

Fachgruppe Spektroskopie im VdS

**Einführung
in die
Spektroskopie
für
Amateure**

Erstausgabe 2000

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Fachgruppe Spektroskopie	2
3	Geschichte der Spektroskopie	6
4	Zur Physik optischer Spektren	9
4.1	Einleitung	9
4.2	Thermische Strahler: Kontinuierliche Spektren	9
4.3	Strahlung freier Atome, Ionen und Moleküle	12
4.4	Emission von Plasmen	16
4.5	Schlussbemerkung	18
5	Objekte	19
5.1	Sonne	19
5.1.1	Spektroskopie der Sonne	19
5.1.2	Spektroskopie an der Volkssternwarte Radebeul	26
5.2	Veränderliche Sterne	32
5.2.1	Cepheiden	32
5.2.2	Mira-Sterne	32
5.2.3	Emissionsliniensterne	35
5.3	Kohlenstoffsterne	37
5.4	Helle rote Überriesen	38
5.5	Sterne unterschiedlicher Rotationsgeschwindigkeiten	39
5.6	Planetarische Nebel	40
5.7	Novae	46
6	Selbstbau von Spektrographen	47
6.1	Einführung	47
6.2	Die CCD-Kamera	49
6.2.1	Aufbau eines CCD-Chips	49
6.2.2	Funktionsweise einer CCD-Kamera	50
6.2.3	Entstehung eines CCD-Bildes	51
6.2.4	Eigenschaften einer CCD - Kamera	51
6.2.5	Grenzen der CCD-Kamera	52
6.3	Beispiele von Amateurspektrographen	55
6.3.1	Zwei Prismenspektrographen	55

6.3.2	Ein fasergekoppelter Gitterspektrograph	56
7	Auswertung der Spektren	61
7.1	Qualitative Spektralanalyse	62
7.2	Quantitative Spektralanalyse	62
7.2.1	MK32	63
7.2.2	MIDAS	65

Abbildungsverzeichnis

4.1	Schwarzkörperspektrum	10
4.2	Energiestufen im Atom	13
4.3	Blick durch eine Plasmawolke	16
5.1	Spektrum der Sonne	19
5.2	Rohspektrum der Sonne	20
5.3	Spektrum der Sonne nach Kalibration	21
5.4	Berechnetes Spektrum eines G-Sterns	23
5.5	Berechnetes Sternspektrum mit und ohne Calcium	23
5.6	Berechnetes Sternspektrum mit und ohne Eisen	24
5.7	Berechnetes Sternspektrum mit und ohne Strontium	24
5.8	Linienzugeordnetes Sonnenspektrum	25
5.9	Der Radebeuler Spektrograph	26
5.10	Der Strahlengang	27
5.11	Ausschnitt aus dem Sonnenspektrum	28
5.12	Atmosphärische O ₂ -Absorption	29
5.13	Na-D im Sonnenspektrum	29
5.14	Spektrum der Chromosphäre	30
5.15	Spektrum mit Sonnenfleck	30
5.16	Die Anderson-Prismen	31
5.17	Die Sonne im Weißlicht	32
5.18	Die Sonne im H _α -Licht	32
5.19	Spektren verschiedener Phasen von δ Cephei	33
5.20	Spektrum von <i>o</i> Ceti	35
5.21	Relatives Intensitätsverhalten der TiO-Banden	36
5.22	Maximalintensitäten der H _γ und H _δ -Emissionen	36
5.23	Lichtkurve von <i>o</i> Ceti	37
5.24	Spektrum von P Cygni	37
5.25	Spektrum von Y CVn	38
5.26	Spektrum von α Bootis	38
5.27	Entstehung typischer Spektrallinien in Nebeln	42
5.28	Spaltlose Spektralaufnahmen Planetarischer Nebel	44
5.29	Rohscan von M 57	45
5.30	Rohscan von NGC 6543	45
6.1	Strahlengang durch das Prisma	48
6.2	Schematischer Aufbau eines Pixels	50

6.3	Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares durch ein Photon	50
6.4	Weg der Bilddaten bis zum Computer	51
6.5	Quantenausbeute verschiedener Detektoren	52
6.6	Spektrale Empfindlichkeit des KAF-0400	52
6.7	Objektiv-Prismenkamera	56
6.8	Schema der Objektiv-Prismenkamera	57
6.9	Spektrographenansatz mit Prisma	58
6.10	Spektrum von R Leonis	59
6.11	Schema eines Gitterspektrographen	59
6.12	Spektrum von δ Sco	59
6.13	Die Rotation der Scheibe um δ -Sco	60
7.1	Rohscan und normiertes Spektrum	64
7.2	Rohspektrum	65
7.3	kalibriertes Spektrum	66

Kapitel 1

Einleitung

Ernst Pollmann

Schon bei der Formulierung des ersten Gedankens an eine Einführungsschrift als Gemeinschaftsprojekt der Fachgruppe SPEKTROSKOPIE, wurden z.T. erhebliche Auffassungsunterschiede im Bezug auf die Zielsetzung innerhalb der FG deutlich.

Alles überflüssig - meinen die Einen, die der Ansicht sind, dass zum Thema Spektroskopie alles bereits geschrieben und beschrieben ist. Man müsse eben nur den Willen haben, und in der einschlägigen Literatur (mit Verweis auf die Literaturliste der FG) geduldig studieren, dann ließe sich nahezu alles Wissenswerte erfahren, was heute den Kenntnisstand dieses Wissenschaftszweiges ausmacht.

Aber genau das ist ja das Problem, sagen die Anderen, die meinen, dass dem Beginner und Sympathisanten der Spektroskopie dieser Stolperstein nicht unbedingt und von vornherein in den Weg gelegt werden sollte. Das Thema sei an sich schon ausreichend schwergewichtig, so dass unbedingt ein Leitfaden geschaffen werden müsse, der einen bequemerem Einstieg ermöglicht.

Es gehört zum Ritual im Vorfeld derartiger Vorhaben, Positionen leidenschaftlich zu vertreten um am Ende - wie im vorliegenden Fall, nach Beschlußfassung für die Projektrealisierung - mehr oder weniger kompromißbereit konstruktiv an der Umsetzung mitzuwirken. Diese kommunikativen Elemente bei Gemeinschaftsvorhaben sind normal, absolut nichts ungewöhnliches und gehören eben einfach dazu. Insofern hat sich die FG SPEKTROSKOPIE nach einigem hin und her doch als funktionsfähig erwiesen und zur Aufgabe gestellt, eine Einsteigerbroschüre für das Fachgebiet der Stern- und Solarspektroskopie zu verfassen.

Eine Einleitung sollte nicht mehr sein als eine Einleitung. Deshalb wäre es hier unangebracht, auf Einzelheiten dieses FG-Projektes einzugehen. Nur so viel sei abschließend noch gesagt: Die Beiträge der einzelnen Autoren sind ausschließlich nach Gesichtspunkten der Allgemeinverständlichkeit zusammengestellt worden und sollten als Hilfestellung bei der ersten Orientierung des Anfängers verstanden werden. Es war niemals Absicht, mit der Literatur aus Lehre und Forschung in irgendeiner Weise in Konkurrenz zu treten.

Bleibt nur zu hoffen, dass dieser bescheidene Ansatz im Kreise der Amateure trotzdem Anerkennung findet.

Kapitel 2

Die Fachgruppe Spektroskopie

Ernst Pollmann

Spektroskopie - das ist auch heute noch ein Begriff, dem die überwiegende Mehrheit, zumindest die der bundesdeutschen Amateurastronomen, keine besonderen Sympathien entgegenbringen will. Das mag verstehen wer will. Ich habe auch heute noch meine Schwierigkeiten, diese ablehnende Geisteshaltung nachzuvollziehen.

Nichts gegen unbeschwerte astronomische Freizeitgestaltung oder der Beschäftigung mit ausschließlich schöngestigen Dingen, die meist verknüpft sind mit ausgesprochen ästhetischen Aspekten. So wie es uns beispielsweise in vielen traumhaften Deep-Sky-Fotos aus dem Bereich der Astrofotografie gelegentlich vor Augen geführt wird.

Doch 'mal ehrlich: was oder wo wäre die heutige astronomische Forschung, hätte es seinerzeit nicht die Herren Bunsen, Kirchhoff oder Josef von Fraunhofer gegeben. Sicher, dann hätte es andere Pioniere der Spektralanalyse gegeben, mag der eine oder andere sagen.

Eine derartige Retrospektive mutet zuweilen ein wenig abstrakt an. Tatsache jedenfalls ist, dass diese physikalische Analytik einen Weg, manchmal gar die einzige Möglichkeit überhaupt darstellt, über den Materiezustand ferner Welten, Sterne, Planeten, Meteoriten u.s.w. Informationen zu erhalten. Die Fachastronomie beweist dies in vielen Beispielen aktueller und zukunftsorientierter Forschungsunternehmungen.

Doch der Amateur wendet sich ab. Spektroskopie - nein danke. Wie oben schon geschrieben: das verstehe wer will. Kaum ein anderer Veranstalter astronomischer Amateurtagungen wie Peter Riepe in Bochum, trägt der stiefmütterlichen Geisteshaltung, die der Spektroskopie heute in Amateurkreisen entgegengebracht wird, so sehr Rechnung. Seit Jahren schon ist es sehr zur Freude der FG SPEKTROSKOPIE sein besonderes Anliegen, die Bochumer Herbsttagung mit mindestens einem Amateurreferat zu diesem Thema auszustatten. Gleichwohl treten immer wieder Stimmen auf den Plan, die da lauten: muß das sein?

In abendlicher gemütlicher und geselliger Runde nach der BoHeTa 1992, unterbreitete ich dem damaligen Vorstand der VdS das Angebot zur Gründung der Fachgruppe SPEKTROSKOPIE. Niemals hatte ich auch nur im Traum daran gedacht, dass diese Offerte mit soviel Resonanz und Wohlwollen seitens des VdS-Vorstandes aufgenommen würde. Der erste Schritt war getan. Nun mußte mehr geschehen als nur den

Gründungsakt zu vollziehen. Zugegebenermaßen fehlte mir natürlich anfangs jegliche Erfahrung, hinsichtlich dessen, was denn so die eigentliche Substanz eines Fachgruppenwesens ausmacht.

Erfreulicherweise erweiterte sich der Fachgruppenkreis nach Bekanntgabe der Gründung doch schnell. Mehr und mehr fanden sich interessierte Amateurspektroskopiker zur Mithilfe bzw. zur Mitarbeit bereit. Beim ersten Gründungstreffen 1993, wieder in Bochum, wurden bereits einige grundsätzliche Weichen der zukünftigen Zielsetzung gestellt: Die Zusammenarbeit mit anderen Fachgruppen der VdS - heute ein wesentliches Anliegen des VdS-Vorstandes.

Bereits 1994, veranstaltete die FG SONNE gemeinsam mit der FG SPEKTROSKOPIE eine erste Gemeinschaftstagung in Heilbronn. Im Zuge weiter wachsenden Selbstvertrauens in die Eigenständigkeit, wurde der FG-Kreis größer und aktiver. Der Wunsch nach einem eigenen Mitteilungsblatt trat in den Vordergrund. Was war zu tun?

Wohlwissend um die Bedeutung eines solch internen wichtigen Kommunikations-elementes, war doch eher Skepsis als Überzeugung dominant. Nach anfänglichem Zögern entschlossen wir uns dann doch dazu, ein Mitteilungsblatt herauszugeben. Ausschließlich dem Zweck dienend, die gerade in Gang gekommene Kommunikation zwischen den einzelnen Fachgruppenmitgliedern zu unterstützen bzw. zu fördern. Inzwischen ist unser Mitteilungsblatt mit Namen SPEKTRUM erfreulicherweise auch außerhalb der FG einigermaßen bekannt geworden, was letztlich dem Stellenwert und Ansehen der Spektroskopie in der bundesdeutschen Amateurszene sehr entgegenkommt.

Die individuell akzentuierten Aktivitäten der Fachgruppenmitglieder entwickelten sich zur Eigendynamik. Unsere Spektroskopietagungen trugen wesentlich dazu bei, persönliche Kontakte zu knüpfen und darüber hinaus bestehende zu vertiefen. Kassel 1995 und Freigericht(Hanau) 1998 waren ein solche Meilensteine. Hier konnten in exzellenten Institutsräumen ein erstklassiges Treffen der FG SPEKTROSKOPIE veranstaltet werden. Die auf diesen Treffen realisierten Workshops waren wohl die belebtesten Elemente mit nachhaltiger Wirkung. Auch heute noch ist zu erfahren, dass in Kassel '95 ein ganz wichtiger Durchbruch erzielt worden ist.

Insofern nimmt es nicht Wunder, dass heute von nahezu programmatischen Aktivitäten der FG gesprochen werden darf. Die interessantesten Projekte, an denen derzeit zum Teil in individueller, aber auch in Gemeinschaftsform gearbeitet wird, wären:

- Fotografische Beobachtung an Emissionsliniensternen und planetarischen Nebeln
- Spektralklassifikation später Spektraltypen
- Allgemeine Spektralklassifikation
- Entwicklung und Test's von Spektrenauswerteprogrammen
- Informelle Unterstützung zu spektr. Filmen, Datenblätter, Sensibilisierung
- Bau verschiedener Spektrographentypen (Gruppen und Einzelpersonen)
- H_{α} -Emissionsmessungen an veränderlichen Emissionsliniensternen
- Allgemeine CCD-Spektroskopie

Erfreulicherweise ist es der Fachgruppe mit Resultaten aus einigen Projekten gelungen, ein gewisses Interesse in der Fachastronomie zu wecken. Die ergiebigen Kon-

takte beispielsweise zur Landessternwarte Heidelberg (Dr. Andreas Kaufer) oder auch zum Astronomischen Institut der Universität Bochum (Prof. Dr. Dachs, Dr. Hanuschik) sowie zur IAU Workinggroup on Active B-Stars, stellen hier wichtige Triebfedern mit ungeheurem Motivationsschub dar. Die mit diesen Institutionen geführten vielfältigen Diskussionen haben sehr zur allgemeinen Horizonterweiterung der gesamten Fachgruppe beigetragen. Darum wird es auch zukünftig wichtig sein, in seriöser Weise diese fruchtbringenden Kontakte behutsam zu pflegen.

Die Gemeinschaftstagung der FG SPEKTROSKOPIE und der FG BAV (Bundesdeutsche Arbeitsgemeinschaft für Veränderliche Sterne) im September 1996 in Nürnberg wurde als nächstes besonderes Ereignis im Kreise unserer FG gesehen. Wie bereits angedeutet, ist die engere Zusammenarbeit mit anderen Fachgruppen der VdS ein wesentliches Anliegen der FG SPEKTROSKOPIE. Was den Bereich veränderlicher Sterne betrifft, so sind hier Helligkeitsmessungen und Spektroskopie ohnehin durch die gemeinsame Physik der Sternatmosphären eng miteinander verknüpft. Dies lehrt uns die Fachastronomie, seit das Sternenlicht in Helligkeit gemessen und spektral analysiert wird.

Um so erfreulicher ist denn auch die Zusammenarbeit zwischen beiden FG, am sich alle 20 Jahre wiederholenden Bedeckungsereignis des Sternsystems VV Cep. Ein aktuelles astronomisches Ereignis ersten Ranges, bei dem sowohl Amateure der lichtelektrischen wie auch der spektroskopischen Zunft in einer sinnvollen Ergänzung ihre Beobachtungsdaten der Fachastronomie anbieten können, und die dort auch mit Interesse aufgenommen werden (siehe hierzu den Aufsatz von Dr. U. Bastian in SuW 12/96).

Die Starkenburg-Sternwarte in Heppenheim war vom 27.-29. Juni unsere Heimstatt zur Jahrestagung 1997. Wie in den Jahren zuvor, wurde wieder die Workshopveranstaltungsform bevorzugt, ohne jedoch darauf verzichten zu wollen, zwischendurch eingestreute Kurzvorträge aus der amateurastronomischen Praxis anzubieten.

Schwerpunkthemen der Tagung: Auswertung von Amateur-CCD-Spektren mit dem Auswertesystem MIDAS und Beschreibung spektraler Empfindlichkeits- und Anwendungsmerkmale verschiedener Fotoemulsionen für die fotografische Spektrengewinnung.

Durch engagierten Einsatz der Fachgruppenmitglieder Michael Büchner (Kalchreuth), Günter Gebhard (Neumarkt) und Dr. Andreas Kaufer von der Landessternwarte Heidelberg konnte ohne Probleme, an vier Rechnern in ebensovielen Gruppen die praxisnahe Prozedur der ersten Schritte einer CCD-Spektrenauswertung sichergestellt werden.

Im zweiten Workshopthema widmete sich Dr. Zeitler (Neuried) seinen Teilnehmern in ebenso bewundernswerter Weise. Seine über Jahre, durch wissenschaftliche Arbeiten erworbenen Ergebnisse auf dem Sektor der spektralen Eigenschaftsbeschreibung von Fotoemulsionen für die verschiedensten astrofotografischen Anwendungen wurden seiner Workshopgruppe zu einem besonderen Erlebnis.

Das bisher wohl herausragendste Ereignis seit Bestehen der FG war die Jahrestagung 1998 im naturwissenschaftlichen Neubau des Gymnasiums und der Schulsternwarte in Freigericht bei Hanau. In zwei Vortragsreihen wurde hier an einem Wochenende unter Rahmenbedingungen, wie man sie sich besser nicht vorstellen kann, ein repräsentativer Querschnitt durch alle Betätigungsbereiche amateurastronomischer Spektroskopie vorgestellt. Die Resonanz der Tagungsteilnehmer auf Programminhalte

und Veranstaltungscharakter: Eine Amateurtagung der Extraklasse.

Kontakt zur Fachgruppe erhält man über

Ernst Pollmann

Charlottenburgerstraße 26c, 51377 Leverkusen

pollmann@aol.com

und die Mailingliste der Fachgruppe

fg-spek@lsw.uni-heidelberg.de

Kapitel 3

Geschichte der Spektroskopie

Dr. Andreas Ulrich

Bei Betrachtung der Spektroskopie in der Astronomie ist natürlich von Interesse, wie sich dieses Gebiet entwickelt hat. Der Begriff Spektroskopie wird in der heutigen Wissenschaft in einer schier unüberschaubaren Vielfalt verwendet. Das liegt einmal daran, dass das elektromagnetische Spektrum, bei dessen Studium wohl zuerst in größerem Umfang spektroskopische Untersuchungen durchgeführt wurden, vom langwelligen Radiobereich bis zu extremen hochenergetischen Photonen reicht. Außerdem wissen wir heute von der Äquivalenz von Masse und Energie, sowie dem Zusammenhang der Wellenlänge elektromagnetischer Strahlung als auch der Materiewellenlänge mit Energie bzw. Masse eines Teilchens, so dass alle Messverfahren, die entweder Teilchen oder Photonen hinsichtlich ihrer Energie oder Masse zu trennen vermögen, als Spektroskopie bezeichnet werden. Entsprechend vielfältig sind auch die Techniken, die bei der Spektroskopie in diesem sehr weiten Sinne angewandt werden.

In dieser Einführungsschrift soll von der optischen Spektroskopie und ihrer Anwendung in der Astronomie die Rede sein. Die Zerlegung des Lichtes im sichtbaren Bereich und den angrenzenden Bereichen des nahen Infrarot und Ultraviolett mit Hilfe eines Prismas oder Beugungsgitters ist sozusagen die „klassische Spektroskopie“. Sie wird heute routinemäßig in der Analytik in Form von Emissions- und Absorptionsspektroskopie in Labors angewandt. In der Folge möchte ich subjektiv, aus der Sicht eines Anwenders der spektroskopischen Methoden, ohne das Wissen und ohne den fachlichen Hintergrund eines Wissenschaftshistorikers versuchen darzustellen, wie sich die optische Spektroskopie entwickelt hat. Dabei ist interessant, dass die optische Spektroskopie im Labor und in der Astronomie ganz eng miteinander verbunden sind. Sie ist ganz sicher der Ausgangspunkt der Astrophysik, bei der Himmelskörper nicht nur nach ihrer Position und ihrem Erscheinungsbild am Himmel klassifiziert werden, sondern auch hinsichtlich ihrer physischen Zusammensetzung. Mein Eindruck ist, dass die besten optischen Spektrometer/Spektrographen derzeit in der Astronomie im Einsatz sind, nachdem die Tabellen zur Zuordnung der Spektrallinien zusammengestellt sind und kaum ein Institut an solchen Programmen arbeitet.

Abgesehen davon, dass unser Auge schon immer die Farben des Lichtes unterscheiden konnte und sicher schon in vorgeschichtlicher Zeit, Antike und Mittelalter farbliche Unterschiede bei Sternen und Planeten und die atmosphärischen Wirkungen auf das Sonnenlicht beobachtet wurden, beginnt die Entwicklung der wissenschaftli-

chen optischen Spektroskopie wohl im 17. Jhd mit Arbeiten von Snellius (1591-1626) zum Brechungsgesetz. F. M. Grimaldi (1618-1663) beobachtet die Interferenzfarben dünner Plättchen. R. Hooke (1635-1703) betrachtet das Licht als Schwingung und interpretiert damit Farbe und Brechung. Im Jahr 1666 zerlegt I. Newton (1642-1727) weißes Licht mit Hilfe eines Prismas aber seine Autorität verhindert wohl auch für ca. 100 Jahre Fortschritte in der Wellentheorie des Lichtes, bis Th. Young (1773-1829) 1801 das Interferenzprinzip formuliert.

Damit erstreckt sich der Zeitraum, in dem optische Spektroskopie betrieben wurde auf ca. 200 Jahre. In den vergangenen 50 Jahren fand die Ausweitung der Beobachtung von astronomischen Objekten auf einen extrem weiten Wellenlängenbereich vom Radiogebiet bis zur Gamma-Astronomie statt. An Techniken kam im wesentlichen der Nachweis von Licht mit CCD Detektoren bzw. kurz- und langwelliger Strahlung mit den entsprechenden Detektoren für diese Bereiche hinzu. Entscheidend für die Beobachtungen war, neben der Entwicklung der Radio- und Infrarotastronomie, die Raumfahrt, die es erlaubt hat, die Spektrometer über die, in weiten Spektralbereichen absorbierende, Atmosphäre zu bringen.

Im Labor hat die Entwicklung der Laser seit 1960 die optische Spektroskopie sehr beeinflusst. Laserspektroskopie, als höchstauflösende und Ultrakurzzeit- Spektroskopie, ist heute zum Teil Routine, zum Teil noch aktives Forschungsgebiet. In der Astronomie ist sie in Form der Heterodynspektroskopie (noch ?) eine Randerscheinung zur Messung von Windgeschwindigkeiten in Planetenatmosphären oder bei der Helioseismologie.

Die erste Hälfte des 20. Jhd. war wohl die Blütezeit der optischen Spektroskopie, sowohl im Labor als auch in der Astronomie. Im Labor hat sie die vielen Experimente zur Quantenmechanik ermöglicht und dieser Theorie zum Durchbruch verholfen. Mit der Erkenntnis der Sternentwicklung durch die Spektralklassifikation der Sterne (Hertzsprung Russell Diagramm) und der Expansion des Universums auf Grund der Rotverschiebung von Spektrallinien (E. Hubble) wurde unser Wissen um die großen Zusammenhänge im Universum ganz entscheidend erweitert.

Die 50 Jahre vor 1900 war die Zeit der wissenschaftlichen Etablierung der optischen Spektroskopie. Wesentlicher Aspekt war dabei die Entwicklung der Spektralanalyse durch G. Kirchhoff (1824-1887) und R. W. Bunsen (1811-1899), etwa in den Jahren 1861 bis 1863. Sie deuten die Fraunhoferlinien im Sonnenspektrum als Absorptionslinien und finden mehr als 12 chemische Elemente auf der Sonne (Na, Ca, Mg, Cr, Fe,...). Die Arbeiten werden von A. J. Angström fortgesetzt, der Lichtbogen als Laborlichtquellen einsetzt, Wellenlängen mit Beugungsgittern misst und 800 Fraunhoferlinien zuordnet, u.a. von Wasserstoff auf der Sonne. In dieser Zeit liegt also wirklich die Begründung der Astrophysik, die uns noch heute so viel von den entfernten Objekten des Weltalls lehrt.

Die ersten 50 Jahre der Astrospektroskopie in meiner willkürlichen 50-Jahres-Einteilung war die Zeit der Pioniere, sowohl instrumentell als auch bei der Beobachtung. Herausragender Vertreter ist natürlich J. Fraunhofer (1787-1826). Er kümmert sich um die Herstellung guter optischer Gläser. Misst deren Dispersion. Baut Beugungsgitter. Und er findet die nach ihm benannten Spektrallinien im Sonnenspektrum (1814-1817). Er benennt sie phänomenologisch nach der noch heute gebräuchlichen Klassifikation von A (äußerstes Rot) bis K (Ende des Violett).

Ein Hinweis auf sein Leben ist ein guter Schluss für diesen kurzen Überblick über

die Historie der optischen Spektroskopie für eine Einführungsschrift zur Amateur-Astrospektroskopie. Hat er sich doch mit einem oder wenigen guten Büchern so in die Optik eingearbeitet, dass er schließlich mit die besten optischen Instrumente seiner Zeit gebaut und damit konsequenter Weise auch neue wissenschaftliche Ergebnisse erzielt hat, für die er schließlich in die Akademie aufgenommen und mit dem persönlichen Adelstitel geehrt wurde. Ein Weg und eine Karriere, die heute wohl nicht mehr stattfindet und auch bei ihm mit geradezu abenteuerlichen Zufällen, wie dem Einsturz des Hauses seines ungeliebten Meisters mit anschließender Rettung im Beisein des Königs mit Stipendienvergabe aus diesem Anlass, verbunden war. Aber ein Hinweis, dass die Begeisterung an naturwissenschaftlichen Themen Freude machen und Erfolgserlebnisse bringen kann, kann diese Geschichte schon sein.

Kapitel 4

Zur Physik optischer Spektren

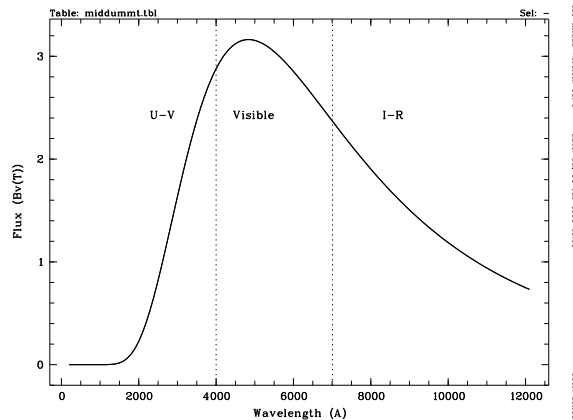
Dr. Andreas Ulrich

4.1 Einleitung

Die spektrale Zusammensetzung des Lichtes, das von astronomischen Objekten zu uns kommt, enthalten die Information über den physikalischen Zustand der Objekte, die dieses Licht aussenden. Dass dies so ist, war eine wichtige Erkenntnis, die in der Wechselwirkung zwischen Laborphysik und Astronomie entstanden ist und zeigt, dass das ganze Weltall den gleichen physikalischen Gesetzen gehorcht. Aus dem Verständnis der optischen Spektren von Materie in verschiedenen physikalischen Zuständen kann damit auf die Bedingungen, die im Weltall herrschen geschlossen werden. Diese kleine Einführung soll das Interesse an diesen Zusammenhängen wecken. Es wird zunächst diskutiert, wie Temperaturen spektroskopisch gemessen werden können. Dann werden die Emission und Absorption freier Atome und Moleküle und schließlich die Strahlungseigenschaften von Plasmen betrachtet.

4.2 Thermische Strahler: Kontinuierliche Spektren

In der Physik gilt es, zunächst möglichst einfache, idealisierte Verhältnisse zu verstehen, um dann auf komplexere, reale Gegebenheiten zu schließen. Erstaunlicherweise gelingt dies oft sehr gut, so auch im ersten Beispiel zu unserem Thema: Der Strahlung, die ein Körper aussendet, der durch eine einheitliche Temperatur T beschrieben werden kann. Die Frage, die sich die Physik Ende des vergangenen Jahrhunderts angesichts der damals bereits wohl verstandenen Wärmekraftmaschinen gestellt hat war, wie denn das elektromagnetische Spektrum in einer völlig geschlossenen „Kiste“ aussieht, deren Wände auf eine einheitliche Temperatur T aufgeheizt werden. Dass es darin leuchtet ist von jedem Ofen bekannt, der hinreichend stark geheizt wird. Man kann sich vorstellen, dass Licht von den Wänden ausgesandt wird und natürlich im Innern der Kiste irgendwann wieder absorbiert wird. So werden sich alle Unterschiede ausgleichen und das Spektrum -also die Intensität des Lichtes in Abhängigkeit von der Wellenlänge- sollte, so wie die universelle Geschwindigkeitsverteilung von Teilchen

Abbildung 4.1: Spektrum eines schwarzen Strahlers mit $T = 6000$ K

eines Gases bei einer bestimmten Temperatur T , eine universell gültige Form haben: Das sogenannte thermische- oder „Schwarzkörper“-Spektrum.

Das Problem erwies sich als recht hartnäckig und es wurden zunächst Näherungen für sehr kurze (Wien) und sehr lange (Rayleigh- Jeans) Wellenlängen empirisch gefunden. Schließlich hat es zur Entwicklung der Quantenmechanik als ganz neuem Gebiet der Physik, geführt. Max Planck hat im Jahr 1900 die Antwort auf das Problem gegeben. Eine Ableitung seiner Formel ergibt sich aus heutiger Sicht der Physik relativ einfach mit Hilfe der statistischen Physik und dem Wissen, dass ein Photon die Energie $h\nu$ repräsentiert ([KK84] (Kapitel 4, Seite 98ff), [BS87] (Kapitel 7.9, Seite 867 ff.), [HMS88] (Seite 483))

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Dabei ist $\varepsilon_{\nu,T}$ das Emissionsvermögen eines absolut „schwarzen“ Körpers in J/m^2 (multipliziert man mit einem Frequenzintervall $\Delta\nu$, das man gerade betrachtet, ergibt sich die pro Fläche abgestrahlte Leistung in W/m^2 , h das Plancksche Wirkungsquantum ν die Frequenz der elektromagnetischen Strahlung, T die absolute Temperatur des Körpers, k die Boltzmannkonstante und c die Lichtgeschwindigkeit.¹

Was ist nun mit der Lösung dieses Problems für die Astrospektroskopie gewonnen? Dazu muss man wissen, dass nicht nur das elektromagnetische Spektrum innerhalb einer „Kiste“ dem Planckschen Strahlungsgesetz genügt, sondern auch das aller schwarzen Körper, die jede elektromagnetische Strahlung, die auf sie eintrifft absorbieren, unabhängig von deren Wellenlänge. Noch allgemeiner kann man sagen, dass immer, wenn die Strahlung vor ihrer Emission intensiv mit dem emittierenden

¹Das Bild mit dem eingezeichneten sichtbaren Bereich zeigt, dass ein komplettes Schwarzkörperspektrum einen weiten Spektralbereich umfasst und daher schwer mit einem einzigen Nachweissystem zu beobachten ist. Um aus Daten aus dem sichtbaren Bereich auf die Temperatur schließen zu können, gibt es Tabellen: D. Hahn, J. Metzdorf, U. Schley, J. Verch, Siebenstellige Tabellen der Planck- Funktion für den sichtbaren Bereich, Vieweg, Braunschweig, 1964. Heute wird in der Regel die Funktion mit einem Rechner an die Daten angepasst. So wurde Abb 4.1 mit einem kleinen MIDAS-Script (Autor: Carlos Guirao, ESO) erstellt.

Körper der Temperatur T wechselwirkt, also oft absorbiert und wieder emittiert wird, ein Spektrum beobachtet wird, das in etwa dem idealen Schwarzkörperspektrum der Planckschen Strahlungsformel für einen Körper der Temperatur T entspricht. Somit sind die Emissionsspektren von Planetenoberflächen, wenn man das reflektierte Licht der Sonne hier einmal nicht berücksichtigt, aber auch von dichten Plasmen in Sternatmosphären annähernd durch das Planck'sche Strahlungsgesetz bestimmt und es ergibt sich aus dem Vergleich des kontinuierlichen Spektrums mit diesem Gesetz die Temperatur der strahlenden Oberfläche des Himmelskörpers. Welche „Oberfläche“ bei einem Plasma wirklich beobachtet wird, wird im Abschnitt zur Strahlung von Plasmen diskutiert.

Aus der Planckschen Formel zur thermischen Strahlung lernen wir noch eine ganze Menge: Einmal hängt das Maximum des emittierten Spektrums, das sich durch differenzieren der Formel nach ν und 0 - setzen (Extremwertbestimmung) finden lässt, eindeutig mit der Temperatur des Körpers zusammen, in der Weise, dass heißere Körper ihr spektrales Maximum bei kürzeren Wellenlängen haben. Dies wird durch das Wiensche Verschiebungsgesetz quantifiziert: $\lambda_{max} T = 0,002898 \text{ mK}$. Zum anderen können wir das Plancksche Gesetz integrieren und erhalten die insgesamt abgestrahlte Leistung: Stefan Boltzmannsches Gesetz: $\varepsilon = \sigma \cdot T^4$, mit $\sigma = 5,67 \cdot 10^8 \text{ W/(m}^2\text{K}^4)$.

Und, in der Tat! Der kontinuierliche Anteil der Spektren von unserer Sonne und von Sternen, also der Verlauf der Lichtintensität zwischen den Fraunhoferlinien in Abhängigkeit von der Wellenlänge, lässt sich gut durch Schwarzkörperspektren beschreiben. Das ist natürlich ein großer Erfolg, weil damit sofort wichtige Aussagen möglich sind: Es ergibt sich die Temperatur des Bereiches des Sternes, aus dem uns das Licht zugestrahlt wird. Kennen wir, wie bei unserer Sonne, auch die Fläche, die das Licht emittiert, dann kennen wir auch die gesamte abgestrahlte Leistung und können aus der empfangenen Leistung auf die Entfernung schließen. Bei Sternen ist das leider nicht so einfach. Die Temperatur ist zu ermitteln, aber die auf der Erde empfangene Leistung wird sowohl von der strahlenden Fläche, also der Größe des Sternes, als auch seiner Entfernung bestimmt. Für die Entfernungsmessung mit Hilfe von Spektren muss man also noch mehr wissen, wie etwa bei Supernovae, die als *Standardkerzen* bekannter Helligkeit verwendet werden können. Wichtig ist auch die systematische Untersuchung der Sterntemperatur von offensichtlichen Mitgliedern eines Sternhaufens. Sie bestimmt die Farbe eines Sternes und mit Hilfe eines kalibrierten Farben-Helligkeitsdiagramms (analog zum Hertzsprung-Russel-Diagramm ([Uns74] (Kapitel 15, Seite 127 ff.), [Voi75] (§5, Seite 169 ff))) lässt sich aus der scheinbaren Helligkeit der Haufensterne und ihrer Anordnung in diesem Diagramm auf ihre Entfernung schließen.

Aus den kontinuierlichen Spektren ergibt sich also hauptsächlich die Temperatur von astronomischen Objekten. Diese für Objekte messen zu können, die sich in vielen Lichtjahren Entfernung befinden, lehrt uns schon viel von den physikalischen Bedingungen, die im Weltall herrschen. Noch detailliertere Informationen können aus den vielen Spektrallinien entnommen werden, die wir im Licht der meisten astronomischen Objekte beobachten können und zwar sowohl in Form heller Emissionslinien als auch dunkler Absorptionslinien.

4.3 Strahlung freier Atome, Ionen und Moleküle: Linien und Bandenspektren

Das Problem Temperaturen aus der spektralen Energieverteilung zu messen konnte gelöst werden, weil durch die starke Kopplung der Atome der lichtemittierenden Körper und der Strahlung die Methoden der statistischen Physik und Thermodynamik angewendet werden konnten. Aber schon das Sonnenspektrum hat, weil absolute Intensitätsverläufe in Abhängigkeit von der Wellenlänge sehr schwer zu messen sind, zunächst eigentlich ganz andere Eigentümlichkeiten als ein „offensichtliches Schwarzkörperspektrum“ gezeigt: Die schmalen, dunklen Fraunhoferlinien. Mit dem Beginn der Laborspektroskopie durch Kirchhoff und Bunsen, in der Mitte des 19. Jahrhunderts, wurde klar, dass es sich hier um ein Phänomen dünner Gase handelt, bei denen sich auch schmale Spektrallinien gezeigt haben und zwar materialspezifisch.

Heute wissen wir aus der schon erwähnten Quantenmechanik, die wiederum ganz wesentlich auf optisch- spektroskopischen Beobachtungen beruht, dass die Elektronenhülle der Atome, Ionen und Moleküle, aus denen die Materie besteht, immer nur in ganz bestimmte Energiezustände angeregt werden kann. Es gibt für alle Atome einen Zustand tiefster Energie, den Grundzustand, in den die Elektronenkonfiguration der Atomhülle eines Atoms nach hinreichend langer Zeit stets zurückkehrt (die folgende, allgemeine Diskussion gilt stets auch für die angeregten Energieniveaus und die optischen Übergänge in Ionen und Molekülen). Eine Änderung des Energiezustandes eines Atoms kann z.B. durch Stöße mit anderen Atomen oder mit Elektronen erfolgen. Für uns ist wichtig, dass der Übergang zwischen den Energiezuständen auch mit der Emission bzw. Absorption von elektromagnetischer Strahlung verbunden sein kann (optische Übergänge). Es hat sich gezeigt, dass die emittierten oder absorbierten Photonen den Drehimpuls (Spin) 1 haben [MK85]. Damit erfolgen wegen der Drehimpulserhaltung optische Übergänge in der Regel nur zwischen Energieniveaus, bei denen sich der Gesamtdrehimpuls der Elektronenkonfigurationen vor und nach der Emission des Photons um den Drehimpuls $1\hbar$ ($\hbar$ ist das Plancksche Wirkungsquantum h geteilt durch 2π) unterscheiden (Auswahlregeln für erlaubte optische Übergänge).

Quantitativ wird die Emission freier Atome durch die nun folgenden Beziehungen beschrieben. Sie beziehen sich auf ein Atom (etc.) das ausgehend vom energetischen Grundzustand angeregt wurde und durch Austausch von Photonen mit dem Strahlungsfeld (also Emission oder Absorption von Photonen) Übergänge zwischen angeregten Zuständen i und k ausführt (wobei z. B. der Zustand k durchaus auch der Grundzustand sein kann). Der Zusammenhang zwischen Übergangsenergie und optischer Frequenz bzw. Wellenlänge ist gegeben durch:

$$\Delta E = E_i - E_k = h\nu$$

. Die Umrechnung in Wellenlängen gelingt mit $c = \lambda\nu$ (c : Lichtgeschwindigkeit). Die Zahl der spontanen Übergänge eines Atoms pro Zeit wird durch den „Einstein-A-Koeffizienten“ beschrieben:

$$A_{ik} = \frac{64\pi^4 e^2}{3h^4 c^3} (E_i - E_k)^3 \left(\int \Psi_i \vec{r} \Psi_k^* \right)^2.$$

Dabei sind $E_{i,k}$ und $\Psi_{i,k}$ die Energien bzw. quantenmechanischen Wellenfunktionen der Zustände i und k . e ist die Elementarladung. Die A_{ik} sind für eine recht große

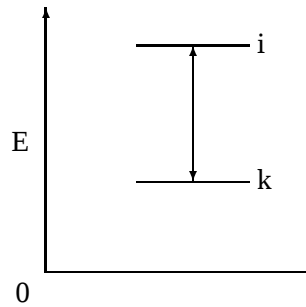


Abbildung 4.2: Beim Übergang von i nach k emittiert das Atom Licht. Der Übergang von k nach i kann durch Absorption von Licht erfolgen, oder durch Stoß mit einem anderen Atom

Zahl (wenn auch bei weitem nicht für alle zugeordneten Übergänge) tabelliert. Bekannt sind die Tabellen von Wiese [WSG66], die wohl auch im Internet beim NIST (National Inst. of Standards, USA) zu finden sind [8]. Die Zahl der von einem Atom im Zustand k absorbierten Photonen aus einem Strahlungsfeld der Intensität I ergibt sich aus $I * B_{ik}$, wobei sich B_{ik} aus A_{ik} errechnen lässt:

$$B_{ik} = \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} A_{ik}.$$

Die von angeregten Atomen im Zustand i pro Volumen emittierte Strahlungsleistung P ergibt sich aus der Dichte der angeregten Atome n_i entsprechend:

$$P = n_i A_{ik} h \nu.$$

Die natürliche Breite der Spektrallinien ist bestimmt durch die Heisenbergsche Unschärfebeziehung: $\Delta E \approx h \tau$, wobei sich die Lebensdauer τ des Zustandes i aus dem Kehrwert der Summe der A_{ik} zu allen möglichen Zuständen k ergibt.

Die Ableitungen dieser Formeln sind zum Teil nicht trivial und sollen hier nicht vorgeführt werden. Vieles findet sich in der Literatur zur Atomphysik, Stichworte optische Übergänge, Übergangswahrscheinlichkeit etc. ([BS87], [HMS88], [MK85], [Fin67], [Hel74]), wobei man die Kapitel aber gründlich betrachten muss, da oft unterschiedliche Nomenklaturen verwendet werden. Ein anderes Problem ist, dass die Literatur bei diesem Thema oft noch das „natürliche“, Gaußsche Maßsystem benutzt. Die Umrechnung gelingt in der Regel, wenn man die elektrostatische Kraft zwischen zwei Punktladungen in beiden Systemen betrachtet. Gute Zusammenfassungen der Physik der Lichtemission von Atomen und Ionen finden sich oft in frühen Büchern über Laser [Len71], [Eas89].

Freie Atome kommen im Weltall in der interstellaren Materie vor, denn wo sollte ein Atom mehr Platz für sich alleine haben? Aber auch die obere Atmosphäre von Planeten oder die Außenbereiche von Sternen, die ja kontinuierlich von einem dichten Gas bzw. Plasma in das interplanetare Medium bzw. den Sternenwind übergehen, sind Gebiete in denen Atome oder Ionen recht ungestört Licht absorbieren oder emittieren können.

Die obigen Formeln zu diesen Prozessen zeigen, welche Bedeutung dem Anteil astronomischer Spektren zukommt, der von freien Atomen herrührt - also die schmalbandigen Emissions- oder Absorptionslinien, die durch den optischen Übergang zwischen den diskreten Energieniveaus einzelner Atome, Ionen oder Moleküle entstehen. Da ist zunächst der Aspekt, dass die Lage dieser Linien die Atome eindeutig charakterisieren. Nur in seltenen Fällen, wie bei den wasserstoffartigen Spektren der Einelektronenatome (Wasserstoff und Helium+, z.B.) gibt es sehr nahe Koinzidenzen, die mit typischer spektraler Auflösung von ca. 0,1 nm schwer zu trennen sind. Wir lernen also aus den Linienspektren etwas darüber, aus welchem Material die Objekte bestehen, die wir beobachten. Dass die gleichen Spektren im Weltall und bei dünnen Gasen im Labor entstehen (Spektralanalyse), war ein wichtiges Argument für die schon erwähnte physikalische Homogenität des Universums.

Des weiteren kann auf die Substanzmengen geschlossen werden. Aus der Intensität des Lichtes einer Spektrallinie kann auf die Zahl der Atome geschlossen werden, die zu ihrer Emission beitragen. Im Grunde ist dies ganz einfach. Wie oben diskutiert hängt die gemessene Intensität über $N^* A_{ik} h\nu$ mit der Zahl N^* der angeregten Atome zusammen. Aber Vorsicht! Oft soll ja die Häufigkeit eines Elementes bestimmt werden. Dazu muss aus der Zahl der angeregten Atome auf ihre Gesamtzahl geschlossen werden. Zudem: Wenn es in der beobachteten Quelle Atome im oberen Energieniveau des optischen Überganges gibt, dann ist anzunehmen, dass es auch Atome im unteren Niveau gibt², die das Licht bei der Wellenlänge des optischen Überganges wieder (resonant und damit mit hoher Wahrscheinlichkeit) absorbieren können. Wir werden uns gleich bei den Plasmen mit der optischen Tiefe befassen, eine Größe, mit der abgeschätzt werden kann, ob die Reabsorption beachtet werden muss. Bei einer korrekten Analyse von Spektren, ergibt sich aber aus den Spektrallinien quantitativ die chemische Zusammensetzung der Himmelsobjekte (siehe nach dem Begriff *Wachstumskurve* in der astronomischen Literatur [Voi75]).

Die Spektrallinien können noch sehr detaillierte Informationen liefern, wenn die spektrale Auflösung entsprechend hoch ist. Die sogenannte *natürliche Linienbreite*, die ein Ensemble von Atomen in völliger Ruhe aussenden würde, ist durch die Lebensdauer des oberen Niveaus und der Heisenbergschen Unschärfebeziehung gegeben (siehe oben) und liegt für eine typische 10 ns-Lebensdauer im sichtbaren Spektralbereich bei ca. 100 MHz. In der Praxis haben die Atome eine Geschwindigkeitsverteilung und die Spektrallinie wird durch den Dopplereffekt verbreitert. Der Dopplereffekt, die Verschiebung der Frequenz durch eine Relativgeschwindigkeit v von Quelle und Beobachter, in erster Näherung im Verhältnis $\Delta\nu/\nu = v/c$, ist generell eine Methode um Geschwindigkeiten zu messen und zwar nicht nur die thermischen Geschwindigkeiten von Atomen. Ist die Linie insgesamt verschoben, ergibt dies die Relativgeschwindigkeit zwischen Objekt und Beobachter.

Weitere Beeinflussungen der Spektrallinien können durch Felder hervorgerufen werden. Magnetische Felder rufen den sogenannten Zeeman Effekt [Fin67], [MK85] hervor (vgl Abb. 5.15), bei dem Spektrallinien in Komponenten aufgespalten werden. Dies hat damit zu tun, dass die quantenmechanischen Niveaus, in denen sich die Elektronen im Atom befinden, in der Regel mit einem magnetischen Moment verbunden sind. Damit verhält sich das Atom wie ein kleiner Magnet, der sich, entsprechend der

²In der Regel sogar stets mehr! Der umgekehrte Fall, die optische Inversion, liegt nur bei Lasern vor.

Quantenmechanik, in bestimmten, diskreten Orientierungen relativ zur Richtung des Magnetfeldes einstellen kann. So wie es Energie braucht, einen Magneten im Feld um 90° umzudrehen, unterscheiden sich die Energieniveaus von Atomen im Magnetfeld, je nachdem, in welcher Orientierung sich das Atom befindet. Bei den optischen Übergängen zwischen zwei Niveaus führt dies dann zu kleinen Energieunterschieden der emittierten Photonen und damit zum Auftreten aufgespaltener Spektrallinien. Aus der Größe der Aufspaltung kann auf das Magnetfeld am Ort der emittierenden Atome geschlossen werden. Einen ähnlichen Effekt (den Stark Effekt) gibt es bei elektrischen Feldern. Großräumige elektrische Felder gibt es wohl im Weltall selten aber auch die Anwesenheit von freien Elektronen in einem Plasma kann den Starkeffekt hervorrufen und er wird verwendet, um Elektronendichten zu messen.

Damit sind wir wieder bei den dichteren Bereichen im Weltall, etwa den Außenbereichen von Sternen, bei denen bei Annäherung an den Stern die Dichte steigt und in das dichte Plasma des Sternenkörpers übergeht. Dort beeinflussen auch immer mehr Stöße mit anderen Atomen die Linienemission freier Atome durch die sogenannte Stoßverbreiterung. Anschaulich ist dies so, dass ein Atom während der Lichtemission durch einen Stoß mit einem anderen Atom gestört wird. Dadurch wird der gleichmäßige Wellenzug unterbrochen, der von einem freien, ungestörten Atom emittiert würde. Gemäß der Unschärfebeziehung entspricht der verkürzten Emissionszeit eine größere Linienbreite.

Eine weitere Modifikation können die Spektrallinien bei dichten Gasen durch beginnende Molekülbildung erfahren, da dann während eines Stoßes mit Nachbaratomen die Bindungsenergie die Lage der angeregten oder auch Grundzustandsniveaus verändert. Erfolgt in so einer Situation die Lichtemission, ist die emittierte Wellenlänge verglichen mit dem ungestörten Atom natürlich verschoben.

Molekülspektren selbst, die von relativ kalten, dichten Gaswolken emittiert werden können, sind schließlich sehr komplex. Viele Bereiche des Weltalls sind für Moleküle recht „feindlich“, da die Sterne ultraviolettes Licht emittieren, das die Moleküle spaltet. In größeren Abständen zu Sternen und wenn sich die Atome und Moleküle einer dichten Wolke gegenseitig schützen, können sich aber Molekülwolken bilden und erhalten. Dominant ist natürlich, wie meist im All, der Wasserstoff, der zweiatomare Moleküle bildet.

Die Molekülspektren ergeben sich, wie bei den Atomen, durch Studium der möglichen angeregten Energieniveaus in die die Elektronen des Moleküls angehoben werden können. Die Energieniveaus sind bei Molekülen durch drei Mechanismen bestimmt, was zu der Vielzahl der Niveaus und dann bei den Übergängen zwischen den Niveaus entsprechend noch komplexeren Spektren führt. Die Energie ist zunächst durch den Energiezustand der Elektronenhülle des Moleküls bestimmt. Dies entspricht den Energieniveaus der Elektronen im Atom. Ein weiterer Beitrag kommt von der Schwingung der im Molekül gebundenen Atome zueinander und schließlich noch von der Rotationsenergie des Moleküls. Es ergeben sich sogenannte Bandenspektren (vgl. Abb. 5.12 und 7.3) in denen sich viele Einzellinien in einem Spektralbereich gruppieren. Für die Zuordnung von Molekülspektren gibt es Bücher, in denen die Molekülparameter tabelliert sind [Hub78]. Beim Wasserstoffmolekül gibt es z.B. die sogenannten Lyman- und Werner-Banden im vakuumultravioletten Spektralbereich um 160 bzw. 130 nm herum. Dass weite Spektralbereiche in der Nachbarschaft des sichtbaren Bereiches von der Erde aus bei astronomischen Objekten nicht studiert werden können, liegt an

den Absorptionsbanden von Wasserstoff-, Sauerstoff- und CO_2 -Molekülen in unserer Atmosphäre.

4.4 Emission von Plasmen

Nachdem wir die thermischen Spektren sehr dichter Himmelskörper und im anderen Extrem Spektren einzelner Atome, Ionen und Moleküle diskutiert haben, können wir uns abschließend der in der Astronomie oft anzutreffenden Situation zuwenden, dass all diese Mechanismen zugleich zu bedenken sind. Die klassischen Fraunhoferlinien, die ja am Anfang der Astro-Spektroskopie standen, sind ein typisches Beispiel. Schmale „Absorptionslinien“ vor dem Hintergrund eines thermischen Spektrums, das die Temperatur der Photosphäre anzeigt. Aber was legt letztlich fest, wie weit wir z.B. in die Sonne hineinschauen können und damit welcher Temperatur dem Emissionsspektrum entspricht? Die Antwort erhält man, wenn man sich die Emission eines ausgedehnten Plasmas, also eines ganz oder teilweise ionisierten Gases, wie es in der Astronomie oft vorkommt, vorstellt.

Zum Verständnis müssen zwei Größen bedacht werden: Einmal spielt die Wellenlänge eine Rolle bei der beobachtet wird, und zum anderen der Ort entlang einer gedachten Sichtlinie durch die Plasmawolke. Hält man zunächst die Wellenlänge fest, dann kann man sich einen Ort in der Wolke vorstellen und ein kleines Plasmavolumen an dieser Stelle. Gehen wir in Gedanken vom Beobachter bis zur abgewandten Seite der Plasmawolke, dann wird an jeder Stelle s im Plasma Licht emittiert, sagen wir der Beitrag $\varepsilon(s)ds$. Dieses Licht wird, wenn wir die Strecke s vom Beobachter aus messen, durch Absorption um den Faktor $e^{-\kappa s}$ geschwächt.

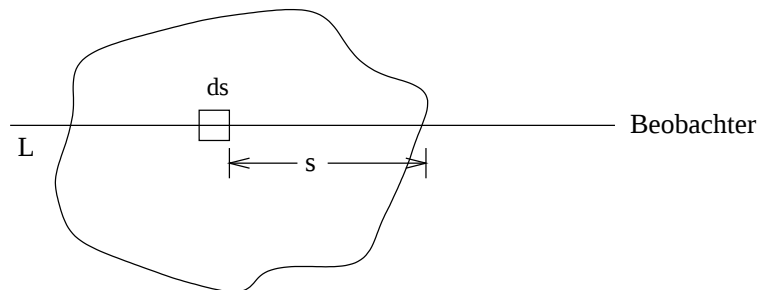


Abbildung 4.3: Blick durch eine Plasmawolke

Insgesamt erreicht damit den Beobachter Licht der Menge

$$I = \int_0^L \varepsilon ds e^{-\kappa s},$$

wenn L die gesamte Länge des Plasmas ist und κ der Absorptionskoeffizient. Es ist sofort ersichtlich, dass diese Rechnung sehr idealisiert ist. Setzt sie doch voraus, dass das Medium homogen ist, also überall die gleiche Emission und Absorption beiträgt. In [Voi75] (Kapitel V, Seite 187 ff) gibt es eine recht übersichtliche Diskussion der Thematik, die die Geometrie mit einbezieht und vor allem gleich die optische Tiefe als Integral des Absorptionskoeffizienten entlang der geometrischen Strecke als Variable

introduziert, eine Größe, auf die ich durch die stark verkürzte Rechnung hier hinweisen will. Das obige bestimmte Integral ergibt nämlich:

$$I = \frac{\varepsilon}{\kappa} (1 - e^{-\kappa L}).$$

Dies zeigt, dass die wesentliche geometrische Größe das Produkt aus Absorptionskoeffizient und Dicke κL (bzw. besser Integral $\kappa(s)ds$) darstellt - eben die sogenannte optische Tiefe oder optische Dicke. Bereits das Ergebnis dieser ganz einfachen Rechnung zeigt, dass wir beim dicken Plasma wie unserer Sonne, durch das wir nicht hindurchsehen können, im wesentlichen Licht aus der optischen Tiefe 1 erhalten. Die Anteile bei großer geometrischer Länge L tragen praktisch nicht mehr zur beobachteten Intensität bei. Interessant ist auch, dass der Vorfaktor ε/κ entsteht. Der Kirchhoffsche Satz [5] besagt, dass dieses Verhältnis gerade die Lichtintensität ist, die sich im thermischen Gleichgewicht ergibt. Wenn also das Plasma optisch dick ist (κL groß), ergibt sich die thermische Strahlung, so wie dies im ersten Abschnitt diskutiert wurde. Wichtig ist nun nur noch darauf hinzuweisen, dass sowohl ε als auch κ von der Wellenlänge abhängen. Der Index λ oder die Schreibweise $\varepsilon(\lambda)$ bzw. $\kappa(\lambda)$ wurden nur der Übersichtlichkeit oben weggelassen. Dies zeigt, dass bei einem Plasma das Licht bei verschiedenen Wellenlängen in der Regel von ganz verschiedenen Orten stammt und zwar in der Weise, dass bei großen Absorptionskoeffizienten -also bei einer Spektrallinie, bei der Licht resonant absorbiert (κ groß) und emittiert wird - man nur wenig tief in das Plasma „hineinschaut“, spektral neben der Linie aber ggf. viel weiter und damit bei einem inhomogenen Plasma in Bereiche mit im allgemeinen anderen physikalischen Parametern, wie Temperatur und Dichte.

Damit erhalten wir auch die korrekte Sprechweise über die Fraunhoferlinien, die oft einfach so erklärt werden, dass ein dünnes Gas das Licht der darunterliegenden Photosphäre herausabsorbiert. In Laborexperimenten ist diese Betrachtung richtig, wenn man eine Lampe, die breitbandig Licht emittiert z.B. hinter eine Zelle stellt, die Natrium- oder Cäsiumdampf enthält, die dann Licht der Resonanzlinien absorbiert und in alle Richtungen strahlt und damit aus der ursprünglichen Beobachtungsrichtung entfernt, wodurch dunkle Absorptionslinien zu beobachten sind. Bei der großen Sonne müsste man noch erklären, wie das Licht denn wirklich nicht mehr zu uns kommen kann, wo es doch in der Nachbarschaft der ersten Absorption und Reemission doch gleich wieder absorbiert und reemittiert würde. Unsere obige Betrachtung mit der optischen Tiefe gibt aber die richtige Erklärung: In den Spektrallinien der Elemente, die wir auf der Sonne oder in der Atmosphäre eines fernen Sternes finden, ist der Absorptionskoeffizient groß. Damit ist der Ort, von dem das Licht in der Spektrallinie hauptsächlich stammt weiter außen in der Sternatmosphäre als von Licht, dessen Wellenlänge neben der Spektrallinie liegt. Dort herrscht in der Regel eine geringere Temperatur. Damit ist die Anregungsrate geringer und es wird weniger Licht emittiert. Es erscheint eine dunkle Linie im Spektrum.

Gibt es umgekehrt Mechanismen, die wie bei der Sonnencorona die weiter außen liegenden Bereiche aufheizen, dann gilt wieder: Wir „schauen in die optische Tiefe 1 bei der entsprechenden Wellenlänge“ - also wieder weit weg von Stern. Da jetzt aber die Temperatur und damit die Anregungsrate hoch ist, erscheinen Emissionslinien. Diesen Effekt der optischen Tiefe kann man nutzen, Sternoberflächen im Licht einer speziellen Spektrallinie und damit in einer bestimmten Tiefe zu beobachten. Auch die

Mitte- Randverdunklung der Sonne im Kontinuumslicht wird einfach verständlich: Am Rand der Sonne schauen wir streifend auf die Plasmakugel, die die Sonne ja darstellt. Damit wird die optische Tiefe 1 für jede beliebige Wellenlänge - einfach aus geometrischen Gründen - in größerer radialer Entfernung vom Sonnenzentrum erreicht. Dort ist es kälter und die Intensität der (z.B. thermischen) Emission geringer. Die Sonne erscheint am Rand also dunkler. Die Betrachtung gilt natürlich für alle elektromagnetischen Wellenlängen. Im Röntgenbereich kann man tief in die Sonne schauen - Radioastronomen „sehen“ die Sonne bei einer weit außen liegenden Schicht. Dies liegt daran, dass bei Plasmen, abgesehen von den resonanten Übergängen in den Atomen oder Ionen des Plasmas, der Absorptionskoeffizient von der sogenannten Plasmafrequenz abhängt. Sie beschreibt die Schwingung der freien Elektronen gegenüber den trägen, schweren Ionenrümpfen im Plasma. Je höher nun die Elektronendichte ist, um so höher ist diese Plasmafrequenz und damit wechselwirken letztlich kurzwellige Strahlen mit dem dichten Plasma nahe der Sonne und z.B. Radiowellen bereits weit außen im dünnen Plasma mit geringer Elektronendichte.

Die einfache Formel zur Emission eines Plasmas, die oben abgeleitet wurde, gibt übrigens auch für den Grenzfall von Plasmawolken, die so klein oder dünn sind, dass die optische Tiefe 1 nicht erreicht wird eine plausible Antwort. In diesem Fall kann die Exponentialfunktion für kleine Exponenten entwickelt werden und es ergibt sich:

$$I \approx \frac{\varepsilon}{\kappa} (1 - (1 - \kappa L)) = \frac{\varepsilon}{\kappa} \kappa L = \varepsilon L$$

und damit die sinnvolle Aussage, dass die Absorption κ keine Rolle mehr spielt und die Lichtintensität um so größer ist, je größer die Emission pro Volumen ist und dass sie zunächst linear mit der Dicke der Plasmawolke anwächst.

4.5 Schlussbemerkung

Diese kurze Übersicht konnte natürlich in keiner Weise die einzelnen Prozesse der Lichtemission und Absorption erschöpfend erklären. Sie zeigt aber sicher, wie spannend die spektroskopische Untersuchung von Himmelskörpern sein kann, weil sie uns außer deren Position am Himmel auch Auskunft über ihren physischen Zustand liefert. Wir lernen etwas über ihre Temperatur, chemische Zusammensetzung, magnetische und elektrische Felder, ihre Relativbewegung zur Erde und vieles mehr. Vieles wäre noch zu erwähnen, z.B. die Modifikation des Sternenlichtes in der Erdatmosphäre oder optische Maser im Weltall. Aber diese Einführungsschrift soll ja Lust auf eigene Studien in der Literatur und am Himmel machen. Viel Spass!

Kapitel 5

Objekte

5.1 Sonne

5.1.1 Spektroskopie der Sonne

Dr. Michael Steffen

Für den Einstieg in das Gebiet der Sternspektroskopie bietet sich naturgemäß die Sonne als erstes Übungsobjekt an. Der maßgebliche Vorteil liegt in der immensen Lichtfülle, die das Objekt ausstrahlt, so daß Spektroskope verwendet werden können, deren optisches Design im ersten Ansatz nicht auf optimale Lichtausbeute ausgelegt ist.

1. Aufnahmebedingungen

Als Spektroskop wurde ein ausrangiertes Atomabsorptionsspektrometer so umgebaut, daß mit einem 200 mm-Teleobjektiv Ausschnitte des Spektrums von jeweils ca. 50 nm formatfüllend auf SW-Kleinbild-Film (Kodak Tmax400) aufgenommen werden können. Da das Gitter, verbunden mit einem digitalen Zählwerk, mechanisch gedreht werden kann, ist eine einfache Wellenlängenpositionierung gegeben.

Das dispersierende Element ist ein Reflexionsgitter mit 70mm Kantenlänge und 1800 Linien/mm. Als Lichteinführsystem wurde ein Bündel von vier übereinander positionierter Lichtleiter (Durchmesser 1mm) verwendet. Mit den vier Lichtleitern ist man in der Lage parallel zum Spektrum der Sonne drei Spektren von Referenzlichtquellen für die spätere exakte Wellenlängenkalibration aufzunehmen.

Als Referenzlichtquellen wurden Quecksilber, Argon und Neon gewählt. Dadurch ist der Wellenlängenbereich zwischen 380 und 800nm einigermaßen referenzmäßig abgedeckt. An dieser Stelle ist ersichtlich, daß dieses einfache optische Design bei Verwendung eines 0,1mm-Spaltes nur die Sonne als Beobachtungsobjekt zuläßt.

Die Bearbeitung und Auswertung der Spektren soll im folgenden am Beispiel des

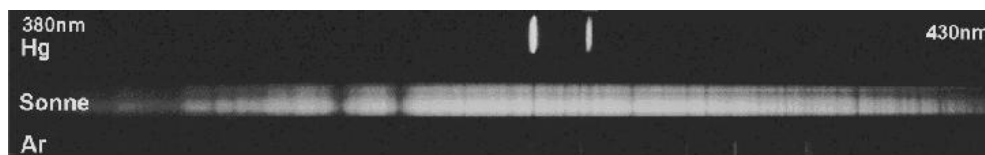


Abbildung 5.1: Spektrum der Sonne mit Referenzspektren von Quecksilber und Argon

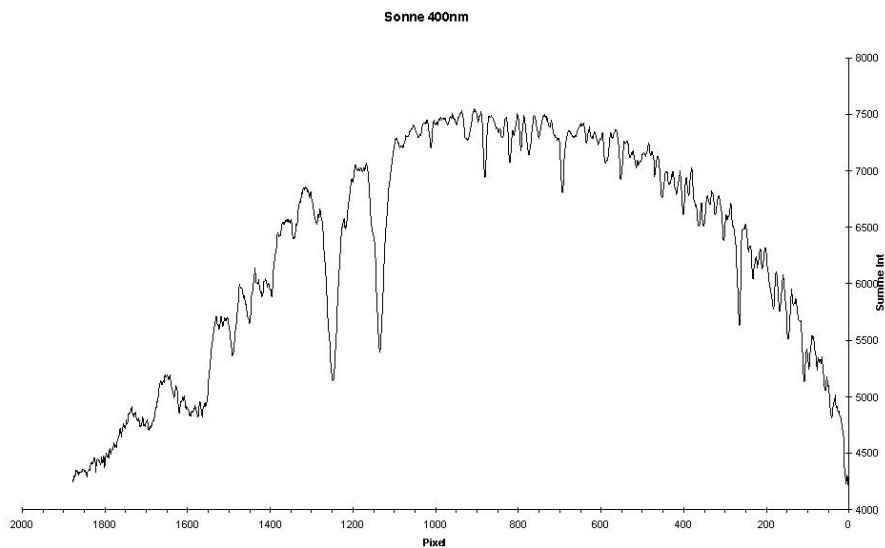


Abbildung 5.2: Rohspektrum der Sonne

Spektrenausschnittes zwischen 380 und 430 nm (Gitterposition 400 nm) dargestellt werden.

Abb. 5.1 zeigt das Spektrum der Sonne mit den Spektren der beiden Referenzlichtquellen Quecksilber und Argon. Deutlich sind die unterschiedlichen Absorptionslinien im Sonnenspektrum und die Emissionslinien in den Spektren der Referenzlichtquellen zu erkennen.

2. Bearbeitung der Rohdaten

Zur Gewinnung der Schwärzungskurve wurde das Negativ digitalisiert auf Photo-CD gebracht. In einem Bildverarbeitungsprogramm wurden nach Kontrastbearbeitung die einzelnen Spektren als schmale Streifen ausgeschnitten. Dabei ist auf exakte Gleichheit in der Länge zu achten, damit die Wellenlängenzuordnung für alle Spektren erhalten bleibt. Die Spektrenausschnitte hatten dann eine Größe von ca. 50 x 1800 Pixel; d.h. der Bereich zwischen 380 und 430 nm wurde auf 1800 Pixel verteilt. Die Spektrenbreite betrug demnach 50 Pixel. Diese Spektrenausschnitte wurden als RAW-Datei gespeichert, in der für jedes Pixel die Farbinformation hexadezimal abgelegt ist.

Zur Gewinnung des entsprechenden Dezimalwertes (0 für schwarz, 255 für weiß) wurde das Bild in einem Programm von Dieter Goretzki zeilenweise ausgelesen und als Matrix (50x1800) in einer Datei abgelegt.

Diese wiederum wurde zur weiteren Bearbeitung in Excel eingelesen mit dem Ziel einer Darstellung des Spektrums von 1x1800 Datenpunkten. Zur Verbesserung des Linien/Untergrundverhältnisses wurden die dezimalen Schwärzungswerte zeilenweise summiert.

Abb. 5.1 läßt aber erkennen, daß längs einer Absorptions- bzw. Emissionslinie keine vollkommene Gleichheit in der Schwärzung herrscht. Um den homogenen Kernbereich zu erkennen sollte die Streuung innerhalb einer Zeile minimal werden.

Dazu bietet sich die Berechnung der Standardabweichung an. Auffallende Abwei-

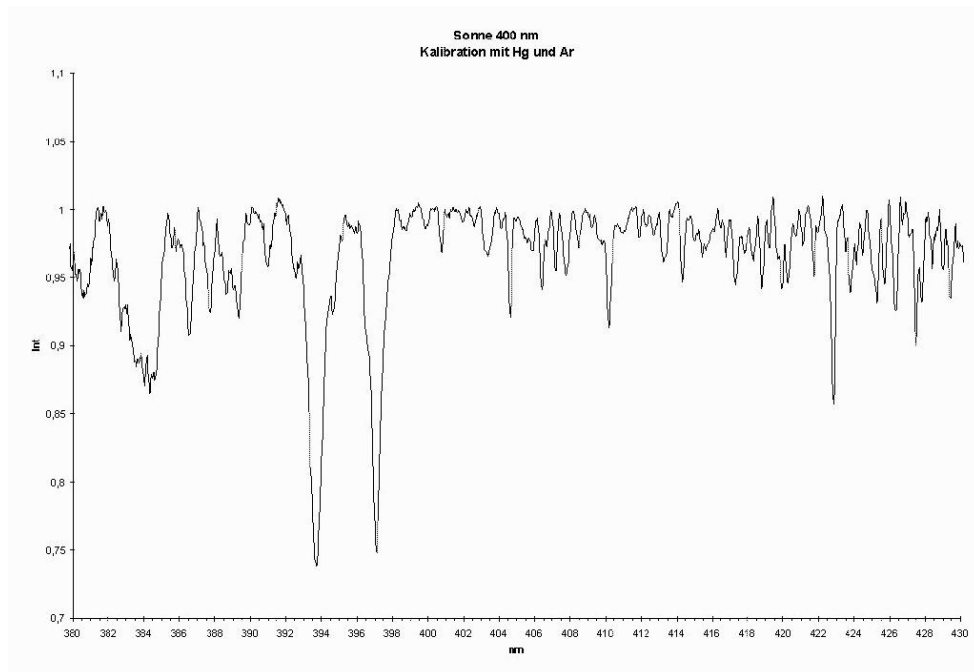


Abbildung 5.3: Spektrum der Sonne nach Kalibration

chung einer Zeile von der durchschnittlichen Standardabweichung, ließ sofort Inhomogenität längst einer Spektrallinie erkennen.

Eliminierung der entsprechenden Spalten führte zum Schluß zu Spektrenstreifen von 40x1800 Pixeln, die zur zeilenweisen Endsummierung herangezogen wurden. Das Ergebnis zeigt Abb. 5.2.

Im Gegensatz zu reinen Element-Linienspektren ohne erkennbaren Untergrund führt die Veränderung der Untergrundintensität über die Aufnahme­fläche beim Sonnenspektrum zu der in Abb. 5.2 auffallenden bogenförmigen Spektrendarstellung.

Zur Nivellierung auf gleichen Untergrund ist das Programm MK außerordentlich hilfreich.

Dieses und andere Programme zur Auswertung und Berechnung von Spektren wurden von R. O. Gray für DOS- und Linux-Systeme geschrieben (<ftp://am.appstate.edu/pub/prog/grayro>) als Alternative zum Profi-Programm MIDAS unter Linux.

Unter gleichen Bedingungen wurden die Spektrenausschnitte der Referenzspektren von Quecksilber und Argon ausgewertet.

Durch pixelgleiche Gegenüberstellung aller Spektren und den bekannten Linien der Referenzspektren wurde im weiteren eine Kalibrationsgerade berechnet; damit ließ sich jedem Pixel eine Wellenlänge zuordnen. Abb. 5.3 zeigt das Ergebnis für das Sonnenspektrum.

3. Zuordnung der Linien

Eine schwierige Aufgabe besteht in der Identifizierung der Linien. Gerade wegen des Linienreichtums des Sonnenspektrums ist die Zuordnung mit Hilfe von Tabellenwerken mühsam und nicht immer eindeutig zumal nicht unbedingt erwartet werden kann, daß unter den bisher dargestellten Amateurbedingungen eine Linienpositionie-

runge auf 0,1 nm genau erreicht werden kann. Zur Verdeutlichung zeigt nachstehende Tabelle einen Ausschnitt aus einer Datenbank. Die Wellenlängen sind hier in Ångström angegeben ($10 \text{ Å} = 1 \text{ nm}$).

Wellenlänge	Element
4080,021	Ca
4080,216	Fe
4080,23	Nd
4080,44	Ce
4080,572	Sc
4080,572	Cr
4080,89	Fe
4081,1	O
4081,2	Cr
4081,22	Ce
4081,22	Zr
4081,22	Y
4081,223	Fe

Als Alternative wurde die Möglichkeit über die Spektrenberechnung versucht. Dazu wurde mit dem Programm SPECTRUM von R. O. Gray ein Sternenspektrum nach dem Sternatmosphären-Modell von Robert Kurucz berechnet. Für die Sonne wurden als physikalische Parameter für typische G-Sterne eine effektive Oberflächentemperatur von 5770 K und eine Schwerebeschleunigung von $\log(g) = 4,4$ vorgeschlagen.

Von einem Stern als Gasball wird das Profil von Absorptionslinien durch die turbulente Bewegungen der Gasoberfläche beeinflusst. Da die Beeinflussung nur innerhalb der optischen Tiefe der Gasoberflächenschicht erfolgt, spricht man von Mikroturbulenz.

Auch diese wird im Sternatmosphären-Modell berücksichtigt und ein Wert von 2 km/sec gewählt. Das berechnete Spektrum zeigt Abb.5.4. Eine gute Übereinstimmung in der relativen Linien- und Intensitätsabfolge zum beobachteten Spektrum ist deutlich zu erkennen.

Dieses Ergebnis führte in der Diskussion mit Mitgliedern der Fachgruppe Sternspektroskopie zur Idee der Linienidentifizierung durch Spektrenberechnung mit gezielt modifizierter Elementhäufigkeit. Die Elementhäufigkeiten in Sternatmosphären wird in einem logarithmischen Maßstab bezogen auf Wasserstoff $\log(H)=12$ angegeben.

Zur Modifizierung wurde die dem Sternmodell zugrunde liegende Elementhäufigkeit für das jeweils interessierende Element bewußt herabgesetzt, z.B. $\log(Fe)=0,01$.

Abb.5.5 - 5.7 zeigen Ergebnisse für die Elemente Eisen, Calcium und Strontium.

Das Ergebnis der Auswertung der Rechenoperationen auch für weitere Elemente ist in Abb.5.8 dargestellt. Oberhalb des Spektrums sind zusätzlich die Fraunhoferschen Kurzbezeichnungen mit angegeben.

Die Linien Sr (407,7 nm) und Fe (414,4 nm) sind hervorgehoben wegen ihrer besonderen Bedeutung als Klassifikationskriterium.

So dient das Linienstärkenverhältnis von Sr 407,7 / Fe 406,3 und Sr 407,7 / Ca 422,7 als Kriterium zur Einordnung der Sterne in die Leuchtkraftklassen I - V des Yerkes-Systems.

Das Linienstärkenverhältnis von Fe 414,4 / H_{δ} 410,2 dagegen ist ein wichtiges Kriterium zur Festlegung der Harvard-Unterklassen innerhalb des Sterntyps G, zu dem

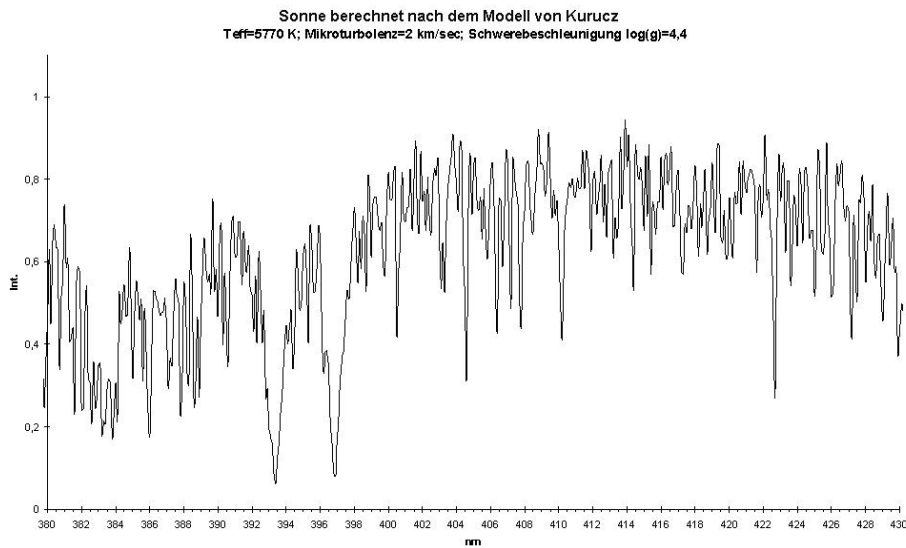


Abbildung 5.4: Berechnetes Spektrum eines G-Sterns

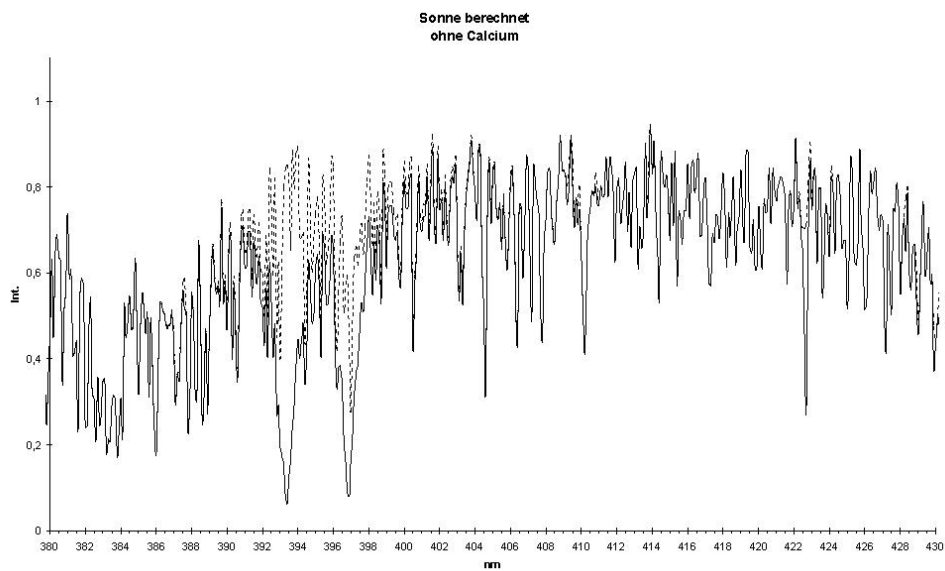


Abbildung 5.5: Berechnetes Sternspektrum mit (—) und ohne (···) Calcium

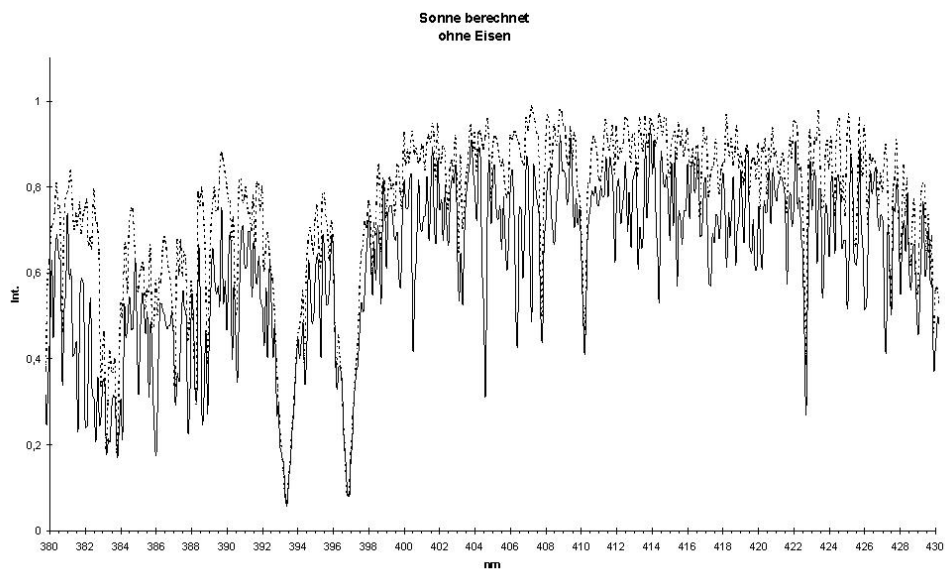


Abbildung 5.6: Berechnetes Sternspektrum mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Eisen

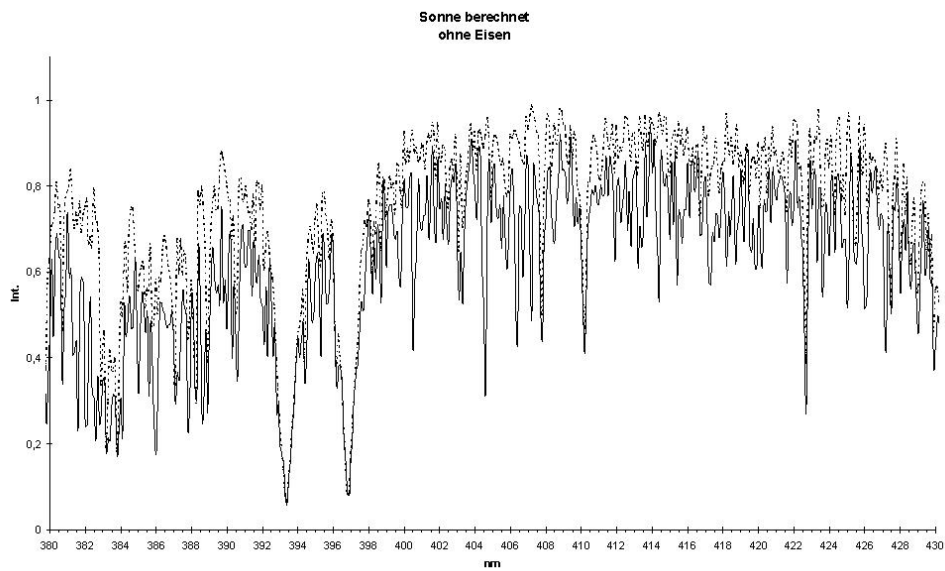


Abbildung 5.7: Berechnetes Sternspektrum mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Strontium

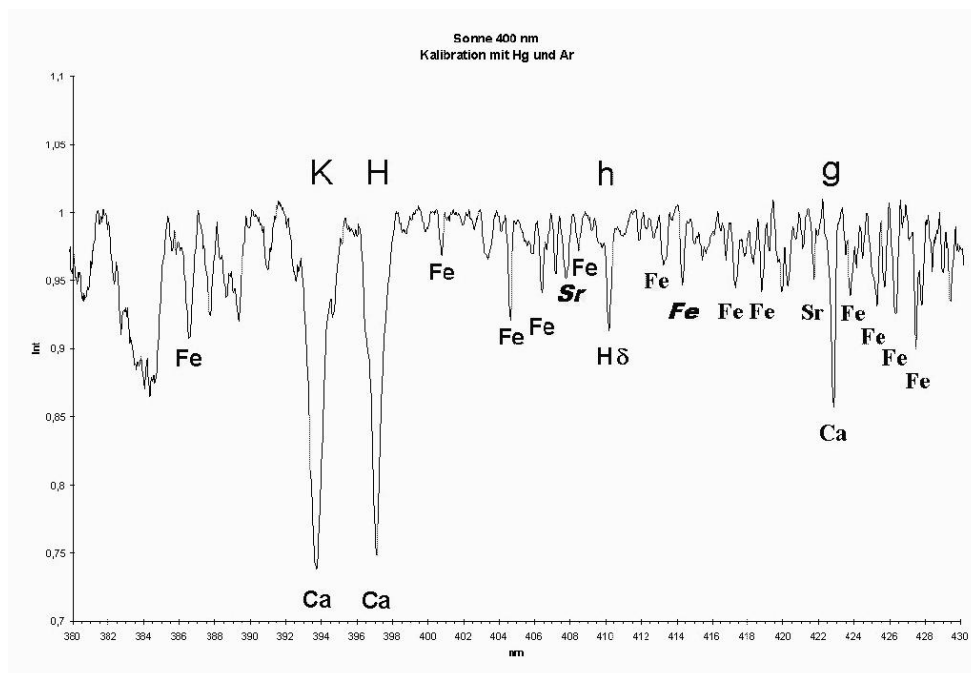


Abbildung 5.8: Linienzugeordnetes Sonnenspektrum

auch die Sonne gehört.

4. Bewertung

In nachstehender Tabelle sind für einige Linien die ermittelten Wellenlängen denen der Literatur gegenübergestellt.

beobachtet	Literatur	
nm	nm	
384,3	386,1	Fe
386,6	387,8	Fe
387,8	388,6	Fe
393,7	393,4	Ca
397,1	396,9	Ca
400,8	400,6	Fe
404,6	404,6	Fe
406,4	406,4	Fe
407,2	407,2	Fe
407,7	407,8	Sr
410,2	410,2	H β
414,4	414,4	Fe
422,8	422,7	Ca

Die schlechtere Übereinstimmung bis ca. 400 nm könnte auf fehlende Kalibrationslinien in diesem Bereich zurückgeführt werden. Die weitere gute Übereinstimmung der ermittelten Linienpositionen mit denen der Literatur zeigt die Möglichkeit, die auch unter Amateurbedingungen erreicht werden können. Verbesserungsmöglichkeiten bestehen in der Optimierung des optischen Designs, in der Verwendung noch geringerer Spaltbreite und in der Verwendung feinkörnigeren Filmmaterials.

5.1.2 Spektroskopie an der Volkssternwarte Radebeul

Hans-Georg Zaunick

Anders als bei der Spektroskopie der äusserst lichtschwachen Sterne gestaltet sich die Beobachtung des Sonnenspektrums vergleichsweise einfacher. Die Intensität des Sonnenlichtes ist so gross, dass nicht auf die Lichtstärke der Optik geachtet werden muss. Das wiederum erlaubt eine beträchtlich grössere Auflösung des Spektrographen. Der Sonnenspektrograph an der Volkssternwarte Radebeul wurde nach Vorlagen des Amerikaners F. N. VEIO (deutsche Übersetzung und Publikation von Ulrich Fritz) konstruiert. Es handelt sich hierbei um einen Gitterspektrographen nach dem Prinzip von LITTROW [Ing70] (Abb. 5.9) mit der Möglichkeit der Beobachtung des Sonnenbildes im streng monochromatischen Licht beliebiger Wellenlänge (Spektrohelioskop). [Veia],[Veib]



Abbildung 5.9: Der Radebeuler Spektrograph

Die Apparatur (Strahlengang s. Abb.5.10) besteht zunächst aus den beiden Coelostatenspiegeln, die das Licht der über den Himmel wandernden Sonne in eine feste Richtung zum Spektrographen lenken. Der Hauptspiegel rotiert dabei bedingt durch die Symmetrie der Zwei-Spiegel-Anordnung einmal in 48 Stunden um die Polachse und reflektiert das Sonnenlicht auf den feststehenden Deklinationsspiegel. Dieser sorgt für die Umlenkung des Strahlenganges genau in Nord-Süd Richtung. Hinter dem Coelostaten sitzt das Hauptobjektiv (136/3400), welches die Sonne scharf in einer (jahreszeitlich abhängigen) Grösse von ca. 32 mm auf einen Mikrometerspalt abbildet. Das den i.a. nur wenige Dutzend μm breiten Spalt passierende Licht fällt am anderen

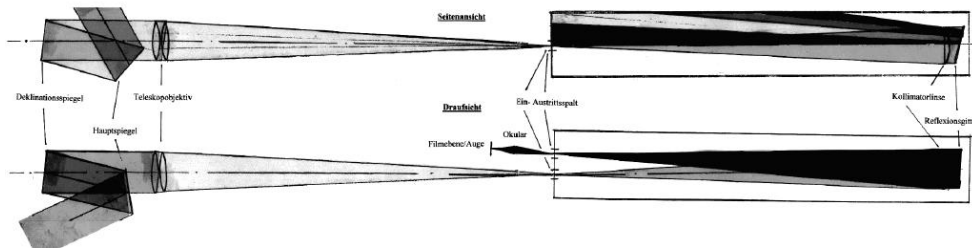


Abbildung 5.10: Der Strahlengang

Ende des Strahlenganges durch eine Kollimatorlinse (90/3800), die den divergenten Strahlengang parallel auf das Reflexionsgitter projiziert. Im Falle des hier erläuterten Spektrographen ist ein Gitter mit einer freien Fläche von $58 \times 68 \text{ mm}^2$ und 651 Spalten pro mm im Einsatz. Bedingt durch die spezifische Geometrie der Gitterspalte wird der Hauptteil des einfallenden Lichtes in das Spektrum erster Ordnung konzentriert (BLAZE-Gitter), weshalb praktisch nur in diesem Bereich gearbeitet wird. Das am Gitter durch Beugung entstandene Spektrum durchläuft wiederholt die Kollimatorlinse (Prinzip der Autokollimation) und wird durch diese im Abstand ihrer Brennweite (3,8 m) in der Fokalebene abgebildet. Das Öffnungsverhältnis des Kollimators bestimmt die Gesamtlichtstärke der Anordnung, also 1:42 (vollständige Ausleuchtung der Gitterfläche vorausgesetzt). Zur Vermeidung des schon in geringen Intensitäten extrem störenden Streulichtes müssen beim Bau eines Spektrographen diverse Maßnahmen getroffen werden. So ist die plankonvexe Kollimatorlinse leicht gegen die Vertikale geneigt, um die Reflexion der Planseite zu eliminieren. Die dem Gitter zugewandte Konvexseite wirkt auf einen geringen Teil des einfallenden Lichtes im Inneren der Linse als Hohlspiegel. Dessen Reflex in Richtung des Okulareinblickes wird mittels einer 5 mm grossen Velourpapierblende im Strahlengang abgefangen. Störende Rückstreuungen des Spektrums an den Linsenflächen schließlich werden durch aufgeklebte schwarze Papierstreifen beseitigt. Der Abstand vom Eintrittsspalt bzw. Austrittsfenster ist infolge der Dispersion des Linsenglases wellenlängenabhängig. Mit Hilfe eines Getriebemotors lässt sich die Lage der Fokalebene durch Verschieben des Kollimators jedoch variieren. Da im Austrittsfenster durch die Kombination eines Normalobjektives und eines 16-mm-Okulars der beobachtbare Ausschnitt des Spektrums mit ca. $60 \text{ \AA}$ sehr klein ist, kann das Spektrum nach oben bzw. unten „verschoben“ werden. Dies wird durch eine ebenfalls getriebemotorgesteuerte Neigung des Gitters realisiert. Diese beträgt für den äussersten violetten Bereich $7,2^\circ$, für das nahe Infrarot $13,6^\circ$ gegen die Vertikale.

Das theoretische Auflösungsvermögen eines Spektrographen wird durch das Rayleigh-Kriterium bestimmt. In unserem Fall liegt es bei $\Delta\lambda = 0,01 \text{ nm}$ im grünen Spektralbereich. In der Praxis wird die spektrale Auflösung jedoch durch eine Reihe von konstruktionsbedingten Einschränkungen und Kompromissen begrenzt. Ein maßgeblicher Faktor ist der Winkel, unter dem der Eintrittsspalt am Orte des Gitters erscheint. Folglich lässt sich durch einen möglichst großen Abstand Eintrittsspalt - Kollimator die tatsächliche Auflösung an die theoretische annähern. Die Erfahrung hat nun gezeigt, dass bei einer Entfernung von etwa 4 m und einer Öffnung des Eintrittsspaltes von

ca. $20\text{ }\mu\text{m}$ die Auflösungsgrenze des Gitters schon erreicht ist. Ab einer bestimmten Spaltbreite abwärts wird die effektive Auflösung des Spektrographen also nicht mehr erhöht, sondern es tritt nur noch eine Verminderung der Lichtintensität ein.

Wird das Sonnenlicht mit dem oben beschriebenen oder einem ähnlichen Aufbau in seine spektralen Bestandteile zerlegt, fällt sofort eine Vielzahl von dunklen Linien entlang des spektralen Kontinuums auf. Diese nach Joseph von FRAUNHOFER benannten Erscheinungen lassen sich auf Energieübergänge in den Atomen der 5700 K heißen Gase in der Chromosphäre (Sonnenatmosphäre) zurückführen. Das zunächst aus einem ununterbrochenem Kontinuum bestehende Licht der aus der Photosphäre kommenden Strahlung wird nur bei diskreten Wellenlängen in der Chromosphäre absorbiert, und zwar für jedes Element auf eine ganz charakteristische Weise. Das Gesamtbild dieser Absorptionslinien ist quasi ein Spiegel der in der Sonnenatmosphäre auftretenden Zustände und Prozesse. Eine ausführliche Beschreibung dieser Vorgänge schlage man z.B. in [Kal94] oder [Gra28] nach.

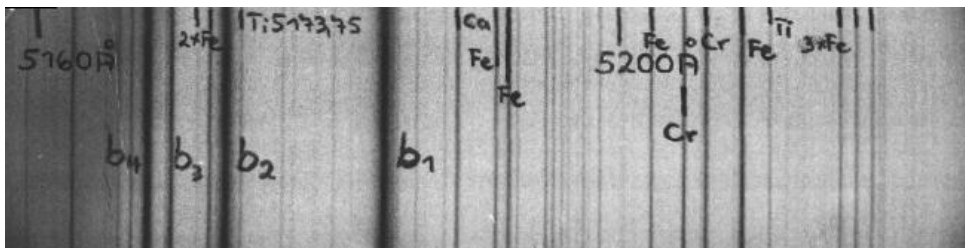
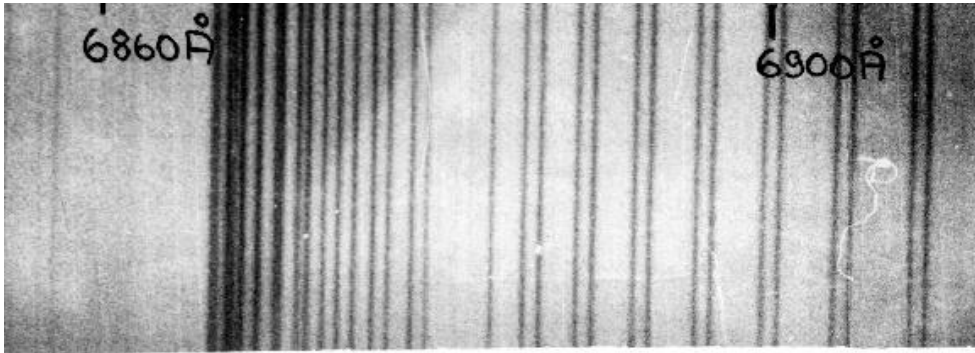


Abbildung 5.11: Ausschnitt aus dem Sonnenspektrum

Mit dem Sonnenspektrographen ist es nun möglich, im hochaufgelösten Spektrum selbst schwache Absorptionslinien seltener Elemente nachzuweisen. Abb.5.11 zeigt einen Ausschnitt von $40\text{ }\text{\AA}$ (4 nm) spektraler Breite in der Umgebung der Fraunhofer-b-Linien (Mg) bei ca. $5200\text{ }\text{\AA}$ Wellenlänge. Es sind deutlich Linien von z.B. Eisen, Magnesium, Kalzium, Chrom und sogar Titan zu sehen [Sai55],[Mit75]. Die Linienstärke ist dabei nur ein mittelbarer Indikator für die Elementhäufigkeit. Beispielsweise erzeugt einfach ionisiertes Kalzium (CaII) viel stärkere Linien als das am häufigsten vorkommende Element Wasserstoff. Diese Erscheinung ist in den Unterschieden der Anregungsenergien der Atome verschiedener Elemente zu suchen. [Kal94], [Gra28], [Str37]

Im Gegensatz zu Abb. 5.11 zeigt Abb. 5.12 keine Absorptionslinien der Sonnenatmosphäre mehr, sondern in diesem roten Teil des Spektrums ($6855\text{ }\text{\AA}$ - $6915\text{ }\text{\AA}$) treten die Absorptionen der Sauerstoffmoleküle (O_2) der Erdatmosphäre hervor (tellurische Linien). Typisch für Molekülspektren ist die doppelte Linienstruktur (Banden) sowie das „Zusammenlaufen“ der Linien im sog. Bandenkopf. Diese im Vergleich zu Atompektren komplexere Struktur der Molekülabsorptionen liegt im Vorhandensein zusätzlicher Freiheitsgrade bei der Energieaufnahme und -abgabe begründet [Kal94]. In Abb. 5.13 sind die beiden gelben Na- (Fraunhofer-D) Linien zu verschiedenen Tageszeiten dargestellt. Während die Linien um die Mittagszeit noch deutlich hervortreten, sind sie 10 Minuten vor Sonnenuntergang nicht mehr so deutlich in dem Gewirr der sie umgebenden, stärker gewordenen tellurischen Linien wahrzunehmen. Bei tiefstehender Sonne ist der Lichtweg in der Erdatmosphäre viel größer als bei vergleichsweise

Abbildung 5.12: Atmosphärische O₂-Absorption

großem Horizontabstand. Das Licht passiert dabei viel mehr atmosphärische Moleküle, die eine stärkere Absorption von für Sauerstoff, Wasserdampf, Stickstoff etc. typischen Wellenlängen bewirken.

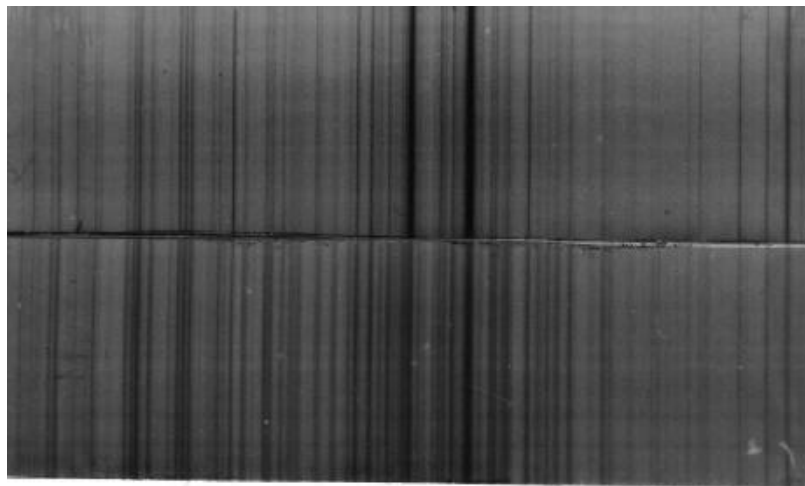


Abbildung 5.13: Na-D im Sonnenspektrum zu verschiedenen Tageszeiten

Bei der Überbelichtung des spektralen Kontinuums tritt am Rand des Sonnenbildes die nur einige Tausend km starke, schwächer strahlende und emittierende Chromosphäre hervor (Abb. 5.14). Die starke H α -Absorptionslinie geht am Sonnenrand durch das in ihr absorbierte und in alle Richtungen gestreute Licht erkennbar in Emission über.

Im Zentrum von Sonnenflecken existieren extrem starke Magnetfelder. Der holländische Physiker Pieter ZEEMAN (Nobelpreis 1902) beobachtete schon 1896 eine Aufspaltung von Spektrallinien in starken Magnetfeldern [Gra28],[Str37]. Dieser nach ihm benannte Effekt hängt ursächlich mit der Polarisierung der Atomdrehimpulse im Magnetfeld, wodurch sich die Energieniveaus aufsplitten, zusammen.

Die Überprüfung, ob in den Magnetfeldern der Sonnenflecke der Zeeman-Effekt tatsächlich vorliegt, ist denkbar kompliziert. Rein rechnerisch beträgt die Aufspaltung



Abbildung 5.14: Spektrum der Chromosphäre

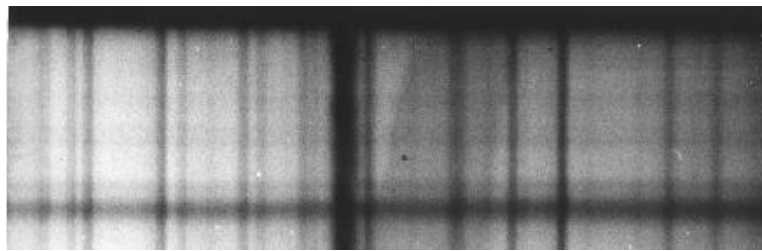


Abbildung 5.15: Spektrum mit Sonnenfleck

beispielsweise in der H_α -Linie (656 nm) nur $\Delta\lambda = 0,04$ nm bei einer Magnetfeldstärke von einem Tesla, liegt also nur knapp oberhalb des theoretischen Auflösungsvermögens des Spektrographen. Zum Nachweis der magnetischen Linienaufspaltung ist besonders der rote Bereich des Spektrums zwischen H_α -Linie und NaD-Linien geeignet, da die Größe der Aufspaltung mit der Wellenlänge zunimmt. Außerdem befinden sich in diesem Bereich viele dünne und scharf begrenzte Metalllinien. Visuell ist die Beobachtung des Effektes natürlich besser nachzuvollziehen, da die Position des Sonnenfleckes im Spektrum durch geringe Winderschütterungen an den Coelostaten spiegeln schwankt. Die photographische Aufnahme (Abb. 5.15) zeigt deshalb entlang des Sonnenfleckes nur leichte Verdickungen der Absorptionslinien. Die Beobachtung des Zeeman-Effektes lohnt sich aufgrund seines schwierigen Nachweises in Zeiten hoher Sonnenaktivität, wenn ausreichend große Flecken auf der Sonnenoberfläche zur Verfügung stehen und somit die Magnetfelder genügend große Stärken erreichen.

Die starke Auftrennung des Lichtes in das Spektrum durch den Spektrographen kann dazu genutzt werden, die Sonnenoberfläche in einem engen Spektralbereich zu beobachten. Dazu werden vor Ein- und Austrittsspalt quaderförmige Anderson-Prismen (Abb. 5.16) angebracht, die in eine Rotation mit 6 s^{-1} versetzt werden und dadurch das gesamte Sonnenbild 24 mal pro Sekunde (flimmerfrei) vor dem Spalt vorbeilaufen lässt. Am Okularauszug lässt sich nun je nach eingestellter Wellenlänge ein streng monochromatisches Sonnenbild mit einer Halbwertsbreite von mindestens $0,5\text{ \AA}$ beobachten.

Abb. 5.17 zeigt eine Aufnahme der Sonne im Weißlicht, so dass vorzugsweise die Photosphäre sichtbar ist. Im monochromatischen Licht der H_α -Linie hingegen offenbaren sich interessante Strukturen der äußeren Chromosphäre (Abb. 5.18). Belichtet wurde dabei 4 s auf ORWO NP27-Emulsion am gleichen Tag einige Stunden später. Die hellen Flächen sind chromosphärische Fackelgebiete unter denen sich Sonnenflecke

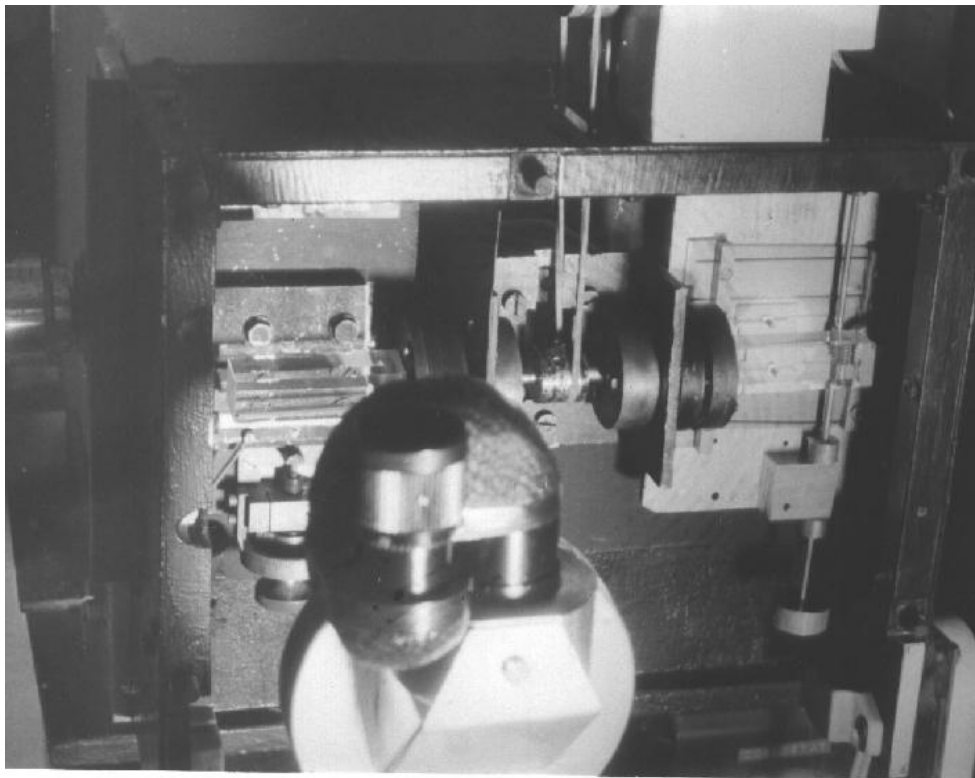


Abbildung 5.16: Die Anderson-Prismen

verbergen. Filamente (Protuberanzen vor der Sonnenoberfläche) erscheinen schwarz.

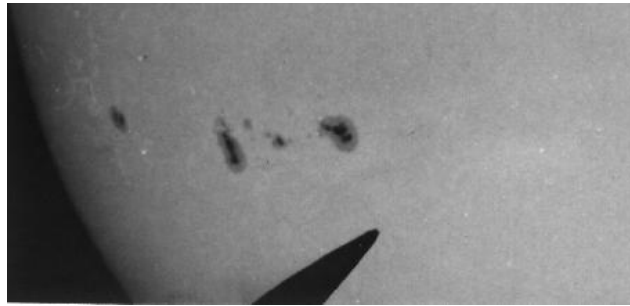
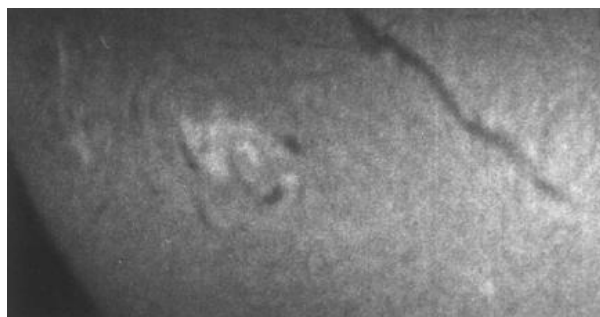


Abbildung 5.17: Die Sonne im Weißlicht

Abbildung 5.18: Die Sonne im H_α -Licht

5.2 Veränderliche Sterne

Ernst Pollmann

5.2.1 Cepheiden

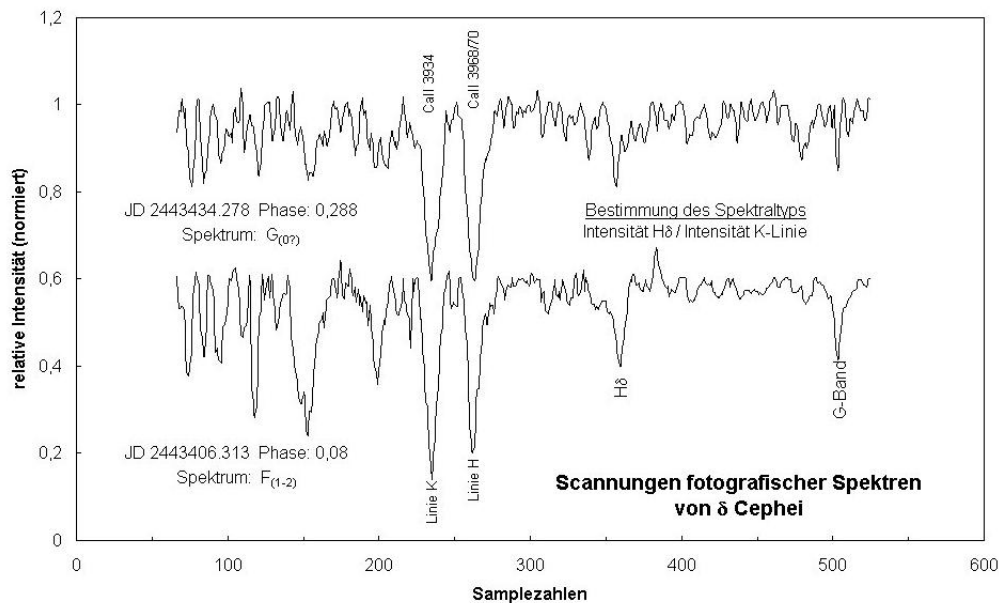
Beobachtungsmöglichkeiten

Abhängig von der Phase des Pulsationslichtwechsels, Veränderung des Spektraltyps von F nach G. Mit Objektivprismengeräten fotografisch erfassbar. Im Bereich des G-Bandes Dispersion von ca. 100-200 Å/mm und Spektrenscannung erforderlich [Pol85].

5.2.2 Mira-Sterne

Beobachtungsmöglichkeiten

Abhängig von der Phase des Pulsationslichtwechsels gravierende Veränderung des gesamten sichtbaren Spektrums. Auffälligstes Merkmal: Auftreten u. Verschwinden von Balmerlinien in Emission; wechselnde Stärke der TiO-Absorptionsbanden. Mit Objektivprismengeräten fotografisch erfassbar. Dispersion von ca. 100-200 Å/mm und Spektrenscannung erforderlich [Pol96a].

Abbildung 5.19: Spektren verschiedener Phasen von δ Cephei

Spektral- und Helligkeitsverhalten des Mirasternes α Ceti

Die heutige Amateurastronomie, mit ihrer instrumentellen, oft gar computergestützten Ausstattung, eröffnet Beobachtungsmöglichkeiten, die noch vor wenigen Jahren ausschließlich der professionellen Astronomie vorbehalten waren. Nicht zuletzt dank der segensreichen Entwicklung der CCD-Technik, sind bei uns Amateuren die Beobachtungsperspektiven derart vielfältig geworden, dass beispielsweise im Bereich der Veränderlichenbeobachtung durchaus die bereits vorhandenen Ansätze wissenschaftlicher Betätigung ausgedehnt werden können. Die professionelle Veränderlichenforschung trägt mit ihren Beobachtungsmethoden und -techniken der Tatsache Rechnung, dass die Physik der Sternatmosphären sich ganzheitlich mit all ihren Erscheinungsformen darstellt.

Damit ist gemeint, dass die empfangene Strahlung als komplexer Informationsträger der physikalischen Prozesse auf und in dem beobachteten Stern gesamthaft verstanden werden muß. Dies gilt gleichermaßen für die Intensität des Lichtes, wie auch für dessen spektrale Zusammensetzung. Die simultane Verknüpfung von Helligkeitsmessungen und Spektroskopie, eine Selbstverständlichkeit in der Fachastronomie, spiegelt diesen Zusammenhang wider. Was bedeutet das für die Amateurastronomie?

Durch Schaffung verbindender Elemente, beispielsweise durch die Wahl gemeinsamer Beobachtungsobjekte oder -programme, könnte die lichtmessende und die spektroskopierende Zunft ebenfalls zum Beobachtungsdualismus Spektroskopie/Photometrie gelangen.

Die nachfolgende Übersicht einer Beobachtungsreihe des Zeitraumes 1989-1992 am Mirastern α Ceti, verbindet visuelle Helligkeitsschätzungen aus der Datenbank

der AFOEV¹ mit fotografischen Spektralbeobachtungen einer Gemeinschaftsbeobachtung von Bernd Hanisch, Frankfurt/Oder und dem Verfasser. Bei den Spektralbeobachtungen handelt es sich um die einfachste aller Aufnahmetechniken - der Objektivprismentechnik. Durch Verbreiterung des fadenförmigen Sternspektrums in der Filmebene und anschließendem Scannen auf einem Registrierphotometer der Fachgruppe SPEKTROSKOPIE sind im genannten Zeitraum Spektren gewonnen worden, die hier im Zusammenhang mit dem Helligkeitsverhalten des Sterns zur Diskussion gestellt werden.

Die im Spektrum von *o* Ceti leicht erkennbaren auffälligsten Erscheinungen sind

- die starken Absorptionsbanden der Kohlenstoffverbindung C₂
- die Molekülbanden des Titanoxid TiO
- und die nicht zu übersehenden Emissionslinien des Wasserstoffs H_γ und H_δ

Das Intensitätsverhalten dieser Banden bzw. Linien im Zusammenhang mit dem Lichtwechsel des Sterns zu erkennen, führt unmittelbar zu Einblicken in die periodischen Geschehnisse der Sternatmosphäre. In der Abbildung 5.20 ist als exemplarisches Beispiel die Scannung eines fotografischen Negativspektrums von *o* Ceti vom 27.12.1989 dargestellt.

Die Frage ist, nach welchem Muster die oben erwähnten Banden und Linien intensitätsmäßig ausgemessen werden können. Im einfachsten Fall könnte dies geschehen, in dem die maximale Tiefe einer Linieneinsenkung, bzw. die maximale Höhe eines Emissionspeaks in Anteilen des Kontinuumbetrages ausgedrückt werden. In stark maskierten Spektren, wie das bei den Mirasternen immer der Fall ist, führt diese Methodik jedoch nur zu bedingt brauchbaren Resultaten. Doch gerade wegen ihrer Einfachheit in der praktischen Durchführung soll sie hier trotz aller Vorbehalte demonstrationshalber erläutert werden.

Die Definition des Kontinuums über oder unter einer Linie ist gegeben als Verbindungslinie zwischen den beidseitig auslaufenden Linienflügeln. In der subjektiven Festlegung dieser Verbindungslinie ist auch zugleich der größte Unsicherheitsfaktor der Messung zu finden. Von dieser Verbindungslinie aus wird im Peakmaximum das Lot gefällt bis hinunter zum klaren Film, wobei der Abstand der beiden Schnittpunkte den Kontinuumsbetrag beschreibt.

Zu den Ursachen des Lichtwechsels werden in der Literatur [SE90], [Hof70] neben der Pulsation Durchlässigkeitsänderungen der äußeren Atmosphärenschichten, etwa die Bildung von Kohlenstoffteilchen diskutiert. Außerdem ist in [SE90] zu lesen, dass die Beträge der visuellen Helligkeitsamplituden von *o* Ceti weitgehend bedingt sind durch Intensitätsvariationen der visuellen TiO- und C₂-Banden.

Die Gegenüberstellung des visuellen Lichtwechsels des Sterns aus vier Beobachtungszyklen zum relativen Intensitätsverhalten der TiO-Banden zeigt Abbildung 5.21.

Wir finden im wesentlichen in diesem Beobachtungsbefund eine für den Lichtwechsel der Mirasterne zugrunde liegende Ursache bestätigt: In Form des zeit- bzw. helligkeitsanlogenen Verhaltens, waren zur Zeit der Maximalhelligkeit die TiO-Banden (516,7 499,5 und 476,1 nm) in ihrer Minimalintensität anzutreffen, um dann mit abnehmender Helligkeit wieder zuzunehmen. Hinsichtlich des Intensitätsverhaltens der

¹ Association Française des Observateurs d'Etoiles Variables

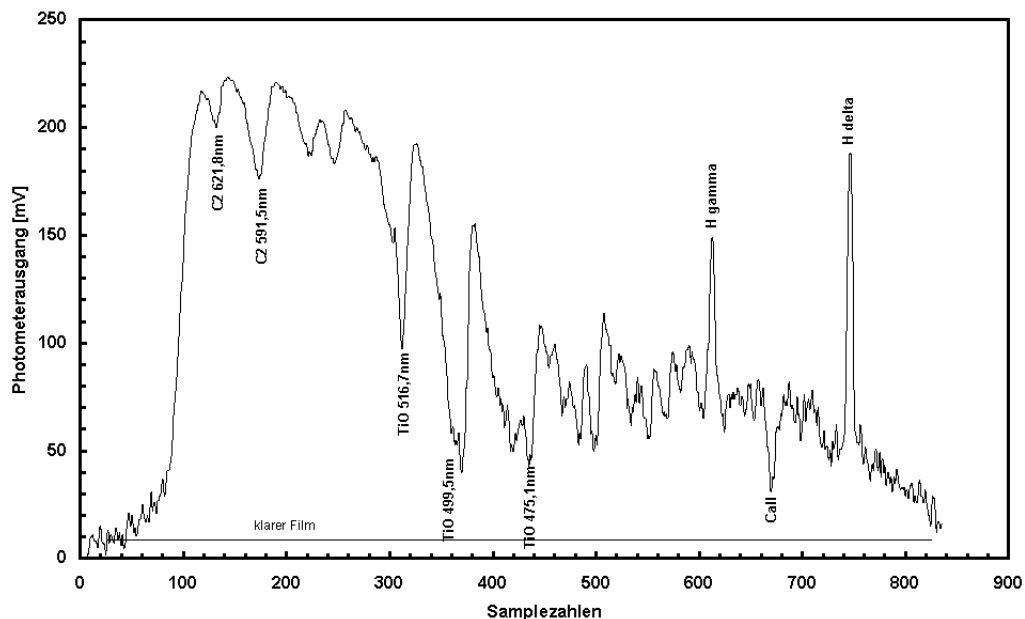


Abbildung 5.20: Beispiel der photometrischen Scannung eines Negativspektrums von *o Ceti*

Emissionslinien des Wasserstoffs H_γ und H_{δ} im Zusammenhang mit dem Lichtwechsel ist in [SE90] folgendes zu lesen :

Die Emissionslinien treten etwa während eines Drittels der Periode auf und erreichen ihre größte Stärke während des Helligkeitsabfalls nach dem Maximum.

Abbildung 5.22 zeigt den Befund unserer Beobachtungen: In den Zyklen I, III und IV ist die Maximalintensität der H_γ - und H_δ - Emissionen in der Tat im absteigenden Ast der V-Helligkeit nach dem Maximum wiederzufinden. Weniger deutlich stellt sich Zyklus II dar. Hier scheint die Maximalhelligkeit etwa mit der Maximalintensität der Emissionen zusammenzufallen. Man kann davon ausgehen, dass mit feineren Auswertemethoden in der Intensitätsbestimmung die Streuung der Einzelmeßwerte auch geringer ausfallen würde. Man denke in diesem Zusammenhang nur an den Einfluß des Pseudokontinuums, bedingt durch die spektrale Epfindlichkeitsfunktion des Films und die Durchlässigkeitscharakteristik der Spektrographenoptik.

Veränderlichenspektroskopie der einfachsten Art, wie hier vorgestellt, verknüpft mit dem Helligkeitsverhalten des Sterns, eröffnet im Sinne von Gemeinschaftsarbeiten zwischen Amateuren der lichtmessenden und der spektroskopischen Zunft Möglichkeiten, astrophysikalische Zusammenhänge in den Atmosphären der Sterne in den Grundzügen nachzuvollziehen.

5.2.3 Emissionsliniensterne

Beobachtungsmöglichkeiten

Sterne mit Gashüllen und/oder Gasscheiben. U.a. Wasserstoff-Balmerlinien (vorzugsweise H_α als Emissions- und/oder Absorptionslinien. Fotografisch, jedoch vorzugs-

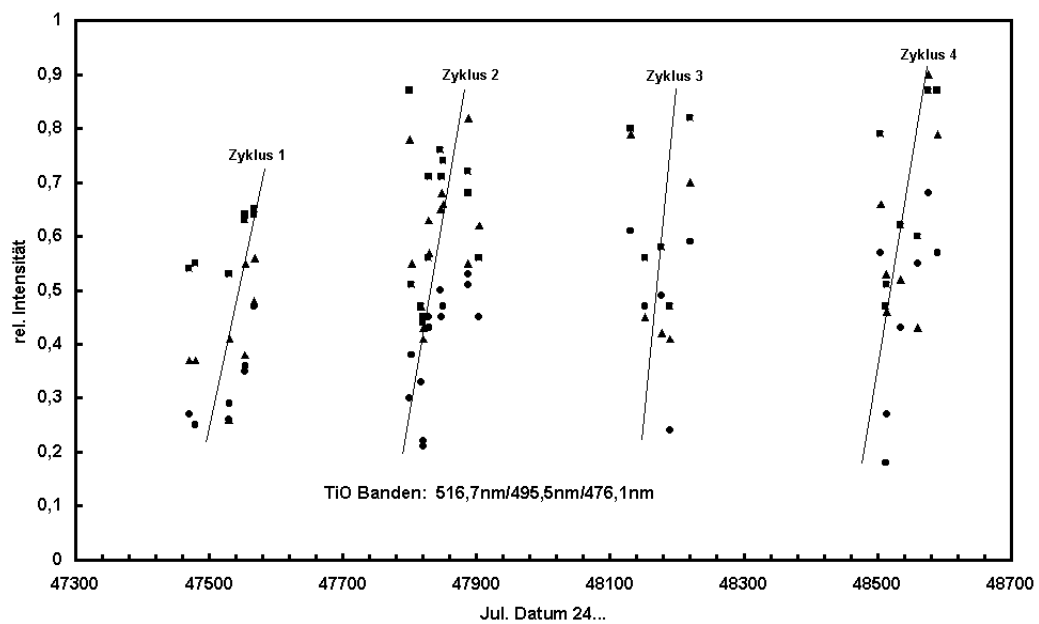
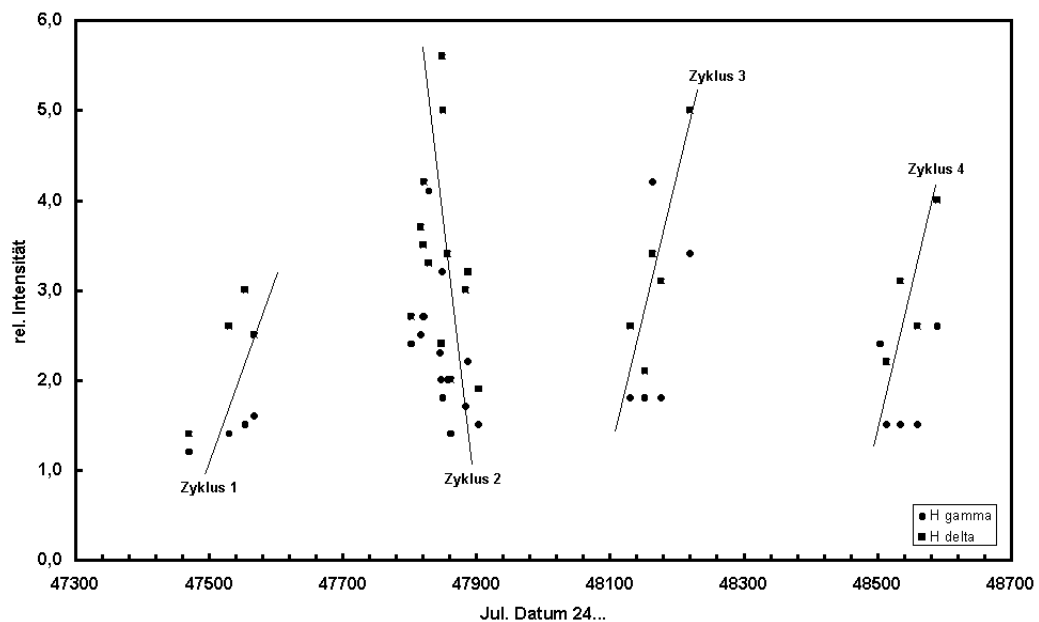
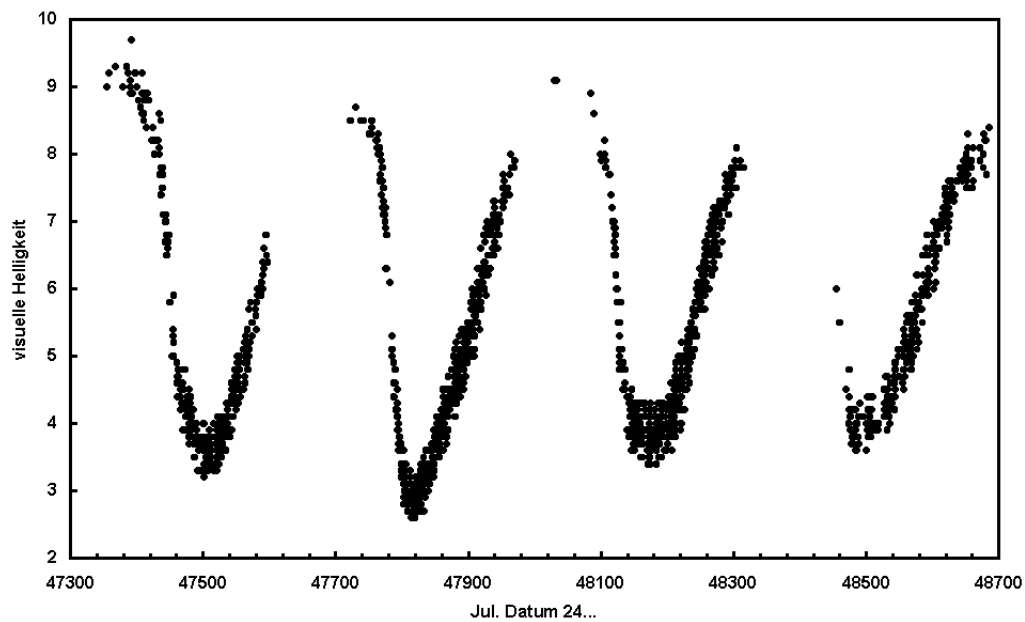


Abbildung 5.21: Relatives Intensitätsverhalten der TiO-Banden

Abbildung 5.22: Maximalintensitäten der H_γ und H_δ -Emissionen

Abbildung 5.23: Lichtkurve von *o* Ceti

weise mit CCD-Kamera zu beobachten. Objektivprismengeräte Auflösung etwa 5 Angstr. Spektrensclannung erforderlich [Pol97].

Einzelsterne (Beispiele): γ Cas, P Cyg, ϕ Per, ζ Tau, 48 Per, β Pisc

Bedeckungssysteme (Beispiele): VV Cep, β Lyr

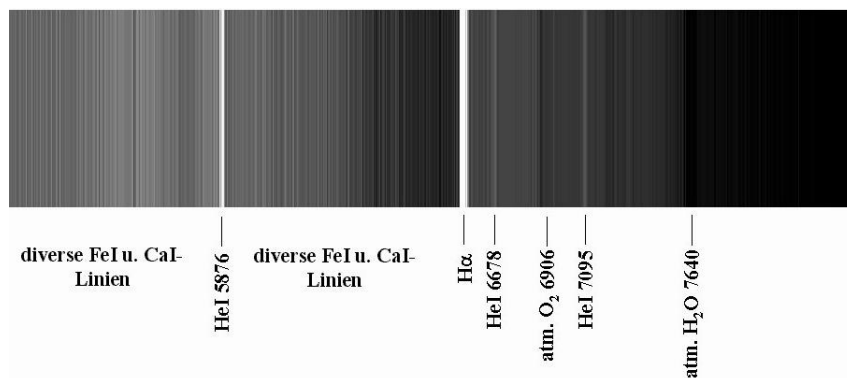


Abbildung 5.24: Spektrum von P Cygni

5.3 Kohlenstoffsterne

Beobachtungsmöglichkeiten

In Phasen gravierender Helligkeitsabnahme (einige Magnituden), Zunahme der C2-C3-Banden im Bereich 5000-6000 Å fotografisch mit Objektivprismengeräten beob-

achtbar (Bildung v. Kohlenstoffstaub i. d. Photosphäre). Dispersion von ca. 100-200 Å/mm und Spektrensclannung erforderlich[Pol96b].

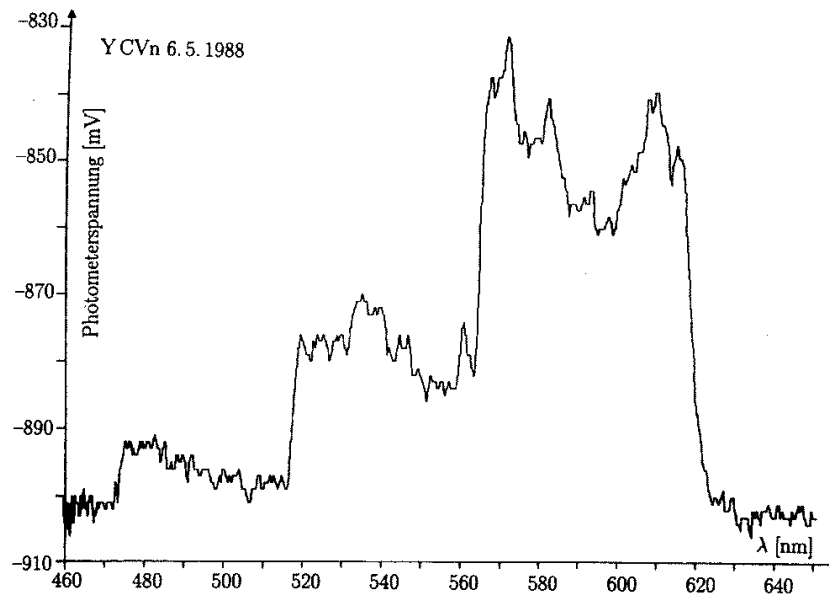


Abbildung 5.25: Mikrophotometrische Registrierung eines fotografisch gewonnenen Spektrums des Sterns Y CVn

5.4 Helle rote Überriesen

Ernst Pollmann

Beobachtungsmöglichkeiten

Beobachtung chromosphärischer Sternwinde im CaII-Linienprofil (Bereich der CaII-Linie K 3934 Å). Mit Objektivprismengeräten fotografisch erfassbar. Auflösung < 1 Å, Spektrensclannung erforderlich [Pol94].

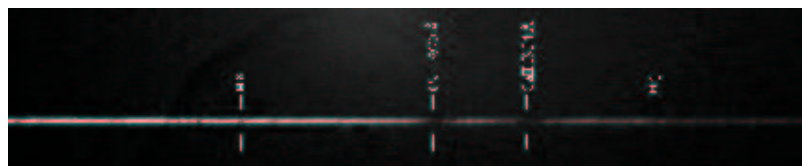


Abbildung 5.26: Spektrum von α Bootis

5.5 Sterne unterschiedlicher Rotationsgeschwindigkeiten

Ernst Pollmann

Beobachtungsmöglichkeiten

Halbwertsbreite einiger Balmerlinien (H_δ) in Abhängigkeit der Geschwindigkeit rotationsverbreitert (Dopplerverbreiterung). Beispiele: α Lyrae zu β CMi. Mit Objektivprismengeräten fotografisch erfassbar. Auflösung mind. 1-5 Å. Spektrenscannung erforderlich [Pol88].

5.6 Planetarische Nebel

Bernd Hanisch

Planetarische Nebel (PN) - da denkt wohl so mancher sofort an den bekannten Ringnebel in der Leier, der bei visuellen, aber auch bei vielen photographischen Beobachtungen oft als Paradestück präsentiert wird. Beiden der genannten Beobachtungsmethoden ist gemein, daß nur die integrale Lichterscheinung beobachtet werden kann. Diese enthüllt zwar manche Einzelheiten der Nebel, dennoch werden dem Beobachter wichtige Informationen vorenthalten, wenn er nicht versucht, die spektrale Lichtzusammensetzung näher zu untersuchen. Um dieses Ziel zu erreichen, sollten die Möglichkeiten der Spektralbeobachtung von PN erkundet werden, die sich dem Amateur unter Verwendung einfacher Hilfsmittel bieten. Dieser im Sommer und Herbst 1995 unternommene Versuch soll im folgenden kurz beschrieben werden.

Allgemeine Bemerkungen zu planetarischen Nebeln

Der etwas irreführende Name entstammt offenbar Herschels visuellen Eindrücken am Fernrohr, der das Aussehen einiger dieser Nebel mit Planetenscheiben verglich. Mit Planeten haben diese Objekte allerdings nicht viel gemein. Bei PN handelt es sich um leuchtende Gasnebel, die im Gegensatz zu den H II-Gebieten sehr regelmäßige Formen besitzen. Ein die sphärische Gashülle ionisierender Zentralstern sehr hoher Temperatur ist dabei das Symmetriezentrum. Die Ringerscheinung ist somit als Projektionseffekt zu verstehen. Mit derzeit etwa 1000 bekannten PN gelten sie als eine eher seltene Erscheinung am Himmel. Während die kleinen Objekte uns nahezu sternförmig erscheinen, haben die größten Exemplare einen Durchmesser von 15 Bogenminuten. Die durchschnittlichen Entfernungen liegen um 2000 Lichtjahre, die wahren Durchmesser zwischen 20 und 40 AE. Da die Hülle mit Geschwindigkeiten zwischen 20 und 50 km/s expandiert, kommt es zur langsamen Vermengung mit interstellarer Materie, wodurch die Nebel mit der Zeit zunehmend diffuser und somit schwerer erkennbar werden. Mit einer geschätzten Lebensdauer von einigen hundert bis zu 10000 Jahren handelt es sich um relativ kurzlebige Objekte. PN entstehen in einer späten Entwicklungsphase massearmer Sterne (1 - 4 Sonnenmassen). Sind im Zentralgebiet die Vorräte an Kernenergie erschöpft, kommt es zu Instabilitäten in der He-Brennzone. Während die äußere Hülle abgestoßen wird, kontrahiert das Sterninnere zu einem Zentrum hoher Dichte und Temperatur.[WZ77].

Instrumente zur Spektroskopie von PN

Wegen der ohnehin geringen Lichtmengen erfolgte die Aufnahme der Spektren mittels Objektivprismenspektroskopie. Als Spektrograph diente ein Zeiss Meniscas 180/1800 mit einem F2-Objektivprisma von 210 mm Durchmesser und 5° brechendem Winkel auf einer Zeiss Ib-Montierung. Als Strahlungsempfänger wurde die KODAK-Emulsion T MAX 3200 verwendet. Die mittlere Dispersion beträgt etwa 180 Å/mm, was einer Spektrumslänge auf dem Negativ von 10 mm entspricht. Die Belichtungszeiten der unverbreiterten Spektren liegen zwischen 20 und 60 min. Die Auswertung (Scannung) erfolgte mit einem Zeiss-Registrierphotometer MD 100 und einem, vom Bonner Sternfreund Helmut Knobloch geschriebenen, PC-Auswerteprogramm.

Die Spektren der PN

Im Vergleich zu den bekannteren Absorptionslinienspektren von Sternen bestehen die Objektivprismenspektren der PN aus kettenartig aneinandergereihten, monochromatischen Nebelbildern. Dabei wird das Licht nur bei wenigen Wellenlängen emittiert. Die Spektren der Hülle und des Zentralsterns sind stets überlagert. Die intensivsten Emissionen im sichtbaren Bereich liegen den Elementen H, He, O, Ne, aber auch C und N zugrunde. Im Vergleich zur sonstigen kosmischen Elementenhäufigkeit ist bei PN das He überproportional häufig [WZ77]. Neben Linienemissionen sind in den Nebelspektren auch kontinuierliche Lichtanteile sichtbar. Diese resultieren je nach Spektralbereich teilweise vom Zentralstern, aber auch aus frei-freien Übergängen (Bremsstrahlung) bzw. frei-gebundenen Übergängen. Prinzipiell kann die Anregung wie folgt beschrieben werden: Der sehr heiße Zentralstern sendet aufgrund seiner hohen Temperatur harte UV-Strahlung aus, welche die Hülle zum Leuchten anregt. Durch Rekombinations- und Fluoreszenzmechanismen wird diese kurzwellige Strahlung in der Hülle in sichtbares Licht umgewandelt. Die Zuordnung der Emissionen in den PN zu den entsprechenden Elementen gestaltete sich anfangs problematisch, was nicht zuletzt dazu führte, daß für die sehr intensiven grünen Sauerstofflinien bei ca. 5000 Å, deren Licht die Nebel in bestimmten Bereichen grün erscheinen läßt, zunächst ein neues chemisches Element, das „Nebulium“, postuliert wurde. Daher sind diese Linien heute oft noch als N1 und N2 bezeichnet, was jedoch nichts mit dem Element Stickstoff zu tun hat. Die richtige Zuordnung zum Element Sauerstoff wurde deshalb so spät erkannt, weil es sich hier, wie oft bei PN, um verbotene Linien handelt. Diese Linien treten wegen der sehr geringen übergangswahrscheinlichkeit unter irdischen Normalbedingungen nicht auf und gelten deshalb als verboten. Man erkennt sie an der Angabe in eckigen Klammern, z.B. [O III]. Als Anregungsmechanismus für diese Linien wird in der Literatur hauptsächlich Elektronenstoß diskutiert [Wur51]. Die Anregung der verbotenen Linien ist an sehr geringe Materiedichten gebunden, welche dem irdischen Hochvakuum entsprechen. Diese geringe Materiedichte ermöglicht eine lange Verweildauer (1 - 10 s) von Elektronen auf sogenannten metastabilen Energieniveaus, die sich energetisch knapp über dem Grundzustand befinden. Die Verweildauer der Elektronen bei normalen übergängen liegt im Bereich von 10^{-8} s. Die sehr hohe Intensität der verbotenen [O III] - Linien wird zum einen durch die große Ausdehnung der sie erzeugenden Regionen (50 - 80% der Nebelmasse), zum anderen aber auch durch die gleichzeitig relativ geringe Intensität der erlaubten Linien verursacht [Wur51]. Die Anregung bzw. das Erscheinen der verbotenen Linien in PN und anderen Gasnebeln, wie z.B. den H II-Gebieten, stellt eine bemerkenswerte physikalische und chemische Besonderheit dar. Der für das Entstehen wichtiger Linien und Kontinua in PN verantwortliche Anregungsmechanismus wird aus einer in [Kal94] dargestellten und hier leicht abgewandelten Darstellung Abb. 5.27 deutlich.

Spektroskopisch betrachtet gibt es durchaus Gemeinsamkeiten zwischen den H II-Gebieten (wie z.B. dem Orionnebel) und den PN, obgleich erstere entwicklungs-geschichtlich der Sternentstehung, die PN jedoch einer späteren Entwicklungsphase des Sterns zugeordnet werden. In beiden Fällen wird Gas durch heiße Sterne zum Leuchten angeregt. Da die Zentralsterntemperaturen der PN die der anregenden Sterne der H II-Gebiete noch übertreffen, kann man bei den PN höhere Anregungs- und Ionisierungszustände als in den H II-Gebieten erwarten.

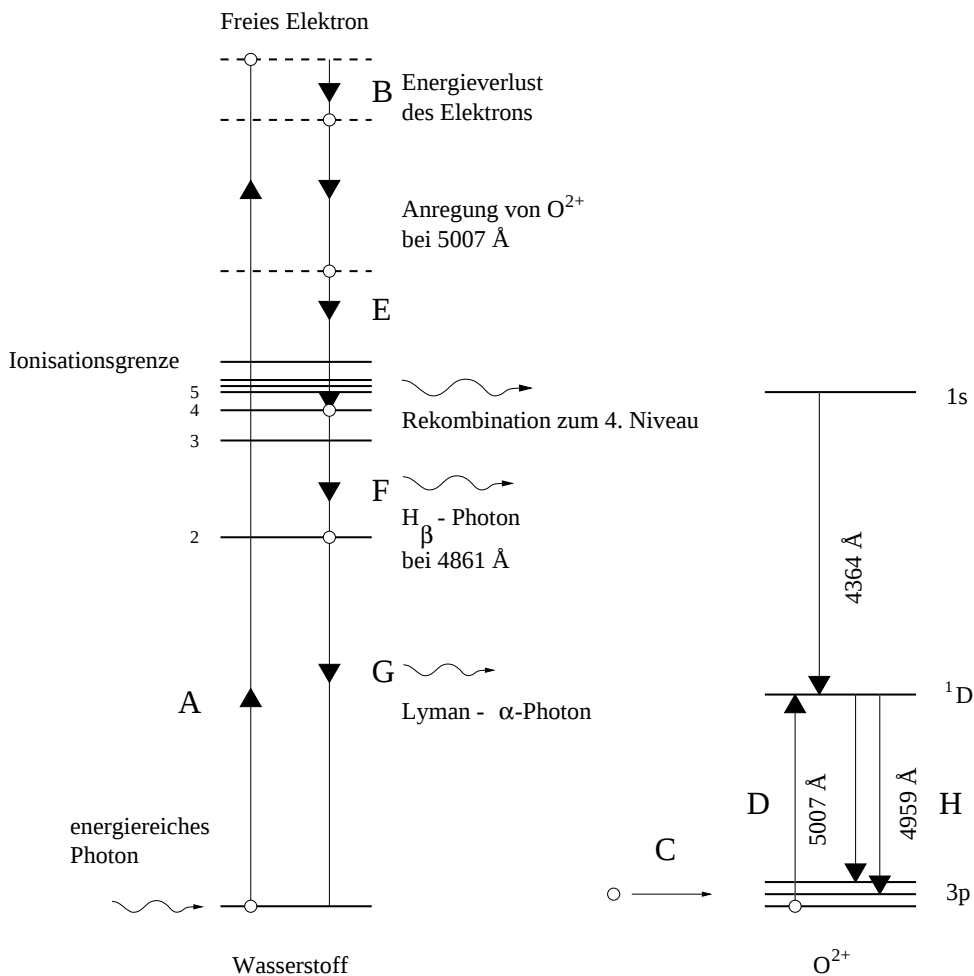


Abbildung 5.27: Entstehung typischer Spektrallinien in Nebeln (nach [Kal94])

- A: Photoionisation von Wasserstoff durch Absorption kurzwelliger Strahlung
 B: Energieverlust des freien Elektrons durch nahe Passage eines Protons, frei-freier Übergang, Bremskontinuum
 C: Zusammenstoß eines freien Elektrons mit einem O^{2+} - Ion
 D: Anregung eines O^{2+} - Ions vom Grundzustand $3P$ auf $1D$
 E: Rekombination des freien Elektrons mit einem Proton auf das 4. Energieniveau, Brackett-Kontinuum
 F: Übergang vom 4. Energieniveau auf das 2. Energieniveau, H-Beta-Emission bei 4861 Å
 G: Übergang vom 2. Energieniveau auf das 1. Energieniveau, Lyman-Alpha-Emission bei 1216 Å
 H: Spontane Emission des O^{2+} von $1D$ auf $3P$, sehr intensive Nebellinien im grünen Spektralbereich bei 5007 Å und 4995 Å

Interpretation der Nebelspektren, erste eigene Ergebnisse

Einige vom Autor aufgenommene Nebelspektren zeigt Abbildung 5.28. In Abbildung 5.29 und 5.30 sind die Rohscans von M 57 und NGC 6543 dargestellt. Während bei M 57 wegen des großen Durchmessers jedes Nebelbild im Scan durch zwei Schwärzungsmaxima dargestellt wird, reicht bei dem kleineren NGC 6543 die Auflösung nicht aus. Aus den Spektren der PN sind eine Reihe von Informationen ableitbar: Zunächst muß die Emissionswellenlänge jedes monochromatischen Nebelbildes bestimmt werden. Mit Hilfe von Vergleichsspektren oder Spektraltabellen erfolgt dann die Zuordnung zu den entsprechenden Elementen, die ihrerseits weitere Hinweise auf Anregungs- und Ionisierungszustände und im Falle der verbotenen Linien auch auf die Materiedichte gibt. Die in Abb. 5.28 gezeigten Spektren zeigen monochromatische Nebelbilder der Balmerlinien des Wasserstoffs, des zweifach ionisierten Sauerstoffes (intensivste Linien im abgebildeten Spektralbereich), sowie vom einfach ionisierten Sauerstoff und Helium und vom zweifach ionisierten Neon. Eine sehr intensive Linie bei den PN ist auch die H-Alpha-Linie, die von der verwendeten Emulsion jedoch nicht abgebildet wurde. Auffällig ist weiterhin das Erscheinen der He II-Linie ($4686 \text{ \AA}$) bei NGC 7662. Die zur Anregung dieser Linie erforderliche hohe Energie (ca. 54 eV) deutet auf einen besonders hohen Anregungsgrad in diesem Nebel hin. Ein Vergleich der Durchmesser der einzelnen monochromatischen Nebelbilder weist im Zusammenhang mit den dazugehörigen Ionisationspotentialen auf die Ionisationsschichtung im Nebel hin. Hierbei ist jedoch die Betrachtung der Nebelbilder bei vergleichbaren Schwärzungen erforderlich, da unterschiedliche Durchmesser auch durch unterschiedlich lange Belichtungszeiten vorgetäuscht werden können. Prinzipiell sind die Bilder höherer Anregungszustände kleiner, da ihre Entstehungsorte näher zum Zentralstern liegen. Mit etwas Mühe kann man dies bei einem Vergleich der Bilder [Ne III] und [O II] bei M 57 erkennen. Durchmesser und Gestalt der einzelnen Nebelbilder geben auch Hinweise auf die Materieverteilung in den einzelnen Hüllenbereichen. Allerdings sind für derartige Beobachtungen längerbrennweitige Aufnahmen erforderlich. Aus den Intensitäten der Nebelbilder kann auf die Lokalisierung der Hauptnebelmasse und qualitativ auch auf die Temperatur des Zentralsternes geschlossen werden. Nach [Wur51] unterteilt man in Abhängigkeit vom Intensitätsverhältnis [O III] : H-Beta den Anregungsgrad der Nebel wie folgt:

[O III] : H-Beta 0 1 entspricht einer niedrigen Anregung

[O III] : H-Beta 1 15 und Abwesenheit von [He II] und [Ne V] entspricht mittlerer Anregung

[O III] : H-Beta 1 15 und Anwesenheit von [He II] und [Ne V] entspricht hoher Anregung

Im allgemeinen steigt die Anregung mit der Zentralsterntemperatur, auch wenn der Anregungsgrad noch von anderen Faktoren (Abstand Stern-Hülle, Hüllendichte, Nebelmasse etc.) abhängt. Eine große Helligkeitsdifferenz zwischen Zentralstern und Nebel im visuellen Bereich deutet ebenfalls auf eine hohe Zentralsterntemperatur hin. Aus Liniensaufspaltungen hochdispersiver Spaltaufnahmen monochromatischer Nebelbilder kann man die Expansionsgeschwindigkeit der Hüllenbereiche ableiten.

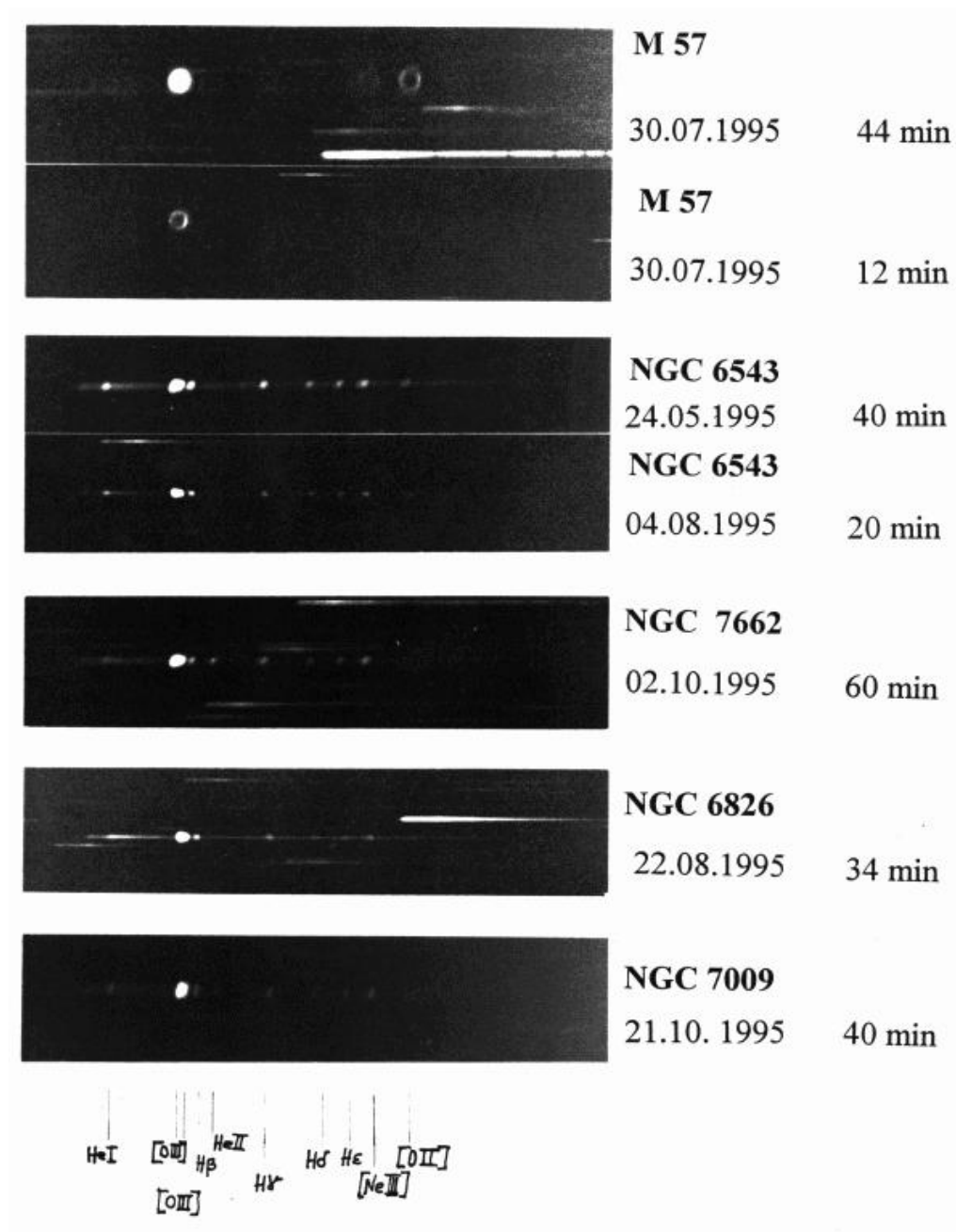


Abbildung 5.28: Spaltlose Spektralaufnahmen Planetarischer Nebel

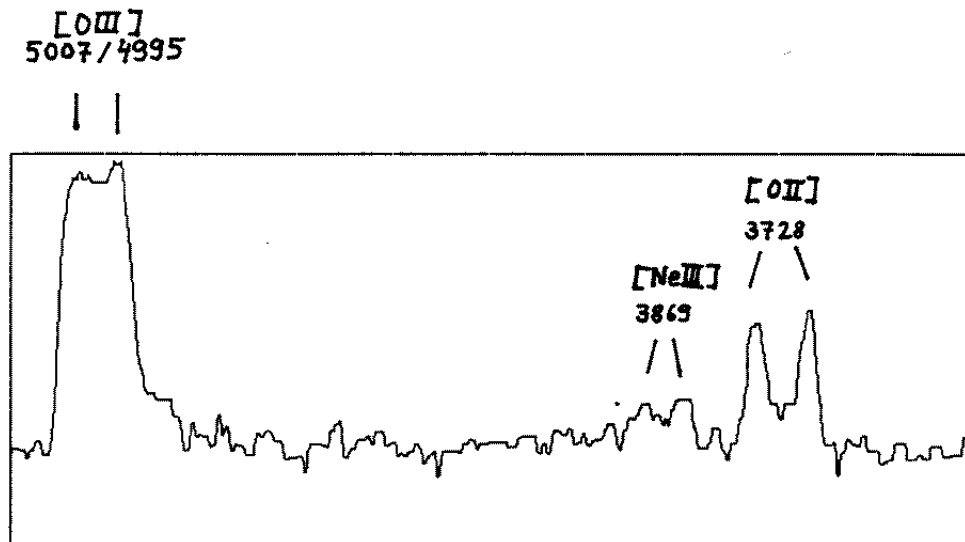


Abbildung 5.29: Rohscan von M 57

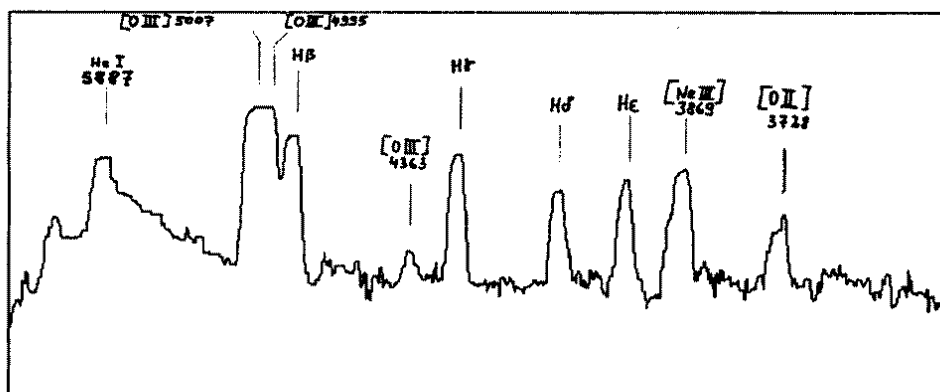


Abbildung 5.30: Rohscan von NGC 6543

Die Spektroskopie der PN ist nach Meinung des Autors auch für den Amateur einen Versuch wert.

5.7 Novae

Ernst Pollmann

Beobachtungsmöglichkeiten

In verschiedenen Zuständen der Novaentwicklung (bezeichnet mit Q0 bis Q9) fotografische Spektralbeobachtung mit einfachen Objektivprismenkameras im Bereich 7000-3800 Å Dispersion etwa 100-200 Å/mm. Brennweiten ab etwa 300 mm. Prismen ca 60° F2/SF2.

Praemaximum:	Schwache breite Absorptionen der Balmerserie bis H8
Hauptspektrum (Q7-Q8):	Wasserstoffemissionen; deutlich Metallemissionen (Fe II), (Ca II), Emissionen von [N II] sehr schwach, [O I] relativ stark
Diffuses Funkenspektrum (Q8):	breite diffuse Absorptionen von H, Ca II, Mg II, Fe II, Emissionen von H, Ca II, Fe II, [O I]
Orionspektrum (Q8 - Q9):	diffuse Absorptionen von H, He I, O II, N III, C II; diffuse Emissionen von N II, N III, N IV, He II, [O III]
Nebelstadium (Q9):	verbotene Emissionslinien von [O III], [N II], [Ne III], [Fe II, Fe III,....]

Belichtungszeiten je nach Helligkeit sehr verschieden. Filmmaterial siehe Aufsatz von Dr. H. J. Zeitler und E. Pollmann in [Zei99]. Spektren nicht verbreitern. Scannung (Registrierung auf Photometer, oder nach Methode von D. Goretzki [Gor98]) sinnvoll. An Wasserstoffemissionen/Absorptionen P-Cygni-Profil beobachtbar. Ermöglicht Bestimmung der Expansionsgeschwindigkeiten der ausgestoßenen Hülle. Siehe auch die Arbeit von A. Hänel [H76].

Kapitel 6

Selbstbau von Spektrographen

6.1 Einführung

Stefan Griesing

Es gibt zwei Methoden, Licht in seine Farben zu zerlegen:

- mit Hilfe eines Beugungsgitters, bei dem das Spektrum mittels Interferenz erzeugt wird oder
- mit Hilfe eines Prismas, bei dem das Spektrum auf Grund der Dispersion entsteht.

Sowohl Gitter als auch Prisma haben Vor- und Nachteile.

Vorteile des Gitters: Linearität, d.h. gleiche Strecken im Spektrum entsprechen gleichen Wellenlängenintervallen

Nachteile des Gitters: Verteilung des Lichts auf mehrere Maxima, von denen nur eines verwendet wird

Vorteil des Prismas: kein Lichtverlust, da das Licht nur gebrochen und nicht gebeugt und somit auf mehrere Maxima aufgeteilt wird

Nachteil des Prismas: wellenlängenabhängige Dispersion, also keine Linearität

Nach sorgfältigem Abwägen entschied ich mich für ein Prisma, da mir die hohe Lichtausbeute den Nachteil der fehlenden Linearität mehr als aufzuwiegen schien. Es stellte sich aber die Frage, welches Prisma für meinen Zweck geeignet ist.

Grundsätzlich gilt: die Glassorte und die Größe des brechenden Winkels bestimmen die Winkeldispersion (Maß für die Auffächerung des Lichts) und damit, in Verbindung mit der Brennweite der Abbildungsoptik und dem Auflösungsvermögen des Films, die spektrale Auflösung.

Je größer nämlich der brechende Winkel und der Brechungsindex des Glases sind, desto höher ist die Winkeldispersion. Leider sind Prismen aus hochbrechenden Glasarten wie z.B. Schwerflint mit $n = 1,69$ sehr teuer, besonders, wenn sie einen großen brechenden Winkel aufweisen.

Für meine Untersuchungen (grobe Spektralklassifikation) benötigte ich jedoch keine allzu große spektrale Auflösung, und so entschied ich mich für ein 45° Kronglasprisma, das zudem noch leichter zu beschaffen war als ein Flintglasprisma.

Als nächstes galt es sich Gedanken über die Dimension des Prismas zu machen. Das von mir verwendete CARL-ZEISS-SONNAR 2.8/180mm hat einen Linsendurchmesser von 62 mm, den ich möglichst vollständig ausnutzen wollte. Bei symmetrischem Durchgang des Lichts durch ein Prisma gilt für den Eintrittswinkel α , der auch gleich dem Austrittswinkel ist:

$$\sin \alpha_\lambda = n_\lambda \cdot \sin(\gamma/2)$$

n_λ : Brechungsindex bei der Wellenlänge λ (hier 1,52 bei $\lambda = 546 \text{ nm}$)

γ : brechender Winkel (hier 45°)

Hieraus ergibt sich α zu $35,6^\circ$. Bei gegebenem Linsendurchmesser läßt sich jetzt graphisch oder rechnerisch die Kantenlänge des Prismas bzw. umgekehrt bei gegebener Kantenlänge der gerade noch ausgeleuchtete Objektivdurchmesser ermitteln.

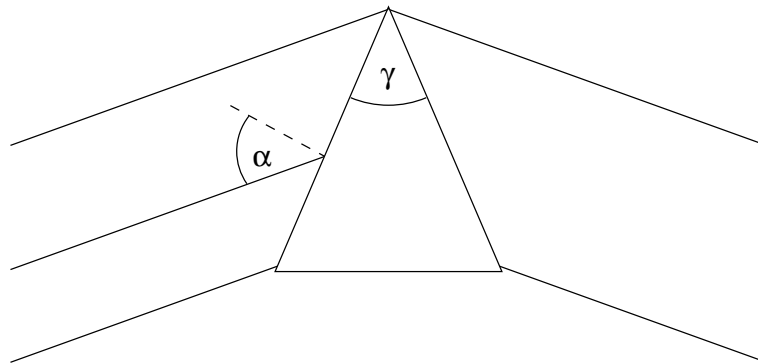


Abbildung 6.1: Strahlengang durch das Prisma

Aus den Angeboten wählte ich ein Prisma mit 70 mm Kantenlänge aus, das einen Objektivdurchmesser von 53 mm ausleuchtet. Somit ging in Verbindung mit dem eingesetzten 2fach Telekonverter lediglich eine Blende verloren. Mit dem gegebenen Prisma ließ sich dann auch die Spektrenlänge auf dem Film errechnen. Dabei geht man davon aus, dass der Bereich von 369 nm bis 706 nm abgebildet wird. Die Spektrenlänge L ergibt sich aus:

$$L = 2f \sin \Delta\alpha$$

$$L = 2f \sin \frac{\gamma}{2} \cdot (\arcsin n_{369} - \arcsin n_{706}) \approx 7,95 \text{ mm}$$

f : Brennweite des Teleobjektivs (360 mm mit Konverter)

Bei 12facher Vergrößerung ergab sich daraus eine Spektrenlänge von knapp 9,6 cm auf dem Positiv. Als nächstes galt es eine Film- und Entwicklerkombination zu finden, die folgende Eigenschaften erfüllen sollten:

- hohe Empfindlichkeit
- geringer Schwarzschildeffekt (Abnahme der Empfindlichkeit mit zunehmender Belichtungszeit)
- hohe Feinkörnigkeit und Schärfe

- kontrastreiche Wiedergabe der Linien

Farbfilme kamen von Anfang an nicht in Frage, da sie wesentlich weicher als Schwarzweißfilme arbeiten. In dem Schwarzweißfilm KODAK T-MAX 100 (100 ASA Grundempfindlichkeit) hatte ich ein äußerst feinkörniges und scharfes Fotomaterial gefunden, das zudem ein sehr günstiges Schwarzschildverhalten aufweist. Der ideale Astrofilm also - wenn nicht die relativ geringe Empfindlichkeit wäre. Umfangreiche Versuche führten zu der Entdeckung einer Entwicklerkombination, die die Empfindlichkeit auf 800 ASA erhöhte und zudem den gewünschten hohen Kontrast erzeugt: ich entwickelte in Tetenal NEOPRESS HC 1+31 / Tetenal DOKUMOL 1+7 jeweils 10 Minuten bei 20 °C.

Technik der Spektralfotografie

Ein Prisma erzeugt von Sternen nur ein fadenförmige Spektren, die nicht gut ausgewertet werden können. Um verbreiterte Spektren zu erhalten ging ich wie folgt vor: Zuerst montierte ich die Kamera so auf der parallaktischen Fernrohrmontierung, dass die Sterne bei Drehung der Rektaszensionsachse sich im Kamerasucher parallel zur langen Seite des Kleinbildformats bewegten. Dann wurde das Prisma mit einer selbst gebauten Halterung so vor das Objektiv montiert, dass dessen brechende Kante parallel zum Himmelsäquator ausgerichtet war. Bei dieser Prismenorientierung liegt das Spektrum parallel zur kleinen Seite des Kleinbildformats.

Während der Belichtung schaltet man periodisch die Nachführung ab und aktiviert sie anschließend wieder für den gleichen Zeitraum, aber mit doppelter Nachführungsgeschwindigkeit. Das fadenförmige Spektrum überstreicht also innerhalb der Periode zweimal ein bestimmtes Streckenintervall, das der Breite des Spektrums auf dem Negativ entspricht.

Für das Erkennen der Linien reicht eine Breite von ca. 0,5 mm aus. Bei einer 12fachen Nachvergrößerung hat das Spektrum somit eine Breite von 6 mm auf dem Positiv. Es sei noch angemerkt, dass für Spektralaufnahmen, wie für alle anderen astronomischen Aufnahmen auch, ein möglichst dunkler Himmel von Vorteil ist.

6.2 Die CCD-Kamera

Michael Büchner

Die Entwicklung der CCD als photoelektrischer Detektor begann im Jahre 1970 in den Bell Laboratories. Dort wurde an einem elektronischen Aufnahmematerial geforscht, dessen Auslesemechanismus der gespeicherten Elektronen auf kollektive Ladungskoppelung beruhte. Die Abkürzung CCD steht für *charge coupled device*, zu deutsch ladungsgekoppelter Speicherbaustein.

6.2.1 Aufbau eines CCD-Chips

Der CCD-Chip¹ besteht aus einem p-dotierten Siliziumsubstrat (d.h. Silizium mit Defektelektronen als Ladungsträger) mit einer aufgedampften Schicht aus Siliziumdioxid

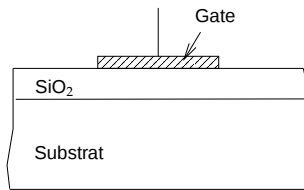


Abbildung 6.2: Schematischer Aufbau eines Pixels.[Bui91]

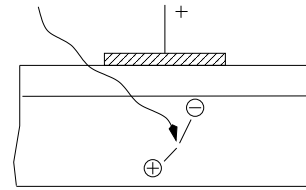


Abbildung 6.3: Die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares durch ein Photon[Bui91]

als Isolator. Auf dem Isolator sind rasterförmig Streifen aus polykristallinen Silizium aufgebracht, welche die Reihen der Bildelemente (im Englischen *picture elements*, abgekürzt : Pixel) definieren. (vgl. Abb. 6.2)

Zu den Pixelreihen senkrecht stehende Streifen aus Silizium mit implantierten Boratomen verhindern eine Längsbewegung der Elektronen innerhalb der Pixelreihe. Die letzte Pixelreihe auf dem Chip dient als seriell Register. Zusätzlich befindet sich noch ein Verstärker auf dem Chip.

6.2.2 Funktionsweise einer CCD-Kamera

Während einer Belichtung des CCD-Chips wird eine Spannung so angelegt, daß das polykristalline Silizium positiv und das p-dotierte Silizium negativ geladen ist. Es entsteht also unter dem Siliziumdioxid eine ladungsträgerfreie Zone, eine Potentialsenke. Für die einfallenden Lichtphotonen sind die beiden oberen Schichten aus polykristallinen Silizium und Siliziumdioxid durchlässig. Im Kristallgitter des p-dotierten Silizium brechen die Photonen die kovalente Bindung auf und erzeugen ein Elektron-Loch-Paar. Diesen physikalischen Vorgang nennt man auch den *inneren Photoeffekt*. Dabei ist die Anzahl der freigesetzten Elektronen linear proportional zur Zahl der einfallenden Photonen. Wegen dieser Beziehung wird die CCD-Kamera oft auch als *linearer Photonendetektor* bezeichnet. Die während der Belichtungszeit freigesetzten Elektronen werden in den Potentialsenken der Pixel gesammelt und die Defektelektroden in das Siliziumsubstrat abgedrängt. Die Pixel wirken hier als kleine Kondensatoren, die Ladungspakete aus Elektronen speichern. Ist die Belichtung beendet, erfolgt das Auslesen der Ladungspakete. Zu diesem Zweck wird die an das Polysilizium angelegte Spannung von Plus nach Minus umgepolt. Dadurch werden die Barrieren des Potentialwalls zerstört. Das Ladungspaket kann sich zum benachbarten Pixel bewegen und nach erneutem Umpolen auch dort gespeichert werden. Bei jedem Ladungstransfer von einer Pixelreihe zur nächsten gelangen die Elektronenpakete der letzten Pixelreihe ins serielle Register. Von dort werden sie zum Verstärker transferiert. Der Wirkungsgrad für den Ladungstransfer beträgt 99,998 %, d.h. nach 100 Transfers gehen weniger als 1 % der ursprünglich entstandenen freigesetzten Elektronen verloren. Das zeilenweise Auslesen des CCD-Chips ist beendet, wenn alle Ladungen in den Verstärker gelangt sind.

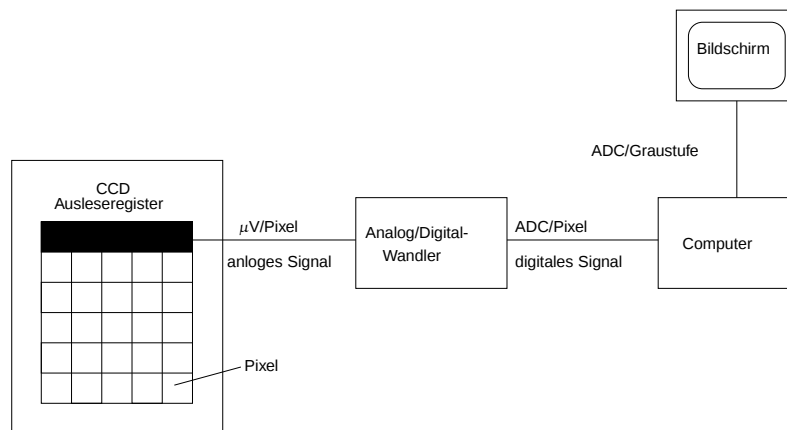


Abbildung 6.4: Der schematische Weg der Bilddaten bis zum Computer.[Ach93]

6.2.3 Entstehung eines CCD-Bildes

Die verstärkten Ladungen stellen analoge Signale dar. Damit der Computer aber ein Bild darstellen kann, benötigt er digitale Daten. Das Umwandeln der analogen Signale in digitale Werte geschieht mit Hilfe eines Analog/Digital-Umsetzers (ADC). Hierbei entspricht einer bestimmten Ladungsmenge eine digitale Einheit (ADU). Der Rechner ordnet den digitalen Werten dann Graustufen zu und so entsteht ein Bild. Abb 6.4

6.2.4 Eigenschaften einer CCD - Kamera

Der Vorteil der CCD -Kamera gegenüber herkömmlichen Detektoren in der Astronomie (Auge, Photoplatte, Photomultiplier) ist die höhere Empfindlichkeit, die sich über einen großen Spektralbereich erstreckt.

Quantenausbeute

Als Maß für die Empfindlichkeit wird die Quantenausbeute(QE) verwendet, die den prozentualen Anteil der registrierten Photonen in bezug auf einen idealen Detektor angibt. Bei Auge und Photoplatte liegt die Quantenausbeute bei etwa 1 %, professionelle CCD-Kameras können dagegen bis zu 80 % erreichen. Abb 6.5

Spektrale Empfindlichkeit

Der CCD-Chip kann Licht mit einer Wellenlänge zwischen 400nm und 1000nm registrieren. Es besteht eine direkte Proportionalität zwischen der Wellenlänge des einfallenden Lichtes und der Eindringtiefe der Photonen. Es gilt : Je kürzer die Wellenlänge des Lichtes, desto kleiner ist die Eindringtiefe der Photonen ins Silizium. Das Silizium wird für Lichtwellen mit 1100nm Wellenlänge durchsichtig, da die Photonenenergie nicht mehr ausreicht, Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. Und unterhalb von 400nm ist das Silizium undurchsichtig. Für UV-Beobachtungen werden speziell behandelte CCD-Chips verwendet. Die Empfindlichkeit ist außerdem noch eine Funktion der

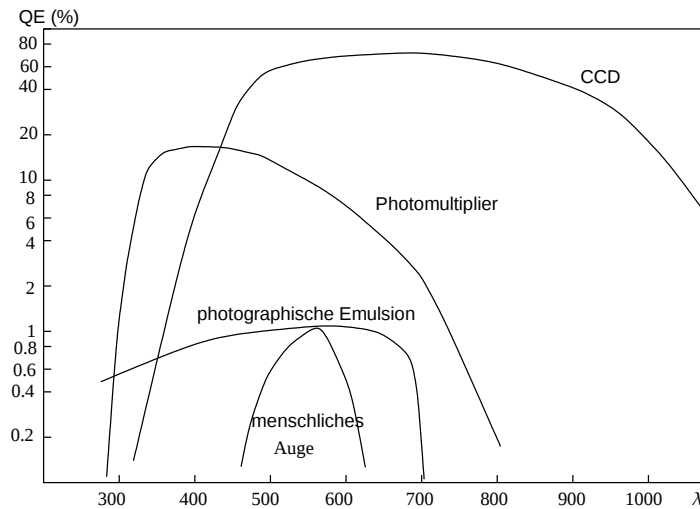


Abbildung 6.5: Vergleich der Quantenausbeute verschiedener Detektoren (nach [Ach93])

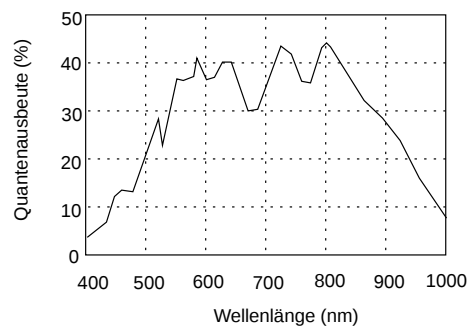


Abbildung 6.6: Spektrale Empfindlichkeit des CCD-Chips KAF-0400 von Kodak [Eas92]

Wellenlänge. Allgemein läßt sich sagen, daß die CCDs im Blauen weniger empfindlich sind als im Roten. Ein Beispiel gibt Abbildung 6.6

6.2.5 Grenzen der CCD-Kamera

Die CCD-Kamera hat sich zum wichtigsten Detektor in der Astronomie entwickelt. Selbst kleinste Signale können mit großer Präzision gemessen werden. In der Spektroskopie bedeutet es, daß man auch von sehr schwachen Sternen Spektren aufnehmen kann. Außerdem erhöht sich die Effizienz des Beobachtens, da in gleicher Zeit mehr Objekte spektroskopiert werden können. Im Vergleich zur fotografischen Spektroskopie hat die CCD-Spektroskopie den weiteren Vorteil, daß die Daten bereits in digitaler Form vorliegen und das mühsame Scannen der Spektren entfällt. Auch können beim praktischen Umgang mit der Schwärzungskurve der Photoplatte, die für die Umwandlung der Schwärzung in Intensitäten benötigt wird, leicht Fehler gemacht werden. Lei-

der hat auch dieser Detektor von Natur aus fest vorgegebene Leistungsgrenzen, die von fundamentalen physikalischen Gesetzen und von elektronischen Eigenschaften des CCD-Chips herrühren. Dies sind im wesentlichen folgende Faktoren :

- Photonenrauschen der immer vorhandene Dunkelstrom und das daraus resultierende thermische Rauschen
- Empfindlichkeitsunterschiede zwischen den einzelnen Pixeln
- Ausleserauschen des analogen Signalverstärkers und Quantisierungsfehler des Analog-Digital-Umsetzers

Photonenrauschen

Das Photonenrauschen ist eine elementare Eigenschaft von Lichtquellen. Eine gleichförmig helle Lichtquelle sendet spontan emittierte Photonen nicht gleichmäßig, sondern in Gruppen mit verschiedener Population aus. Zudem ist der Zeitpunkt des Aus-sendens für den Beobachter nicht vorhersagbar. Das Problem, wieviele Photonen innerhalb eines Zeitraums zu erwarten sind, läßt sich nur mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsrechnung beantworten. Die Wahrscheinlichkeit kann mit der Poisson-Verteilung berechnet werden.

Allgemein gilt für große Signale:

Rauschen = Standardabweichung σ des Signals

Aus der Poissonverteilung folgt:

Standardabweichung = Quadratwurzel des Signals

$\sigma = \sqrt{f}$ f := instrumentelles Signal in Elektronen

Dunkelstrom

Durch thermische Schwingungen im Siliziumkristall entstehen auch ohne Lichteinfall freie Elektronen. Diese bilden den sogenannten *Dunkelstrom* (I_D). Diese thermisch erzeugte Ladung ist proportional zur Zeit und extrem temperaturabhängig. Man kann mit Hilfe der Boltzmannverteilung den Dunkelstrom abschätzen:

$$I_D \propto e^{-\frac{B}{kT}} \quad \text{wobei} \quad \begin{array}{l} k: \text{ Boltzmannkonstante} \\ T: \text{ absolute Temperatur} \\ B: \text{ Konstante} \end{array}$$

Der Dunkelstrom verdoppelt sich bei einer Erhöhung der Temperatur um etwa 8 °C. Eine Kühlung des Chips setzt die Schwingungsenergie der Siliziumatome im Kristallgitter herab und verringert so den Dunkelstrom. Bei Belichtung des Chips führt der immer vorhandene Dunkelstrom zu einem zusätzlichen Signal, welches die Messung der einfallenden Lichtmenge vom Beobachtungsobjekt verfälscht. Deswegen muß eine Korrektur der Aufnahme mit einer gleichlangen Dunkelaufnahme (Belichtung ohne Lichteinfall , engl. dark frame) erfolgen.

Thermisches Rauschen

Die Anzahl der thermischen Elektronen, die in einem bestimmten Zeitintervall entstehen, unterliegt außerdem noch zufälligen Schwankungen. Diese Variation im Dunkelstrom wird unter dem Begriff *Thermisches Rauschen* zusammengefaßt und ist definiert

durch:

$$\sigma_{\text{thermalnoise}} = \sqrt{I_D \cdot t \cdot n_{\text{Pixel}}} \quad \text{wobei} \quad \begin{array}{l} I_D: \text{Anzahl der } e^-/\text{Pixel/s} \\ t: \text{Integrationszeit in s} \\ n: \text{Zahl der Pixel für das Signal} \end{array}$$

Wichtig für die Datenreduktion ist es zu wissen, daß auch das Abziehen einer einzelnen gleichlangen Dunkelaufnahme vom Rohbild einen Rest thermischen Rauschens hinterläßt. Dieses Restrauschen addiert sich als zufällige Variation auf das kalibrierte Bild und läßt sich nur durch Mittelung mehrerer Dunkelbilder verkleinern.

Empfindlichkeitsunterschiede zwischen den Pixeln

Herstellungsbedingt ist nicht jedes Bildelement gleich empfindlich. Von einem Pixel zum nächsten kann der Empfindlichkeitsunterschied bis zu 1 % und über die ganze Breite des Chips bis zu 10 % betragen. Mögliche Ursachen hierfür sind :

Unterschiedliche Größe der Pixel

Dünne Kristalldefekte

Verschiedene Schichtdicken des polykristallinen Siliziums und des Siliziumdioxids.

Manche Pixel sind gar nicht aktiv (dead pixels) und andere erreichen die Sättigung sehr schnell (hot pixels). Die zuletzt genannte Pixelsorte erzeugt mehr thermische Elektronen als im Durchschnitt alle anderen Pixel. Durch Belichtung einer gleichmäßig hellen Fläche mit dem gleichen Teleskop erhält man ein Bild (flat-field frame), das die Empfindlichkeitsunterschiede des CCD-Chips in der Wellenlänge und von Pixel zu Pixel widerspiegelt. Und so läßt sich mit Hilfe eines flat-field frames durch Bildverarbeitung neben den Empfindlichkeitsunterschieden zwischen den Pixeln, zusätzlich noch die Vignettierung der Optik und Verunreinigungen auf dem Glasdeckplättchen des Chips beseitigen.

Ausleserauschen

Auch bei perfekter Kühlung verbleibt das Rauschen der Ausleseelektronik. Dieses Rauschen entsteht, weil der Verstärker nicht genau messen kann, wieviele Elektronen von jedem Pixel kommen. Die Kamerahersteller spezifizieren das Ausleserauschen durch sein mittleres Betragsquadrat (rms-Wert, englisch Root Mean Square) z.B. 80 e-rms, d.h. der durchschnittliche Fehler beim Auslesen beträgt 80 Elektronen. Da es sich beim Ausleserauschen um einen Zufallsprozeß handelt, kann über Mittelung mehrerer Aufnahmen die Amplitude des Rauschens reduziert werden. Die Rauschreduzierung ist proportional zur Quadratwurzel der gemittelten Aufnahmen.

Quantisierungsfehler

Die Kamera digitalisiert den Kameraoutput, indem sie das Ausgangssignal vom Verstärker in digitale Stufen unterteilt. Bei einer 8 Bit-Kamera ist dies eine sehr grobe Unterteilung von $2^8 = 256$ Stufen. Eine 12 bit-Kamera liefert $2^{12} = 4096$ und eine 16 bit-Kamera $2^{16} = 65536$ Stufen. Der Quantisierungsfehler legt also fest, wieviele Helligkeitsstufen des Objektes von der Kamera differenziert werden können. Die beiden zuletzt genannten Rauschquellen lassen sich durch ein weiteres Hilfsbild, dem bias frame verkleinern. Ein bias frame ist eine ultrakurz belichtete Aufnahme, die den

Nullpunktoffset des Verstärkers, das Ausleserauschen und das Rauschen der Kameraelektronik enthält. CCD-Chip ist eine andere Bezeichnung für den CCD-Baustein. Die Schwärzungskurve ist ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen der Schwärzung der Photoplatte und der entsprechenden Intensität. Die Schwärzungskurve hängt von sehr vielen Parametern ab, wie Emulsionsart, Wetter, Instrument usw.

6.3 Beispiele von Amateurspektrographen

6.3.1 Zwei Prismenspektrographen

Ernst Pollmann

Die im vorigen Kapitel umschriebenen Möglichkeiten spektroskopischer Beobachtung der verschiedenartigsten Objekte beziehen sich nahezu ausschließlich auf die Anwendung des Objektiv-Prismen-Spektrographen. Die Gründe dafür sind, wie schon an anderer Stelle erwähnt, in der relativ einfachen Handhabung und der finanziellen Erschwinglichkeit zu sehen. Außerdem ist die professionelle, wissenschaftliche Astrospektroskopie bereits in den Vorkriegsjahren erfolgreich mit Objektiv-Prismen-Spektrographen heutiger Amateurbauart betrieben worden.

Dabei handelt es sich im wesentlichen um die Verwendung von Spiegelteleskopen der Typen Newton, Maksutov oder Schmidt-Cassegrain als Primäroptiken, denen lediglich das Glasprisma als dispergierendes Element vorgelagert ist. Die Öffnungen dieser Primäroptiken bewegen sich heute wie damals in der Größenordnung 10 - 20 cm bei Lichtstärken von etwa 1:4 bis 1:10.

Die in letzter Zeit v.a. in der Amateurspektroskopie sehr beliebt gewordenen, preiswerten Maksutov-Spiegeloptiken eröffnen in Kombination mit einem geeigneten Dispersionsprisma (etwa 30° brechendem Winkel, Material F2) einen weiten Bereich der amateurmäßigen spektroskopischen Anwendung. Mit verhältnismäßig wenig apparativem Aufwand können Maksutov-Prismenkameras leicht an in vielen Fällen bereits vorhandenen Teleskop- (Nachführ-) systemen und Montierungen angebracht werden. Oftmals ist der Amateur mit einem solchen Spektrographentypen gewissermaßen aus dem Stand heraus in der Lage, Sternspektroskopie zu betreiben. Abbildung 6.7 zeigt die Objektiv-Prismenkamera vom Typ Maksutov des Autors, so wie sie seit vielen Jahren für die verschiedensten spektroskopischen Anwendungen eingesetzt wird.

Eine Variante der Prismenspektroskopie ist die des spaltlosen Spektrographenansatzes der Sternwarte Leipzig, der ebenfalls bereits in den dreißiger Jahren mit Erfolg in der Wissenschaftsspektroskopie Verwendung fand (siehe hierzu die Veröffentlichung mit Prinzipskizze: „Der Spektrograph der Sternwarte Leipzig“; Zeitschrift für Instrumentenkunde, 55, S.17, 1935; kann beim Autor angefordert werden).

Prinzipiell handelt es sich bei dieser Bauart um einen Positivkollimator im Fokus einer lichtstarken Primäroptik, einem nachgeschalteten kleinen Dispersionsprisma, dessen zerlegtes Licht von einer Imageoptik zum Spektrum abgebildet wird. Spektrographen dieses Typs finden bevorzugten Einsatz am durchbiegungssteifen Okularauszug lichtstärkerer Spiegelsysteme. Ihr Vorteil ist in der Erreichbarkeit lichtschwächerer Objekte begründet. Die Abbildung 6.9 zeigt einen solchen Spektrographen des Autors als Modifikation des Spektrographenansatzes SPG25, der vor Jahren bei der Firma Lichtenknecker erhältlich war. Dem Autor ging es beim Bau dieses Spektrographen darum, in den Objektbereich der Veränderlichen Sterne vorzudringen, die mit

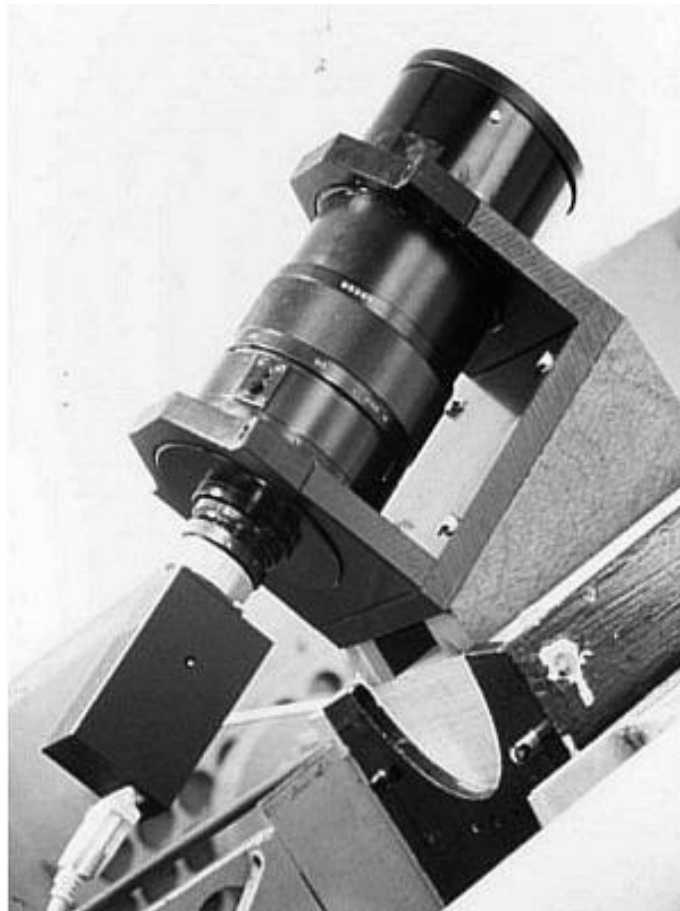


Abbildung 6.7: Die Objektiv-Prismenkamera des Autors

der oben beschriebenen Maksutov-Prismenkamera nicht mehr erreicht werden können. Der Spektrograph hat bei H_α die Dispersion von $1785 \text{ \AA/mm}$ mit einer Auflösung $R = \Delta\lambda/\lambda = 483$ und bei $H_\gamma/H\delta$ etwa $620 \text{ \AA/mm}$ mit einem $R = 873$.

Ein erster Einsatz dieses Spektrographen mit bewusst niedrig konzipierter Dispersion an einem 20 cm Spiegelteleskop vom Typ Schmidt-Cassegrain (Lichtenknecker) in Kombination mit der CCD-Kamera alpha-Maxi von OES (Dr. Fleischmann, Egloffstein) führte zu dem Spektrum des Mira-Veränderlichen R Leonis in Abbildung 6.3.1 (V-Helligkeit z. Zt. der Aufnahme ca. 8 mag) bei einer Belichtungszeit von „nur 120 sec“. Bei deutlicher Erhöhung der Belichtungszeiten (bis in den Bereich von 40-50 Minuten) ermöglichen spaltlose Spektrographen dieser Bauart, an lichtstarken Primäroptiken eingesetzt, spektroskopische Beobachtungen an Objekten, die noch bis vor einiger Zeit ausschließlich der professionellen Astronomie vorbehalten waren. Dazu gehören v.a. Veränderliche Sterne im Helligkeitsbereich schwächer als 10 mag.

6.3.2 Ein fasergekoppelter Gitterspektrograph

Günter Gebhard

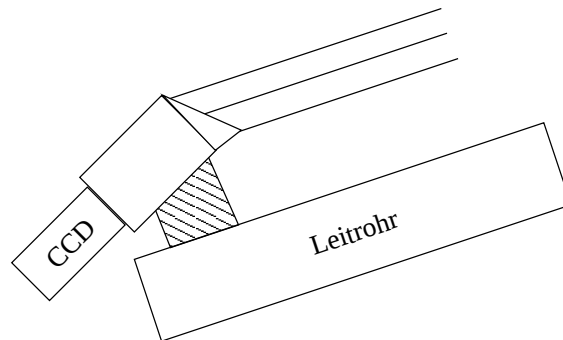


Abbildung 6.8: Schema der Objektiv-Prismenkamera

Mit einem Spaltspektrographen kann die ganze moderne professionelle Auswertung von Sternspektren nachgespielt werden. Hier wird deshalb noch ein Spektrograph vorgestellt, dem das Sternlicht über eine Glasfaser zugeführt wird. Der Verfasser wählte diese Anordnung, weil er über kein eigenes Teleskop verfügt und ein 30 cm-Cassegrain-Teleskop eines Vereins nutzt.

Die Vorteile eines Spaltspektrographen sind:

- Das System ist optisch stabil.
- Die Spektren können mit Spektrallampen in der Wellenlänge geeicht werden.
- Mit Flatfields einer Halogenlampe kann die unterschiedliche spektrale Empfindlichkeit der CCD-Pixel genauso herausgerechnet werden, wie eventuelle Vignettierungen.
- Mit der Aufnahme eines Standardsterns kann eine absolute Flusskalibration des Spektrographen erreicht werden.
- Es gibt keine Verwischungen durch eine ungenaue Nachführung.

So schön das alles klingt, hat ein Spaltspektrograph doch auch Nachteile, besonders wenn er mit einem Lichtwellenleiter an das Teleskop angeschlossen ist:

- Die mechanische Konstruktion ist aufwändiger.
- Der Eingangsspalt, oder hier, das teleskopseitige Ende des Lichtwellenleiters muss während der ganzen Integrationszeit beobachtet werden um sicherzustellen, dass auch wirklich Sternlicht in den Spektrographen gelangt.
- Bei der Verwendung eines Lichtleiters sinkt die Effizienz drastisch.

Der Spektrograph ist ganz konventionell aufgebaut. Ein Kollimator macht das eintretende Sternlicht so gut es geht parallel. Ein Reflexionsgitter fächert den parallelen Lichtstrom nach Wellenlängen in verschiedene Richtungen auf. Die Kamera fängt von dem divergenten Lichtbündel soviel wie möglich ein und bildet jede Wellenlänge auf einen anderen Ort auf dem CCD-Chip ab.



Abbildung 6.9: Spektrographenansatz mit Prisma

Beispielhaft soll hier das Spektrum des Be-Sterns δ -Scorpii gezeigt werden. Die Wasserstofflinie H_α tritt hier in Emission auf, da der heiße B-Stern eine Hülle aus Wasserstoffgas gebildet hat und diese zum Leuchten anregt.

Ein Ausschnitt aus Abb 6.11 zeigt, dass die Emissionslinie zwei Gipfel hat. Es handelt sich hier nicht um die Emission bei verschiedenen Wellenlängen, sondern hier zeigt der Dopplereffekt, dass die Hülle rotiert. Aus dem Abstand der beiden Gipfel kann man die Rotationsgeschwindigkeit zu ca. 60 km/s abschätzen. Die gestrichelte Linie stammt von der Vergleichslampe, einem Neonglimmlämpchen¹ und ist hier eingefügt worden, um die Auflösung des Spektrographen zu bestimmen. Die Wellenlänge der Spitze wird durch die Breite dieser Linie in der halben Höhe dividiert. Man erhält $R \approx 2500$.

¹Neonlämpchen hat fast jeder im Haushalt. Alles was rötlich leuchtet und keine LED ist, ist eine Neonglimmlampe. Phasenprüfer enthalten eine, am Elektroherd warnen Neonlämpchen. Die Lampen zeigen viele Linien im Bereich von 540 nm bis 850 nm.



Abbildung 6.10: Spektrum von R Leonis

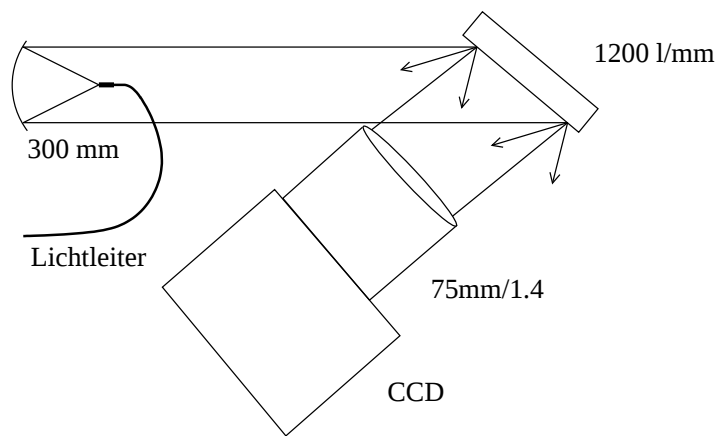
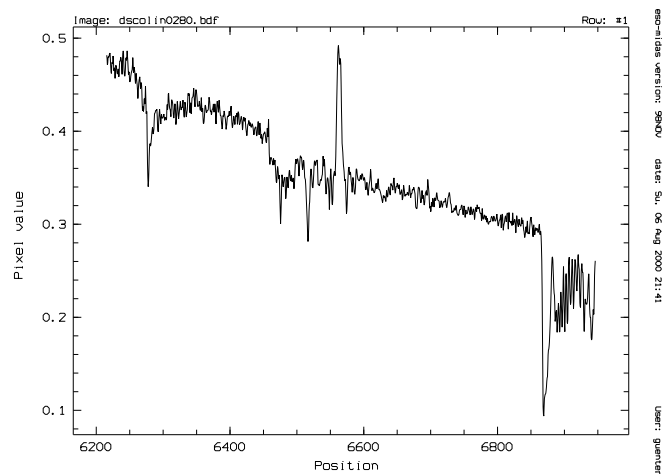
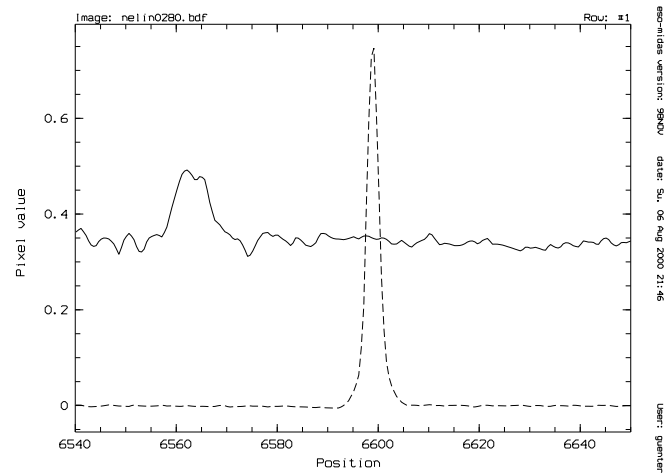


Abbildung 6.11: Schema eines Gitterspektrographen

Abbildung 6.12: Das Spektrum von δ -Sco im Bereich um H_{α}

Abbildung 6.13: Die Rotation der Scheibe um δ -Sco

Kapitel 7

Auswertung der Spektren

Ernst Pollmann

Es ist leicht nachvollziehbar, dass der wirklich interessierte Amateursternspektroskopiker sehr bald das Bedürfnis entwickelt, seinen selbst gewonnen Spektren die astrophysikalischen Informationen zu entlocken, die, von ästhetischen Aspekten einmal abgesehen, den eigentlichen Sinn der astronomischen Spektroskopie ausmachen.

Dem Beginner stellt sich also somit die Frage, wie dieses Ziel erreicht werden kann. Hierzu ist zu sagen, dass allen Verfahren zur Auswertung von Spektren eines gemeinsam ist: die Darstellung der variablen Spektrenintensität in Dispersionsrichtung. Um zu einer solchen Darstellung zu gelangen, lassen sich verschiedene Verfahren anwenden. So können beispielsweise fotografisch gewonnene Sternspektren mit Diaprojektoren auf einen Schirm projiziert und mit lichtempfindlichen Sensoren abgetastet werden. Etwas komfortabler ließe sich eine solche Projektion mit einem motorisch gesteuerten Abtastschlitten erfassen. In unserer Fachgruppe stehen zum Verleih zwei sogenannte Zeiss-Registrierphotometer zur Verfügung, mit denen sehr elegant und genau solche Spektrenscannungen vorgenommen werden können. In den meisten Fällen verfolgt man mit einer Spektrenscannung die Absicht, quantitative, spektraltypische Informationen zu erhalten. Aus diesen Gründen ist es zu empfehlen, das Analogsignal am Ausgang solcher Scanphotometer zu digitalisieren bzw. direkt einem Messwertverarbeitungsprogramm im Computer zuzuführen.

Die immer stärker in den Vordergrund tretende Anwendung von CCD-Kameras auf dem Sektor der Amateurspektroskopie kommt dem Bemühen der Bearbeitung und Auswertung der Sternspektren sehr entgegen. D.h., hier liegen bereits die pixelbezogenen Bildinformationen eines Spektrums in digitalisierter Form vor. Sie müssen nur noch mit geeigneten Bearbeitungsprogrammen weiterverarbeitet werden.

Nach welchen Gesichtspunkten sollen nun Spektren der Sonne und der Sterne sinnvollerweise bearbeitet und ausgewertet werden?

Genau betrachtet ließe sich mit der Beantwortung dieser Frage allein ein ganzes Buch füllen. Erklärterweise ist es jedoch das Ziel dieser Einführungsschrift, dem Beginner in einer allgemeinen Übersicht, erste Informationen bzw. Hinweise anzubieten, die es ihm ermöglichen, gewisse Grundzüge der astronomischen Spektroskopie kennenzulernen.

Folglich kann an dieser Stelle die Frage nach den Kriterien der Auswertung auch nur als allgemeiner Abriss dargelegt werden. Man könnte das Ziel einer Auswertung

vielleicht, wie in der Analytik oft üblich, grob in zwei Gruppen unterteilen: in eine qualitative und eine quantitative Spektralanalyse.

7.1 Qualitative Spektralanalyse

In dieser Gruppe könnte man Fragen der verschiedenen Spektralklassifikationsverfahren, etwa der MK-Klassifikation des Herzprung-Russel-Diagramms oder dem Klassifikationsschema bei Novae (siehe Abschnitt 5.7) nachgehen. Für diesen Fall würde die Spektrenauswertung eher darauf hinauslaufen, die verschiedenartigsten chem. Elemente mit ihren spezifischen Absorptions- oder Emissionslinien im Spektrum zu identifizieren bzw. die entsprechenden Wellenlängen zuzuordnen. Diese Aufgabe läßt sich am besten erfolgreich bewältigen, wenn dazu das in der Fachgruppe vorhandene Tabellenmaterial hinzugezogen wird.

Im allgemeinen wird man jedoch zunächst übersichtsmäßig sowohl im Originalspektrum (fotografisches Negativ) wie auch in der Spektrenscannung Ausschau halten nach einigen prominenten Liniengruppen (Banden) oder Linienserien, etwa der sogenannten Balmer-Serie des Wasserstoffs. Im Fall von Klassifikationsfragen können in den eigenen aufgenommenen Spektren schnell diese kaum zu übersehenden starken Linien identifiziert werden. Damit wären erste Anhaltspunkte für weitere iterative Klassifikationsschritte gegeben. In der gängigen amateurastronomischen Literatur sind vielfältige Beschreibungen zu finden, wie hier im einzelnen weiter vorzugehen ist.

Die qualitative Spektralanalyse läuft also im wesentlichen darauf hinaus, in einer Sequenz auf- oder absteigender Spektraltypen, im Scan identifizierten chem. Elementen ihren zugehörigen Wellenlängen zuzuordnen. Die Prinzipien der Spektralklassifikation beinhalten meist die Bildung von geschätzten Intensitätsverhältnissen bestimmter Linien- oder Bandenkombinationen. Wie diese Verhältnisse beispielsweise über die Sequenz der Harvard-Klassifikation verteilt aufgebaut sind, kann in fast allen gängigen Büchern der amateurastronomischen Literatur nachgelesen werden.

7.2 Quantitative Spektralanalyse

Genau genommen umfasst dieser Unterabschnitt jedes einzelne Teilgebiet der angewandten astronomischen Spektroskopie. Es ist leicht einsehbar, dass wir auch hier nur einige Grundzüge allgemeiner typischer quantitativer Auswertaspekte beschreiben können. So ist z.B. in vielen Fällen die Bestimmung der Äquivalentbreite, in der meist die Intensitäten gewisser Absorptions- oder Emissionslinien angegeben werden, der erste Schritt zu weiterführenden Analysen.

Um Äquivalentbreiten bestimmen zu können, sind gewisse Reduktionsmaßnahmen im Scan eines Spektrums vorzunehmen. Der gescannte Grundverlauf eines Spektrums ober- oder unterhalb von Absorptions- bzw. Emissionslinien, stellt den scheinbaren Kontinuumsverlauf, das sogenannte Pseudokontinuum dar. Dieses Pseudokontinuum ist geprägt durch die verfälschenden Einflüsse auf das wahre Sternkontinuum durch interstellare Materie zwischen dem Stern und dem irdischen Beobachter, durch verfälschende Einflüsse in der Erdatmosphäre und zuletzt durch die verzerrenden Einflussfaktoren des Aufnahmeapparates.

Desweiteren ist bei quantitativen Zielstellungen gerade in Spektren, die mit spaltlosen Spektrographen gewonnen wurden, von Bedeutung, den Himmelhintergrund in der Aufnahme zu eliminieren. Sind zur Spektrengewinnung CCD-Kameras verwendet worden, erweitert sich die Palette der Reduktionsmaßnahmen um die Berücksichtigung des Ausleserausches, des Dunkelstroms, sowie die Korrektur von Flat-Field und Pixeldefekten. (Siehe hierzu: [Win97])

Zusammengefasst ergibt sich folgende Übersicht über die Abfolge der einzelnen Reduktionsschritte:

1. Ausleserauschen und Dunkelstrom subtrahieren (in CCD-Spektren)
2. Korrektur von Flat-Field und Pixeldefekten (in CCD-Spektren)
3. Subtraktion des Himmelsgrundes (in fotograf. und CCD-Spektren)
4. Normierung auf das Sternkontinuum (in fotograf. und CCD-Spektren)
5. Wellenlängenkalkulation (in fotograf. und CCD-Spektren)

Die Punkte 1 und 2 können meist mit den Programmen ausgeführt werden, die zur Gewinnung des eigentlichen CCD-Rohspektrums Verwendung fanden. Dagegen sind die Punkte 3 und 4 Reduktionsschritte, die erstens CCD- und fotografischen Spektren gemein sind, und zweitens einer individuellen Vorgehensweise bedürfen.

Zur individuellen Behandlung gescannter fotografischer wie CCD-Spektren stehen heute sehr leistungsfähige Computerprogramme zur Verfügung. Hier muss natürlich an erster Stelle das von der ESO zur Verfügung gestellte Bildverarbeitungssystem MIDAS erwähnt werden. Es handelt sich dabei um ein von Fachastronomen über Jahre entwickeltes Programm, das unter dem Betriebssystem LINUX installiert, alle wichtigen Fragen einer astrophysikalisch professionellen Spektrenauswertung zulässt.

Ein ebenfalls sehr ausgereiftes Spektrenbearbeitungsprogramm mit Namen MK32 ist von dem amerikanischen Astronomen Richard Gray vor Jahren zu Ausbildungszwecken entwickelt worden. MK32 erfreut sich in der Fachgruppe Spektroskopie allgemeiner Beliebtheit und ist auf der FG-Jahrestagung 1999 in seinen Grundzügen vorgestellt worden und kann bei der FG-Leitung angefordert werden.

7.2.1 MK32

Weil für quantitative Fragestellungen sowohl in fotografischen wie in CCD-Spektren die Normierung auf das Sternkontinuum als wichtigster Reduktionsschritt gesehen werden muss, soll an dieser Stelle das Wesentliche dazu herausgestellt werden.

Ob die Pseudokontinuumfunktion des gesamten Spektrums in einem Arbeitsgang ermittelt werden soll, ist von Fall zu Fall erneut zu entscheiden. Oft führen Kontinuumnormierungen konkreter spektraler Abschnitte, die für den Einzelfall von Interesse sind, mit höherer Genauigkeit zum Ziel. R. W. Hanuschik hat in [Han86] eine Methode beschrieben, nach der das Kontinuum durch einen mitgemessenen Vergleichsstandardstern (heißer O-Stern, der sehr glatte Spektralverläufe zeigt) bestimmt und angepasst werden kann. Ist dieser Weg durch fehlendem Vergleichstern nicht anwendbar, wird die Definition des Pseudokontinuums mit MK32 manuell (per Mausklick) ausgeführt. Diese Definition fällt um so leichter, je kleiner die spektralen Abschnitte gewählt wurden.

Nach erfolgreicher Definition werden anschließend die markierten Kontinuumpunkte durch geeignete Polynome 2. bis 4. Grades approximiert. MK32 allerdings benutzt in allen Fällen sogenannte Splinefunktionen, mit denen sich die jeweiligen Kon-

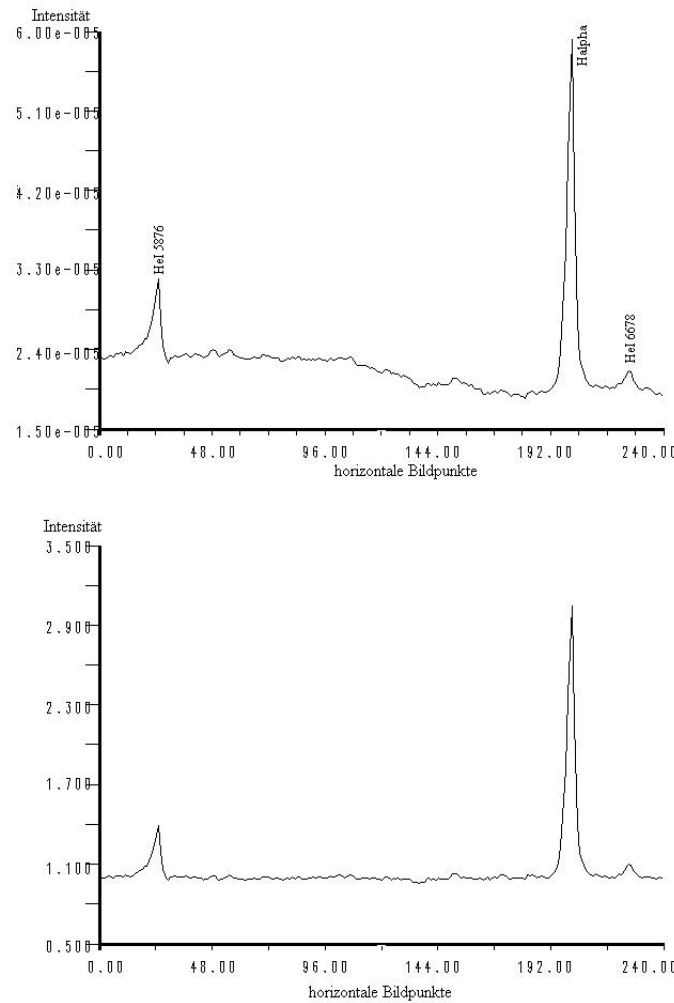


Abbildung 7.1: Rohscan und normiertes Spektrum

tinuumsverläufe am besten reproduzieren lassen. Der letzte Schritt der Kontinuumsnormierung besteht nun darin, das Spektrum (der Rohscan) durch das approximierte Polynom (oder den Spline) zu dividieren nach:

$$S_{norm} = S_{roh}/p(x)$$

mit $p(x)$ = Polynom (Spline) des Pseudokontinuums.

Die Abbildung 7.1 zeigt oben den Verlauf des Pseudokontinuums in einer Rohscannung, und unten das normierte Spektrum durch Splinedivision mit MK32 im H_{α} -Bereich des Sterns P Cygni.

Inwieweit die für das jeweilige Spektrum einer Beobachtungsnacht ermittelten Kontinuumsverläufe auf Spektren anderer Nächte übertragen werden können, ist fraglich. Das grundsätzliche Problem des hier besprochenen Reduktionsschrittes besteht nämlich darin, das instrumentelle Effekte, wie beispielsweise die Temperaturabhän-

gigkeit der Brechungsexponenten des Prismas, stets verbleibende Unsicherheiten darstellen.

Wie Eingangs bereits erwähnt, ist die Palette der Zielsetzung bei der Auswertung von Sternspektren so vielfältig, das es zwangsläufig in diesem Abschnitt nur zu einem kurzen Streiflicht der allgemeinen Spektrenanalytik kommen konnte. Im Falle tiefergehender Fragen sollte sich der interessierte Sternfreunde an das Beratungsteam der Fachgruppe Spektroskopie wenden.

7.2.2 MIDAS

Günter Gebhard

ESO-MIDAS (Munich Image Data Analysis System) ist ein mächtiges Programmpaket zur Verarbeitung astronomischer Daten. Bildverarbeitung, Reduktion von Spektren, Photometrie, statistische Analysen, für jedes Problem gibt es ein Paket in MIDAS. Immer wiederkehrende Schritte lassen sich leicht durch ein Skript erledigen. Die Bedienung des Programms ist allerdings gewöhnungsbedürftig: Die Befehle werden nicht per Mausklick initiiert, sondern als Text auf der Kommandozeile eingegeben.

Vier Bilder zeigen die Arbeitsweise von MIDAS:
Unter gleichen Bedingungen wurden mit einem Gitterspektrographen das Spektrum einer Glimmlampe und eines Sterns aufgenommen.

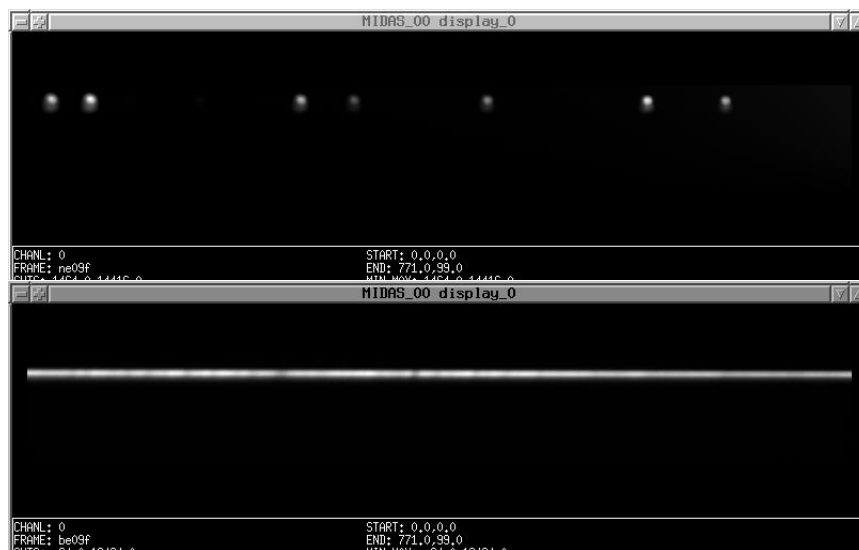


Abbildung 7.2: Das Rohspektrum einer Neonglimmlampe und von Beteiguze

Nun wird vom Sternspektrum der Himmelshintergrund subtrahiert und die einzelnen Spalten des Objektspektrums aufaddiert, dabei werden die einzelnen Zeilen nach ihrer Qualität gewichtet, oder einfach vertikal aufaddiert. Da die Wellenlängen der Neonlinien bekannt sind, kann damit auch das Sternspektrum in der Wellenlänge kalibriert werden.

Das erledigen die Kommandos

SKYFIT/LONG

EXTRACT/LONG oder AVERAGE/ROW

IDENTIFY/LONG

CALIBRATE/LONG

REBIN/LONG,

die hier allerdings ohne die Bildnamen und ohne die vielfältigen Parameter angegeben sind.

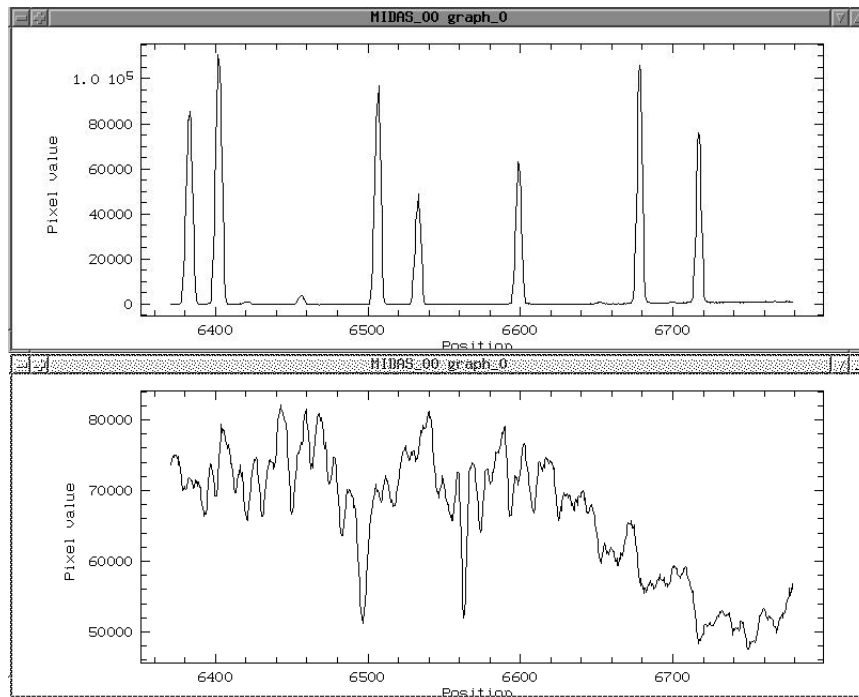


Abbildung 7.3: Lampenspektrum und Sternspektrum in Wellenlänge kalibriert

Das Spektrum des M-Sterns ist so reich an Linien, dass hier kaum ein Kontinuum auszumachen ist.

ESO-MIDAS ist unter <http://www.eso.org/research/data-man/data-proc/systems/esomidas/> per FTP zu erhalten, gegen eine geringe Gebühr auch auf CDROM.

Index

o Ceti

Lichtwechsel, 34

Spektrum, 34

Absorptionskoeffizient, 16

Angström A.J., 7

Atomphysik, 13

Auswahlregeln, 12

Autokollimation, 27

Bandenspektren, 15

Brechungsindex, 47

Bunsen R.W., 7

CaII, 38

CCD, 49

Ausleserauschen, 54

Dunkelstrom, 53

Flatfield, 54

Photonenrauschen, 53

Quantenausbeute, 51

Quantisierungsfehler, 54

spektrale Empfindlichkeit, 51

Dopplereffekt, 14

Dopplerverbreiterung, 39

Emissionslinie, 17

Emissionslinien

o Ceti, 35

Fachgruppen

BAV, 4

Sonne, 3

Film

Auswahl, 48

Entwickler, 49

Fraunhofer, 7

Fraunhoferlinie, 12, 17

Gashüllen, 35

Gitter, 47

Grimaldi F.M., 7

Heisenbergsche Unschärferelation, 13

Hooke R., 7

Kirchhoff G., 7

Kohlenstoffstaub, 38

Lichtwechsel

o Ceti, 34

Cepheiden, 32

Mirasterne

o Ceti, 33

natürliche Linienbreite, 13, 14

Newton I., 7

Novae, 46

optische Tiefe, 16

Planksches Strahlungsgesetz, 10

Prisma, 47

brechender Winkel, 47

schwarzer Körper, 10

Schwarzkörperstrahlung, 10

Snellius, 7

Software

ESO-MIDAS, 63, 65

MK32, 63

SPECTRUM, 22

Spektrograph

Ansatz mit Prisma, 55

mit Objektivprisma, 55

Spektrohelioskop, 26

Spektrum

α Bootis, 38

δ Cephei, 33

δ Scorpii, 59

- o* Ceti, 35
 - Beteigeuze, 66
 - Chromosphäre der Sonne, 30
 - G-Sterns synthetisch, 23
 - M 57, 45
 - Na-D der Sonne, 29
 - NGC 6543, 45
 - P Cygni, 37
 - planetarische Nebel, 44
 - R Leonis, 59
 - Sonne, 21
 - Sonne, hochaufgelöst, 28
 - Sonnenfleck, 30
 - von Molekülen, 15
 - Y CVn, 38
- Stark Effekt, 15
- Stefan Boltzmann Gesetz, 11
- tellurische Linien, 28
- Wachstumskurve, 14
- Wiensches Verschiebungsgesetz, 11
- Young Th., 7
- Zeeman Effekt, 14, 29
- Übergangswahrscheinlichkeit, 13
- Übergänge
 - optische, 13

Literaturverzeichnis

- [Ach93] ACHTERNBOSCH, M.: *CCD-Einsatzmöglichkeiten für den Amateurastronomen Teil 1 und 2*. Schweifstern, VdS Fachgruppe Kometen, (49 und 50), 1993.
- [BS87] BERGMANN und SCHAEFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band III Optik. Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1987.
- [Bui91] BUIL, C.: *CCD-Astronomy - Construction and Use of an Astronomical CCD Camera*. Willmann-Bell Inc., 1991.
- [Eas89] EASTHAM, D.: *Atomic Physics of Lasers*. Taylor and Francis, London, Philadelphia, 1989.
- [Eas92] EASTMAN KODAK COMPANY: *Datenblatt 3/92*, 1992.
- [Fin67] FINKELNBURG, W.: *Einführung in die Atomphysik*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 11. und 12. Auflage, 1967.
- [Gor98] GORETZKI, D.: *KODAK-Photo-CD versus Scanner*. SPEKTRUM; Mitteilungsblatt der FG Spektroskopie, (16), 1998.
- [Gra28] *Grundriß der Astropysik*. B.G. Teubner, Leipzig/Berlin, 1928.
- [H76] HANEL, A.: *Nova Cygni 1975*. Mitteilungen der Volkssternwarte Bonn, (5), 1976.
- [Han86] HANUSCHIK, R. W.: *High-resolution emission-line spectroscopy of Be-stars. (I) Evidence for a two-component structure of the H-alpha emitting envelope*. Astronomy and Astrophysics, 1986.
- [Hel74] HELLWEGE: *Einführung in die Physik der Atome*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1974.
- [HMS88] HERING, MARTIN und STORER: *Physik für Ingenieure*. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1988.
- [Hof70] HOFFMEISTER, C.: *Veränderliche Sterne*. Johann Ambrosius Barth Verlag, Leipzig, 1970.
- [Hub78] HUBER, K.P. AND HERZBERG, G.: *Molecular Spectra and Molecular Structure IV*, Band Constants of Diatomic Molecules. Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1978.

- [Ing70] *Amateur Telescope Making*. Scientific American, Inc., New York, 1970.
- [Kal94] KALER, J. B.: *Sterne und ihre Spektren*. Spektrum Verlag, Heidelberg, 1994.
- [KK84] KITTEL, CH und H. KRÖMER: *Physik der Wärme*. Oldenburg Verlag München, Wien, 1984.
- [Len71] LENGYEL, B.A.: *Lasers*. Wiley Interscience, New York, London, Sydney, Toronto, 1971.
- [Mit75] MITTON, J.: *The Stronger Absorption Lines In The Solar Spectrum*. Journal of British Astronomical Society, 1975.
- [MK85] MAYER-KUCKUK, T.: *Atomphysik*. Teubner Verlag, Stuttgart, 1985.
- [Pol85] POLLMANN, E.: *Spektroskopische Veränderlichenbeobachtung*. SuW, (6), 1985.
- [Pol88] POLLMANN, E.: *Über den Einfluß der Sternrotation auf das Profil stellarer Absorptionslinien*. DIE STERNE, (64), 1988.
- [Pol94] POLLMANN, E.: *Farbtemperatur im Kontinuum von Kohlenstoffsternen*. Vortrag auf der Spektroskopie-Tagung Heilbronn, 1994.
- [Pol96a] POLLMANN, E.: *Spektrum und Helligkeitsverhalten des Mirasterns o-Ceti*. BAV-Rundbrief, (1), 1996.
- [Pol96b] POLLMANN, E.: *Versuch zur Farbtemperaturbestimmung im Kontinuum von Kohlenstoffsternen*. DIE STERNE, (72), 1996.
- [Pol97] POLLMANN, E.: *Spektroskopische Veränderlichenbeobachtung durch Intensitätsmessung an der Wasserstofflinie H_α bei Be-Sternen*. SPEKTRUM; Mitteilungsblatt der FG Spektroskopie, (14), 1997.
- [Sai55] *Spektraltabellen*. VEB Verlag Technik, Berlin, 1955.
- [SE90] SCHEFFLER, H. und H. ELSÄSSER: *Physik der Sterne und der Sonne*. B.I.-Wissenschaftsverlag, Mannheim, 1990.
- [Str37] *Astrophysik*. AVG, Leipzig, 1937.
- [Uns74] UNSÖLD, A.: *Der neue Kosmos*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2 Auflage, 1974.
- [Veia] *Die Sonne im H-Alpha-Licht mit einem Spektrohelioskop*.
- [Veib] *The Spectrohelioscope*.
- [Voi75] VOIGT, H.H.: *Abriß der Astronomie*. BI-Wissenschaftsverlag, Bibliographisches Institut, Mannheim, Wien, Zürich, 1975.
- [Win97] WINKHAUS, M: *Bestimmung der Dichtestruktur oszillierender Be-Stern-Scheiben mittels Dopplertomographie*. Diplomarbeit, Diplomarbeit Fachbereich Physik der Uni-Dortmund, Astronomisches Institut der Ruhr-Uni-Bochum, 1997.

- [WSG66] WIESE, W.L., M.W. SMITH und B.M. GLENNON: *Atomic Transition Probabilities*. Technischer Bericht, National Standard Reference Series, NBS 4, 1966.
- [Wur51] WURM, K.: *Die Planetarischen Nebel*. Akademie-Verlag Berlin, 1951.
- [WZ77] WEIGERT und ZIMMERMANN: *Brockhaus ABC Astronomie*. Brockhaus Verlag Leipzig, 1977.
- [Zei99] ZEITLER, H.J.: *Deep-Sky-Filme*. Interstellarum, (10/15), 1999.