugzhda Y., 1999: Oscillations in sunspots: Observations and Modelling. In: *Proc. 9th European Meeting on Solar Physics, 'Magnetic Fields and Solar Processes'. Florence, Italy, 12–18 Sept. 1999.* ESA SP-448, 373–378.
- Staude J., Rendtel J., Settele A., 2001: Resonant transmission of magneto-atmospheric waves in sunspot umbrae. In: *P. Brekke, B. Fleck, & J.P. Gurman (eds.), 'Recent Insight into the Physics of the Sun and Heliosphere – Highlights from SOHO and Other Space Missions'*, IAU Symp. 203, *A.S.P. Conf. Series* (in press)
- Staude J., Zhugzhda Y.D., Locāns V., 1985: Interpretation of Oscillations in UV Lines Observed Above Sunspot Umbrae. *Solar Phys.* **95**, 37–44.
- Staude J., Žugžda Y.D., Locāns V., 1987: Oscillations and waves in sunspots. In: *L.Heijna & M.Sobotka (eds.), 'The Sun'*. 10th ERAM, Prague, vol. 1, 161–170.
- Theurer J., Ulmschneider P., Kalkofen W., 1997: Acoustic wave propagation in the solar atmosphere. *Astron. Astrophys.* **324**, 717–724.
- Torrence C., Compo G.P., 1998: A practical guide to wavelet analysis. *Bull. American Meteor. Soc.* **79**, 61–78; Software erhältlich unter: <http://paos.colorado.edu/research/wavelets/>.
- Unno W., Osaki Y., Ando H., Saio H., Shibahashi H., 1989: *Nonradial Oscillations of Stars*. Univ. of Tokyo Press.
- Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R., 1981: Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet sun. *Astrophys. J. Suppl.* **45**, 635–725.
- Vigouroux A., Delache Ph., 1993: Fourier versus wavelet analysis of solar diameter variability. *Astron. Astrophys.* **278**, 607–616.
- Walther G., 1999: On the solar-cycle modulation of the Homestake solar neutrino capture rate and the shuffle test. *Astrophys. J.* **513**, 990–996.
- Wilhelm K., Curdt W., Marsch E., Schühle U., Lemaire P., Gabriel A., Vial J.-C., Grewing M., Jordan S.D., Poland A.I., Thomas R.J., Kühne M., Timothy J.G., Hassler D.M., Siegmund O.H.W., 1995: SUMER – Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation. *Solar Phys.* **162**, 189–231.
- Wittmann A., 1969: Some properties of umbral flashes. *Solar Phys.* **7**, 366–369.
- Zhugzhda Y.D., Balthasar H., Staude J., 2000: Multi-mode oscillations in sunspots. *Astron. Astrophys.* **355**, 347–354.
- Zimmermann H., Weigert A., 1995: *ABC-Lexikon Astronomie*. Spektrum Akad. Verlag, Heidelberg.
- Zirin H., Stein A., 1972: Observations of running penumbral waves. *Astrophys. J.* **178**, L85–L87.

- Žugžda Y.D., Locāns V., Staude J., 1983: Seismology of oscillations in sunspot umbrae. *Astron. Nachr.* **308**, 257–269.
- Žugžda Y.D., Locāns V., Staude J., 1987: The interpretation of sunspot atmospheres. *Solar Phys.* **82**, 369–378.
- Žugžda Y.D., Staude J., Locāns V. 1984: A model of the oscillations in the chromosphere and transition region above sunspot umbrae. *Solar Phys.* **91**, 219–234.

Danksagungen

Ich danke besonders Prof. Jürgen Staudé (Astrophysikalisches Institut Potsdam, AIP) für die Anregung zu der Arbeit und die vielen hilfreichen Gespräche bis zur Abfassung der Arbeit. Der wesentliche Teil der Arbeit erfolgte im Rahmen des DFG-Projekts „Solare Oszillationen und Strahlung“ (STA 351/4).

Dr. Axel Hofmann (AIP) stand für die Extrapolationsrechnungen des Magnetfeldes der aktiven Region NOAA 7986 aus dem Kitt Peak-Magnetogramm hilfreich zur Seite.

Für Unterstützung bei der Datenanalyse und der Beurteilung der Signifikanz gefundener Ergebnisse danke ich herzlich Dr. Udo Schwarz (AG Nichtlineare Dynamik, Universität Potsdam).

Viele Kollegen des Sonnenobservatoriums Einsteinurm standen zu Diskussionen über die Datenbehandlung und die Interpretation zur Verfügung.

Ich bedanke mich für die Reduktion der SUMER-Beobachtungen im Bereich der Lyman-Linien durch Dr. W. Curdt (Max-Planck-Inst. f. Aeronomie, Katlenburg-Lindau) und seine hilfreichen Kommentare zu den Daten.

Immer wieder neue Energie gaben mir meine Frau Manuela und Tochter Jennifer, die mich besonders in der „Endphase“ häufiger gestresst erlebten.