

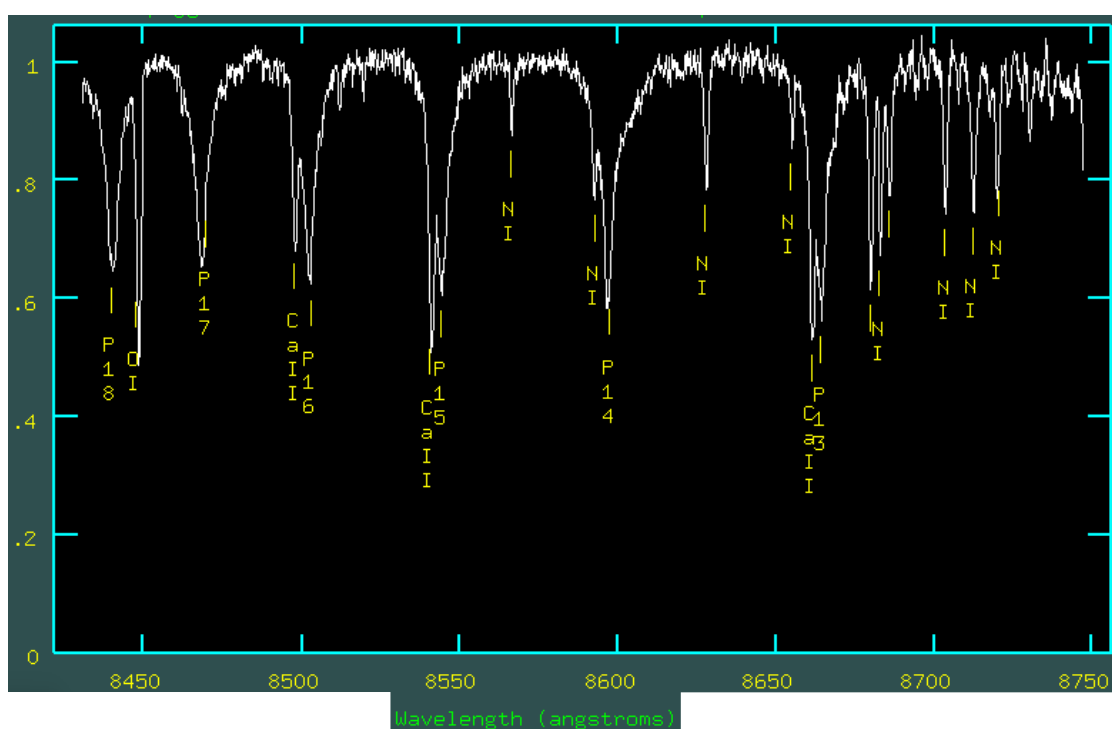
SPEKTRUM

Mitteilungsblatt der Fachgruppe Spektroskopie
in der Vereinigung der Sternfreunde e.V.

NR. 49

INTERNETAUSGABE

2 / 2015



DENEK IM VIS UND NIR

RUBIDIUM AUF DER SONNE

KOMET LOVEJOY

Spektrum – Mitteilungsblatt der Fachgruppe Spektroskopie in der Vereinigung der Sternfreunde wird herausgegeben von der Fachgruppe Spektroskopie in der Vereinigung der Sternfreunde e.V. Es erscheint halbjährlich als PDF-Ausgabe oder auf Wunsch als Druckversion. Das Journal dient dem überregionalem als auch dem internationalen Erfahrungsaustausch auf dem Gebiet der Astrospektroskopie besonders für Amateure. Dazu können Beiträge in Deutsch oder English publiziert werden. Senden Sie Ihre Beiträge, Auswertungen, Erfahrungen und Kritiken an **Spektrum** zur Veröffentlichung ein, damit andere Spektroskopiefreunde an Ihren Erkenntnissen teilhaben und davon lernen können.

Spektrum – Mitteilungsblatt der Fachgruppe Spektroskopie in der Vereinigung der Sternfreunde is issued twice a year by Fachgruppe Spektroskopie of Vereinigung der Sternfreunde e.V. (spectroscopy section of the German society for amateur astronomy). The journal is published as a PDF or as a printed version on special request. The aim of the journal is to be a national and international communication especially for amateurs, on topics related to astronomical spectroscopy. Contributions are welcome in German or English. Please send your papers, results, experiences and reviews to **Spektrum** for publication. The community can then benefit from your experience.

Registriert bei der Deutschen Nationalbibliothek / Registered at Deutsche Nationalbibliothek: DNB 1013413024
ISSN 2363-5894

Die Fachgruppe Spektroskopie im Internet: spektroskopie.fg-vds.de

Die Vereinigung der Sternfreunde e.V. im Internet: www.vds-astro.de

Kontaktadresse (Redaktion, Bestellung gedruckter Ausgaben, Einsendung von Manuskripten)

Dr. Thomas Hunger
Weinbergstraße 12
D-01129 Dresden
thunger03@web.de

Hinweise für Autoren:

Nur durch Ihre Artikel wird Spektrum gefüllt. Die Redaktion behält sich vor, in Rücksprache mit den Autoren Beiträge zu kürzen, anzupassen oder zu ändern. Für die Inhalte der Artikel ist aber allein der Autor verantwortlich. Mit der Einreichung eines Beitrages erklärt der/die Autor(en) die Bereitschaft zur Publikation auch im Journal für Astronomie der VdS e.V.

Reichen sie Ihren Beitrag bitte elektronisch unter Berücksichtigung folgender Regeln ein:

Form des Textes: Senden sie vorzugsweise als unformatierten ASCII-Text. Tabellen mit Tabulatoren getrennt. Ein zusätzliches PDF des formatierten Gesamttextes ist anzuraten.

Aufbau der Artikel: Die Artikel benötigen einen Titel, eine vollständige Adressangabe des Autors / der Autoren, eine Kurzzusammenfassung, den klar gegliederten Artikel mit Einleitung und Zusammenfassung sowie eine vollständige Literaturangabe.

Abbildungen: Bitte getrennt vom Text senden. Empfehlenswert sind hochauflösende JPG, PNG und TIFF.

Hints for authors:

Your article will be edited to fit the style of Spektrum. The editor is responsible for editing the article in close collaboration with the author. The author is in charge of the content in all cases, however. The author(s) give(s) the permission for a further publication of the contribution in the journal of the VdS e.V. (Journal für Astronomie) right with its transfer to the editor of Spektrum. Please send your contribution via electronic mail considering the following rules:

Text: Prepare it as unformatted text (preferably ASCII). Tables: columns separated by tabs. A PDF printout of the whole document is highly recommended.

Article structure: Each article should include a title, an address line of the author(s), an abstract, a clear text body with introduction and conclusion and complete references.

Figures: Please send them separate from text. High resolution JPG, PNG or TIFF files are recommended.

Beiträge sind urheberrechtlich geschützt. Alle Rechte sind vorbehalten. Autorenbeiträge, die als solche gekennzeichnet sind, stellen nicht in jedem Falle die Meinung des Herausgebers oder der Redaktion dar. Beiträge in dieser Ausgabe dürfen nicht ohne Genehmigung der Redaktion bzw. des Sprechers der Fachgruppe Spektroskopie in der VdS e.V. nachgedruckt, kopiert oder anderweitig weiterverwendet werden.

Umschlagfoto: Spektrum von Deneb (α Cyg) im NIR mit Linien der Paschenserie.
Mehr dazu im Artikel von Christian Netzel im Heft.

Inhaltsverzeichnis / Content

<i>Christian Netzel:</i> Deneb-Spektren im VIS und NIR	4
<i>Daniel P. Sablowski:</i> Grundlegende Überlegungen zur Auslegung astronomischer Spektrographen	11
<i>Dieter Goretzki:</i> Zum Isotopenverhältnis von Rubidium auf der Sonne	16
<i>Alfonso L. Calvente Ortiz:</i> Spectral Analysis of Comet Lovejoy C Q2 2014	21
<i>Rainer Borchmann:</i> Die Jahrestagung der Fachgruppe ASpekt 15	27
Termine	31
Mitgliederverzeichnis (nur Mitglieder) / Register of members (members only)	32

Editorial

Liebe Leser des Spektrums,
liebe Fachgruppenmitglieder,

der Sommer ist vorbei. Das heißt, es wird früher dunkel und die Nächte werden länger. Beobachtungszeit!

Dass dem Amateur die spannenden Objekte nicht ausgehen, zeigt der Artikel von Christian Netzel zum Thema Deneb: einer der hellsten Sterne, der gerade Saison hat, und auch für die Profis noch allerlei offene Fragen bietet.

Hochauflösende Sonnenspektroskopie erlaubt die Bestimmung von Isotopenverhältnissen, wie dies anhand von Rubidium durch Dieter Goretzki gezeigt wird.

Grundlegendes zum Spektrografendesign, Kometenspektren von Lovejoy sowie der Bericht zur ASpekt 15 runden den Querschnitt durch die spektroskopischen Aktivitäten ab.

Viel Spaß beim Erkunden der spektrografischen Weiten und sich dabei inspirieren lassen.

Mit sternfreundlichen Grüßen,
Ihr Thomas Hunger

Dear readers of Spektrum,
Dear members of the section,

Summer is over. Nights get longer, twilight sets in earlier. It's observing time!

The article by Christian Netzel exemplarily shows that the objects for amateurs will not vanish. Deneb, one of the brightest stars and currently in high season, even now offers open questions to the pro community.

High resolution spectroscopy of the Sun allows for the determination of isotope ratios. This is demonstrated for Rubidium by Dieter Goretzki.

Basics of spectrograph design, cometary spectra of Lovejoy as well as a report on the past section conference ASpekt 15 complete the survey of the spectroscopic activities.

Please enjoy exploring the spectroscopic final frontiers and finally be inspired.

Clear skies.
Yours Thomas Hunger



Deneb-Spektren im VIS und NIR

Christian Netzel

Breitbendenstr. 94, 52080 Aachen-Eilendorf, Germany; Email: chr_netzel@gmx.de

Zusammenfassung

Zu Beginn werden die technischen Voraussetzungen und Probleme für Spektren im NIR-Bereich behandelt. Unter Zuhilfenahme unterschiedlicher Methoden wird gezeigt, wie man aus Spektren im visuellen und NIR-Bereich Erkenntnisse über die effektive Temperatur von Deneb sowie die Entstellungstiefe einzelner H-Linien gewinnen kann. Schließlich werden noch einige Besonderheiten der H α -Linie von Deneb besprochen, wobei Sternwinde als Ursache erörtert werden.

Abstract

In the first part the technical requirements for taking spectra in the NIR-range and associated problems are discussed. Using different methods spectra of Deneb taken in the visual and the NIR range are interpreted to get insight of the effective temperature and the locations where the hydrogen lines are formed. The last part deals with some particularities of the H α line which are likely caused by stellar winds.

Received: 2015-09-07, Revised: 2015-10-07, Accepted: 2015-10-08

1. Instrumentelles

Die astronomische Spektroskopie gliedert sich in zwei Teile. Der erste, praktische Teil besteht darin, möglichst brauchbare Spektren von interessierenden astronomischen Objekten zu gewinnen, also die messtechnische Seite. Der zweite, theoretische Teil besteht darin, die Spektren zu deuten, d. h. Erkenntnisse über die physikalischen Eigenschaften der untersuchten Objekte zu gewinnen. Viele Amateure beschränken sich auf das Messen, wobei Sterne mit variablen Eigenschaften eindeutig im Vordergrund stehen und überlassen die Interpretation der gewonnenen Spektren professionellen Astronomen. Da diese nicht nur die besseren Fachkenntnisse haben, sondern meistens auch über weit umfangreichere Messdaten und Software verfügen, ist diese Arbeitsteilung auch sehr sinnvoll und sollte daher auch beibehalten werden. Insbesondere haben die Profis Dank der heutigen Weltraumtechnik Zugriff auf Messungen außerhalb des visuellen Bereichs, angefangen von Infrarot über UV und Röntgenstrahlung bis zur besonders kurzwelligen Gammastrahlung. Für den erdgebundenen Beobachter ist wegen der Eigenschaften der Erdatmosphäre die Beobachtung für den kurzwelligen Bereich jenseits vom Violett unmöglich. Auch der mittlere und weitere Infrarotbereich ist aus diesen Gründen nicht möglich. Jedoch besteht durchaus die Möglichkeit Spektren im NIR (naher Infrarotbereich) aufzunehmen, die dann auch dem Amateur gewisse Möglichkeiten zur Interpretation eröffnen.

2. NIR Spektroskopie mit dem Lhires

Meine Ausrüstung besteht aus einem 11" Schmidt-Cassegrain Teleskop, einem Lhires III Spektrographen und einer kühlbaren CCD-Kamera Atik 383L+. Der Lhires ist ein Littrow-Spektrograph mit auswechselbarem Spalt und Gitter. Bei Verwendung eines Gitters mit 1800 Linien/mm besteht theoretisch die Möglichkeit Wellenlängen bis über 9000 Å zu beobachten. Leider nimmt jedoch die Empfindlichkeit einer normalen CCD-Kamera mit größer werdenden Wellenlängen rasch ab, so dass man sich auf den Bereich $\lambda < 8800$ Å beschränken muss. Allerdings kann in diesen Bereich das Spektrum 1. Ordnung durch ein Spektrum 2. Ordnung im violetten bis blauen Bereich überlagert werden. Dies lässt sich jedoch durch ein geeignetes Filter verhindern. Ich habe dazu einen Astronomik 742 IR-Bandpassfilter verwendet. Christian Buil hat bereits früher in diesem Bereich ebenfalls mit einem Lhires, jedoch mit einem Gitter mit 600 Linien/mm gearbeitet. Seiner Internetseite kann man entnehmen, dass die damit gewonnenen Spektren durch starke Interferenzmuster überlagert waren [1]. Bei meiner Anordnung waren jedoch keine Interferenzen nachweisbar. Zwar zeigt das nachfolgende Flat keinen glatten Verlauf, aber auch keine periodischen Schwankungen.

Weiterhin ist zu bedenken, dass man zwecks Kalibration eine Lichtquelle benötigt, die in diesem Spektralbereich über genügend Linien verfügt. Als nicht besonders gut geeignet hat sich meine als Standard benutzte FeAr-Hohlkathodenlampe erwiesen. Die im Lhires fest eingebaute Ne-Lampe erwies sich als deutlich geeigneter. Seit einiger Zeit besteht die Möglichkeit, die Ne-Lampe durch eine ArNe-Lampe zu ersetzen [2]. Ich hatte bisher keine Möglichkeit, diese im NIR-Bereich zu testen. Jedoch ist zu erwarten, dass mindestens genauso viele Linien zur Verfügung stehen wie bei der Ne-Lampe.

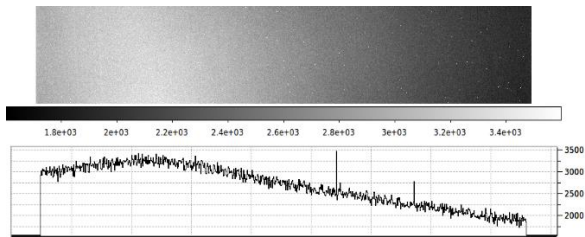


Abb. 1: Flat mittels Glühbirne. Direkte Lichteinleitung durch die teleskopseitige Öffnung des Spektrographen ohne Teleskop.

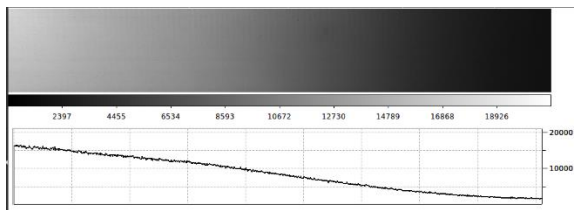


Abb. 2: Flat mittels Glühbirne. Einleitung durch Lichtleiter.

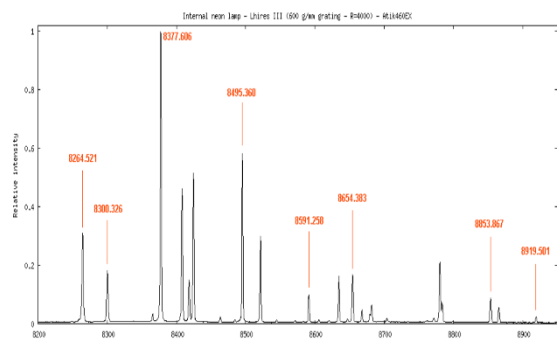


Abb. 3: Kalibrationsspektrum nach Christian Buil.

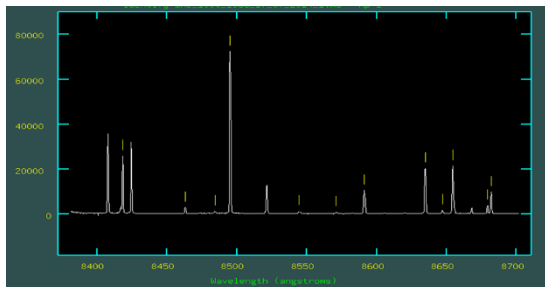


Abb. 4: Kalibrationsspektrum bei meiner Anordnung.

Was kann man in diesem Spektralbereich erwarten? In der Literatur wird häufig das Ca II-Triplett 8498,02, 8542,09 und 8662,14 Å genannt. Jedoch ist das Wasserstoffatom hier nicht zu „unterschätzen“. Beim Übergang von einem Energieniveau zu einem anderen hängt die Wellenlänge hauptsächlich von der Hauptquantenzahl m des oberen und der entsprechenden Zahl n des niedrigeren Energieniveaus ab. Die Linien werden in Serien gegliedert, wobei die Serie durch die kleinere Hauptquantenzahl n bestimmt wird. Eine Serie besteht dann aus allen Linien mit festem n und allen $m > n$. Es haben sich seit langem folgende Bezeichnungen eingebürgert:

- Lyman $n = 1 \quad m \geq 2$
- Balmer $n = 2 \quad m \geq 3$
- Paschen $n = 3 \quad m \geq 4$
- Brackett $n = 4 \quad m \geq 5$
- Pfund $n = 5 \quad m \geq 6$

Die Lyman-Serie liegt völlig im UV-Bereich. Im visuellen Bereich kann man die Balmer-Serie des Wasserstoffs beobachten, angefangen von $H\alpha$ ($6562,8 \text{ \AA}$, $m = 3$, $n = 2$) bis $H\epsilon$ ($3970,1 \text{ \AA}$, $m = 7$), eventuell auch $H\zeta$ ($3889,0 \text{ \AA}$, $m = 8$). Im NIR-Bereich kann man dagegen Linien der Paschen-Serie beobachten, wie das folgende Spektrum von Deneb (α Cygni) in Abb. 5 beweist.

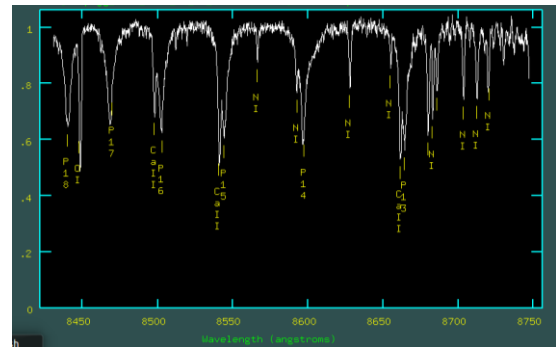


Abb. 5: Spektrum von Deneb, P ist die Paschen-Serie, P14 bedeutet z. B. $m = 14$, $n = 3$.

Besonders interessant ist, wie sich das Spektrum verhält, wenn $m \rightarrow \infty$ geht. Im Falle $n = 2$ nennt sich das Balmer-Sprung, bei $n = 3$ entsprechend Paschen-Sprung. Beide Sprünge können wir leider nicht beobachten, da der Balmer-Sprung mit $\lambda = 3648 \text{ \AA}$ bereits deutlich im UV-Bereich liegt und der Paschen-Sprung mit $\lambda = 8205 \text{ \AA}$ von Linien der Erdatmosphäre überdeckt wird, wie die beiden folgenden Abbildungen 6 und 7 zeigen.

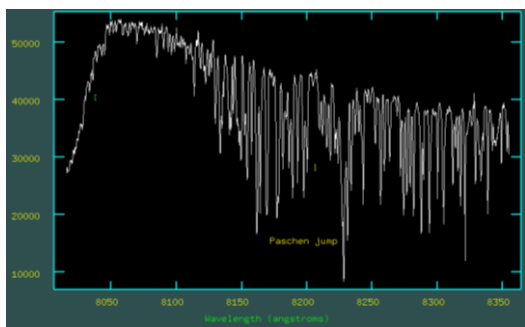


Abb. 6: Paschen-Sprung bei 8200 Å.

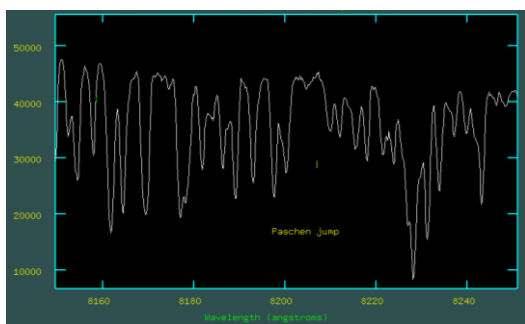


Abb. 7: Details des Paschen-Sprungs bei 8200 Å.

3. Die Temperatur der Atmosphäre von α Cygni

Ein Stern hat im Allgemeinen eine mit zunehmender Tiefe steigende Temperatur, die sich verständlicherweise nicht direkt messen lässt. Eine eventuell vorhandene Chromosphäre sowie Korona sind hier nicht berücksichtigt, spielen aber für das sichtbare Spektrum keine Rolle. Das Kontinuum und die Absorptionslinien eines Sterns entstehen nur in der obersten Schicht des Sterns, die Photosphäre genannt wird. Für die H-Linien können wir feststellen, dass sie nur in Bereichen erzeugt werden können, in denen nicht alle Wasserstoffatome ionisiert sind. Das Verhältnis von ionisierten zu neutralen Wasserstoffatomen wird durch die Saha-Gleichung beschrieben [3]. Entscheidend ist die Temperatur. Unterhalb von 10.000 K sind nahezu alle H-Atome neutral, oberhalb von 15.000 K sind fast alle ionisiert. Daraus folgt sofort, dass Wasserstofflinien nur in Tiefen mit Temperaturen unterhalb von 15.000 K entstehen können. Bei der Sonne entspricht dies einer Tiefe von rund 0,15 % des Sonnenradius, also etwa 1000 km.

Wir haben oben gesehen, dass das Elektron eines Wasserstoffatoms unterschiedliche Energieniveaus annehmen kann. Kennen wir in einem Bereich das Verhältnis der Anzahl N_m der H-Atome mit dem Energieniveau E_m zur Anzahl N_n mit dem Energieniveau E_n , können wir mittels der Boltzmannverteilung (Boltzmann, 1844-

1906) die Temperatur berechnen, sofern dort ein (lokales) thermisches Gleichgewicht herrscht:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} e^{-\frac{E_m - E_n}{k T}}.$$

Dabei bedeuten k die Boltzmann-Konstante, g_n bzw. g_m die statistischen Gewichte, d. h. die Anzahl der unterschiedlichen Elektronenzustände mit der gleichen Energie E_m bzw. E_n . Der Zustand eines Elektrons wird nicht nur durch die Hauptquantenzahl n , sondern auch durch weitere Quantenzahlen, nämlich Drehimpuls l mit $0 \leq l < n$, seine z-Komponente l_z mit $-l \leq l_z \leq l$, welche auch häufig mit m als magnetische Quantenzahl bezeichnet wird¹, sowie die z-Komponente des Eigendrehimpulses (Spin) $s_z = -\frac{1}{2}$ oder $+\frac{1}{2}$. Das bedeutet: $g_n = 2 n^2$.

Wir betrachten den Fall $n = 2$ und $m = 3$ näher. Es ist $g_2 = 8$ und $g_3 = 18$. Die Ionisationsenergie von Wasserstoff beträgt 13,6 eV. Damit können wir die Energieniveaus nach der Rydberg-Formel wie folgt berechnen:

$$E_m - E_n = 13,6 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) = 1,89 \text{ eV}$$

Mit $k = 8,6173303 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$ erhalten wir

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{9}{4} e^{-\frac{21920 \text{ K}}{T}}$$

oder

$$T = -21920 \text{ K} / \ln \left(\frac{4N_3}{9N_2} \right)$$

Wegen des negativen Vorzeichens im Exponenten ist das Verhältnis N_3 / N_2 stets kleiner als 9/4 und nähert sich für steigende Temperaturen 9/4 an, wobei jedoch die oben genannten Einschränkungen durch zunehmende Ionisation zu bedenken sind.

Die Herausforderung ist also, das Verhältnis N_3 / N_2 zu bestimmen. Dies gelingt durch die Bestimmung der Äquivalenzbreite der Absorptionslinien EQW, wofür bei einer Schichttiefe l

$$\begin{aligned} EQW &= \int_0^\infty \frac{I_c(\lambda) - I(\lambda)}{I_c(\lambda)} d\lambda \\ &= \frac{1}{4 \epsilon_0 m_e c^2} \lambda_0^2 N_i f_{ik} l \end{aligned}$$

¹ In diesem Artikel wird m als Bezeichnung für eine Hauptquantenzahl benutzt.

gilt. Dabei bedeuten $I_c(\lambda)$ die Intensität der Kontinuumsstrahlung für die Wellenlänge λ , entsprechend $I(\lambda)$ die Intensität der Linie, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, λ_0 die Wellenlänge der betrachteten Absorptionslinie und A_{ki} eine atomare Konstante, die die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs vom Zustand k in den Zustand i angibt und Einsteinkoeffizient genannt wird. Die A_{ki} kann man z. B. der NIST Atomic Spectra Database entnehmen. Durch die Normierung wird der Strahlungsfluss gleich 1 gesetzt und erfährt daher weiter keine Berücksichtigung. Wir sehen daher solange die Linie nicht gesättigt ist:

$$N_n \sim EQW$$

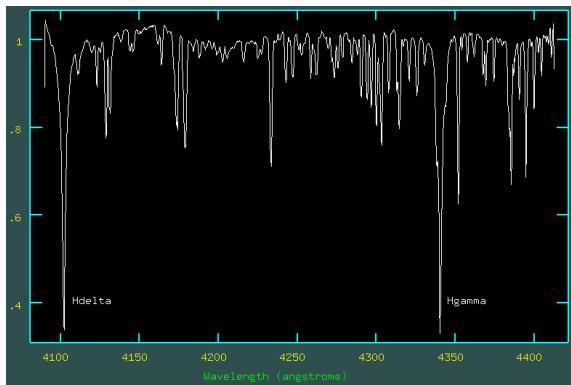


Abb. 8: Deneb, H γ und H δ .

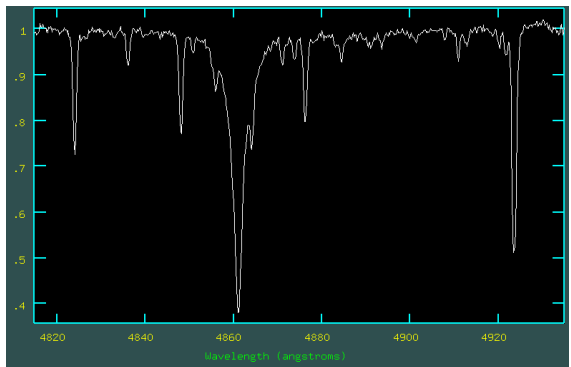


Abb. 9: Deneb, H β .

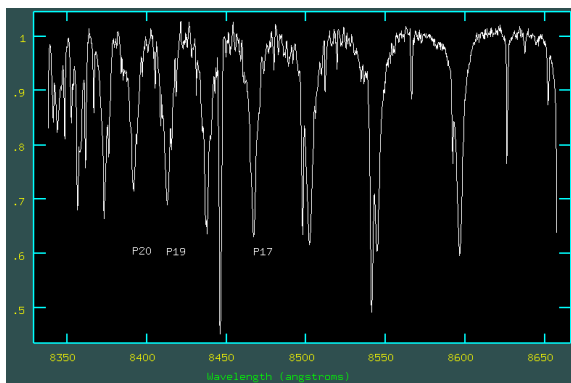


Abb. 10: Deneb, H P17, 19, 20.

Damit ist alles zusammengetragen, um zum gewünschten Ziel zu gelangen. Als Basis für eine Temperaturbestimmung werden die folgenden Spektren Abb. 8 - 10 verwendet.

Damit sind jeweils drei Linien im visuellen sowie im NIR-Bereich verfügbar. Nehmen wir zunächst an, dass alle Linien in derselben Tiefe entstehen. Wir können dann für alle Linien $l = 1$ setzen, da sich in diesem Fall dieser Parameter herauskürzt. Das Ergebnis ist in Tab. 1 und 2 ersichtlich.

	H δ	H γ	H β
$A_{ki} [s^{-1}]$	973200	2530000	8419000
$\lambda [\text{\AA}]$	4101,7	4340,5	4860,0
$g_k/g_i \lambda^4 A_{ki} [\text{\AA}^4 s^{-1}]$	3,72e-11	8,41e-11	2,82e-10
$EQW [\text{\AA}]$	3,28	3,56	3,87
$N_i I [W m^{-2} \text{\AA}^{-1}]$	8,83e10	4,23e10	1,37e10

	P17	P19	P20
$A_{ki} [s^{-1}]$	3444,2	1964,3	1516,7
$\lambda [\text{\AA}]$	8467,3	8413,3	8392,4
$g_k/g_i \lambda^4 A_{ki} [\text{\AA}^4 s^{-1}]$	8,52e-12	5,92e-12	5,01e-12
$EQW [\text{\AA}]$	2,61	2,49	1,82
$N_i I [W m^{-2} \text{\AA}^{-1}]$	3,06e11	4,21e11	3,63e11

Tab. 1: Berechnung der Anzahl N_i der H-Atome im Zustand i multipliziert mit der Intensität I der absorbierten Photonen ($l = 1$).

$T [K]$	P17	P19	P20
H δ	-50598	-29195	-36330
H γ	-18762	-14752	-16377
H β	-9556	-8394	-8897

Tab. 2: Von den Werten Tab. 1 abgeleitete Temperaturen.

Beim Betrachten der Zeile $N_i I$ fällt auf, dass stets $N_3 \gg N_2$ ist, wobei N_2 den Balmerlinien und N_3 den Paschenlinien entspricht. Dies steht im Widerspruch zur oben gemachte Feststellung, dass stets $(4N_3)/(9N_2) < 1$ sein muss. Das erklärt die unphysikalisch negativen Temperaturen wie die gemittelte Temperatur aus den Werten von Tab. 2 mit $T = -16.000 K$.

	H δ	H γ	H β
$N_i I [W m^{-2} \text{\AA}^{-1}]$	8,83e10	4,23e10	1,37e10

	P17	P19	P20
$N_i I [W m^{-2} \text{\AA}^{-1}]$	3,83e9	5,26e9	4,54e9

Tab. 3: Ergebnisse entsprechend Tab.1 mit $l = 1$ für die Balmer- und $l = 80$ für die Paschenlinien.

$T [K]$	P17	P19	P20
H δ	5552	6037	5802
H γ	6822	7570	7203
H β	10499	12382	11430

Tab. 4: Von den Werten Tab. 1 und 3 abgeleitete Temperaturen.

Verwenden wir versuchsweise $l = 1$ für die Balmer und $l = 80$ für die Paschenlinien, so erhalten wir realistischere Ergebnisse wie in Tab. 3 und 4. Es ergibt sich eine gemittelte Temperatur von $T = 6.100$ K. Es soll hier keineswegs der Parameter l optimiert werden. Jedoch ergibt sich aus den unterschiedlichen Konzentrationen für die verschiedenen Linien, dass kein lokales thermisches Gleichgewicht vorherrschen kann. Auch ist aus den Werten von N_i/l ersichtlich, dass die Paschenlinien in tieferen Bereichen entstehen als die Balmerlinien. Während die Paschenlinien in annähernd gleichen Schichten entstehen, ist dies bei den Balmerlinien nicht der Fall. $H\gamma$ entsteht tiefer als $H\beta$ und $H\delta$ wiederum tiefer als $H\gamma$. $H\alpha$ entsteht mit $N_i/l = 6,74 \cdot 10^8$ weit oberhalb von $H\beta$ und bildet damit eine Ausnahme unter den Balmerlinien.

Es stehen noch weitere Methoden zur Temperaturbestimmung zur Verfügung, z. B. über die folgende von David F. Gray angegebene Graphik zur Temperaturbestimmung [3]. Danach kann aus der Äquivalentbreite von $H\gamma$ und dem Logarithmus der Gravitationsbeschleunigung $\log g$ auf der Sternoberfläche auf die effektive Temperatur T_{eff} geschlossen werden.

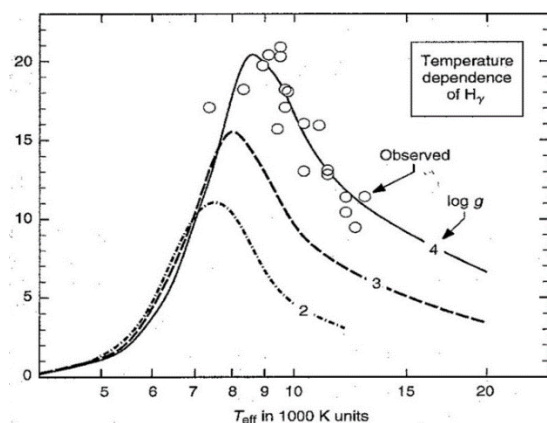


Abb. 11: EQW für $H\gamma$ in Abhängigkeit von der effektiven Temperatur und der Schwerebeschleunigung, aus Ref. 3.

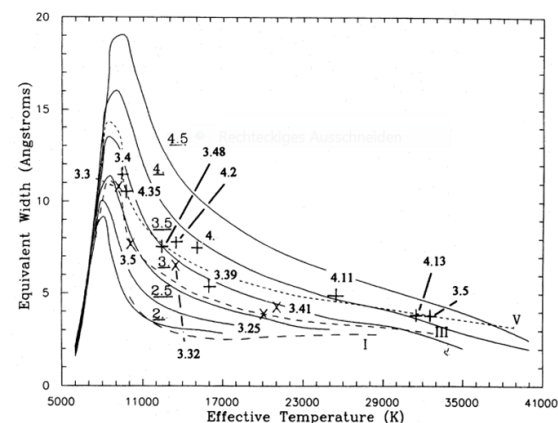


Abb. 12: Berechnete EQW für P7 inklusive experimenteller Daten für die Klassen I, III und V, aus Ref. 6.

Nach Schiller und Przybilla [4] beträgt $\log g = 1,1 \pm 0,05$, nach Kaufer et al [5] $\log g = 1,54$. Die Äquivalentbreite von $H\gamma$ ist $3,56 \text{ \AA}$, woraus $T_{\text{eff}} \approx 6000$ K folgt. Ähnliche Graphiken haben Frémat, Houziaux und Andriolat [6] für P7 und P14 veröffentlicht (Abb. 12 und 13).

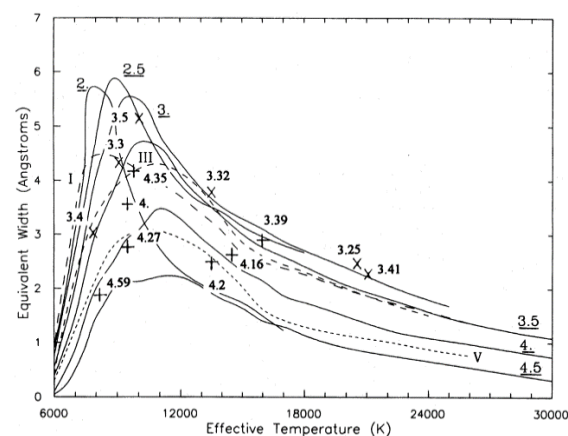


Abb. 13: Berechnete EQW für P14 inklusive experimenteller Daten für die Klassen I, III und V, aus Ref. 6.

Für P14 gilt $3,0 \text{ \AA} < \text{EQW} < 3,4 \text{ \AA}$, was $T_{\text{eff}} \approx 7000 - 7500$ K entspricht.

4. Besonderheiten des Spektrums von α Cygni

Die wichtigsten Daten für Deneb können der Tabelle 3 entnommen werden.

Der Vergleich der H-Linien mit der effektiven Temperatur von 8525 ± 75 K (nach Firnstein und Przybilla [7]: 8700 ± 150 K) legt die Vermutung nahe, dass die Wasserstofflinien in höheren Schichten der Atmosphäre erzeugt werden. Dies steht im Widerspruch zu Hubeny und Leitner [8], die die Möglichkeit diskutierten, dass die Wasserstofflinien in tieferen Schichten entstehen. Diese Vermutung scheint aber in der neueren Fachdiskussion keine Rolle mehr zu spielen.

Deneb war schon das Objekt verschiedener Studien. Kaufer et al. [5] konnten während eines zweijährigen Beobachtungszeitraums keine breiten Emissionslinien feststellen. Chesneau et al. [9] fanden in ihren $H\alpha$ -Spektren auf der langwelligen Seite der Emissionslinie keinen Trog. Es ist daher interessant, die $H\alpha$ -Linien von Deneb und P Cygni gegenüberzustellen (Abb. 14 und 15).

Name	Deneb
Spectral type	A2 Ia
d	802 ± 66 pc
Radial velocity	2.50 km s^{-1}
Atmosphere	
T_{eff}	8525 ± 75 K
$\log g$ (cgs)	1.10 ± 0.05
$n(\text{He})$ (number fraction)	0.11 ± 0.01
$[M/H]$	-0.20 ± 0.04
ξ	$8 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$
ζ	$20 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$
$v \sin i$	$20 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$
Photometry	
V^a	$1^m 25$
$B - V^a$	$+0^m 09$
$U - B^a$	$-0^m 23$
$(B - V)_0^b$	$0^m 05$
$E(B - V)$	$0^m 04$
A_V	$0^m 11$
$(m_V - M_V)_0^c$	$9^m 52 \pm 0^m 18$
M_V	$-8^m 38 \pm 0^m 18$
$B.C.^b$	$-0^m 11$
M_{bol}	$-8^m 49 \pm 0^m 18$
Physical	
$\log L / L_{\odot}$	5.30 ± 0.07
$R / R_{\odot}$	203 ± 17
$M^{\text{spec}} / M_{\odot}$	19 ± 4
$M^{\text{ZAMS}} / M_{\odot}$	23 ± 2
$M^{\text{evol}} / M_{\odot}$	18 ± 2
Wind parameters	
$\dot{M}$	$3.1 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
v_{∞}^d	$240 \pm 25 \text{ km s}^{-1}$
β	3.0
$\xi_{\text{H}\alpha}$	35 km s^{-1}

Tab. 5: Parameter von Deneb. Aus Ref. 4.

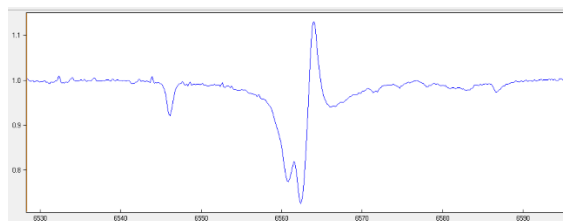


Abb. 14: H α von α Cyg (Deneb).

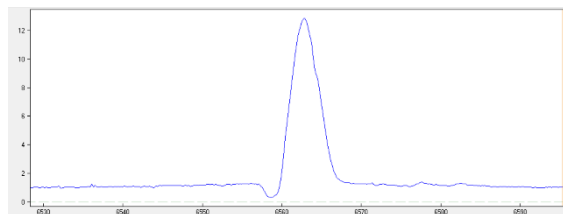


Abb. 15: H α von P Cyg.

Das bekannte P Cygni-Profil wird bekanntlich durch Sternwinde erzeugt, die soweit sie sich für den Beobachter vor dem Stern befinden, zu einer blauverschobenen Absorptionslinie führen. Alle anderen Teile des den Stern verlassenden Gasstroms führen zu einer symmetrischen Emissionslinie. Die H α -Linie von Deneb unterliegt im Gegensatz zu den anderen Linien starken und sehr schnellen Veränderungen, wie

das folgende Beispiel in den Abb. 16 und 17 zeigt.

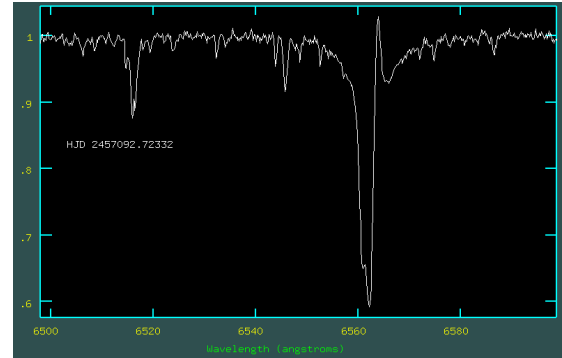


Abb. 16: α Cyg : H α am 11.03.2015

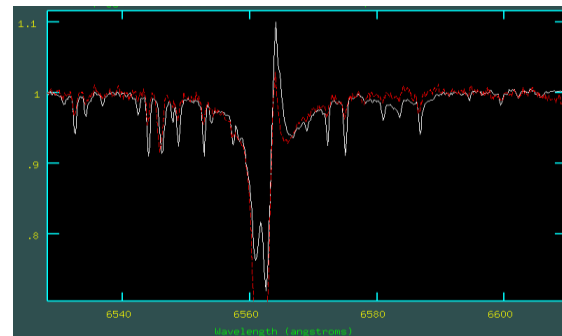


Abb. 17: α Cyg : H α am 13.10.2014 (weiß) mit 11.03.2015 (rot).

Einen guten Überblick über die Veränderlichkeit gibt die folgende Graphik Abb. 18.

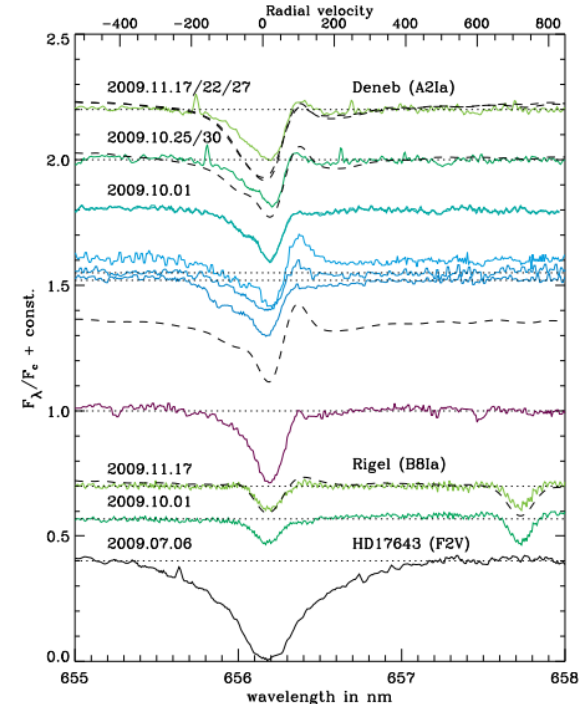


Abb. 18: H α -Variabilität von Deneb und Rigel aus Ref. 9.

Auffallend ist die große Breite der H α -Linie, deren Ursache bis heute ungeklärt ist. Als Ursachen kommen beispielsweise der Stark-Effekt

oder Sternwinde in Frage. Jedoch entstehen die H α -Linien nahe der Sternoberfläche. Der Stark-Effekt hängt hauptsächlich von der Dichte geladener Teilchen und weniger von der Temperatur ab. Daher müssten die anderen Wasserstofflinien in ähnlicher Größenordnung verbreitert sein, was offensichtlich nicht der Fall ist. Wie verhält es sich mit den Sternwinden? Entsprechend Tabelle 5 betragen $v_{\sin(i)} = (20 \pm 2)$ km/s, $M \approx 20 M_{\text{Sonne}}$ und $R \approx 203 R_{\text{Sonne}}$. Damit ergibt sich gemäß

$$v_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{2GM}{r}}$$

eine Fluchtgeschwindigkeit von ca. 200 km/s oder einer Breite von 9 Å der H α -Linie. Die gemessene Breite beträgt aber mehr als 20 Å. Somit können Sternwinde als Erklärung für die Breite der H α -Linie in Betracht gezogen werden.

5. Fazit

Obwohl auch für den physikalisch vorgebildeten Amateur eine fachgerechte Interpretation im Allgemeinen sehr schwierig ist, gibt es dennoch einfache Möglichkeiten, auf gewisse stellare Parameter wie Temperatur und Gravitation Rückschlüsse zu ziehen. Ein Vergleich zeigt, daß auch wissenschaftliche Veröffentlichungen nicht immer zu einheitlichen Ergebnissen kommen. Insbesondere lohnt die Beobachtung im NIR-Bereich, was man bei der Auswahl einer Kamera mit berücksichtigen sollte.

Literatur

- [1] C. Buil, <http://www.astrosurf.com/buil/infrared/obs.htm>
- [2] Shelyak Instruments, www.shelyak.com
- [3] D. F. Gray, The Observation and Analysis of Stellar Atmospheres, Cambridge University Press, 2005
- [4] F. Schiller and N. Przybilla, Quantitative spectroscopy of Deneb, A&A 479 (2008) 849
- [5] A. Kaufer et al., Long-term spectroscopic monitoring of BA-type supergiants. I. Ha line-profile variability, A&A 305 (1996) 887
- [6] Y. Frémat, L. Houziaux and Y. Andriat, Higher Paschen lines in the spectra of early-type stars, Mon. Not. R. Astron. Soc. 279 (1996) 25
- [7] M. Firnstein und N. Przybilla, Quantitative spectroscopy of Galactic BA-type supergiants. I. Atmospheric parameters, A&A 543 (2012) A80
- [8] I. Hubeny and C. Leitherer, On the Interpretation of Emission Wings of Balmer Lines in Luminous Blue Variables, Publ. Astron. Soc. Pacific, 101 (1989) 114
- [9] O. Chesneau et al. Time, spatial, and spectral resolution of the H α line-formation region of Deneb and Rigel with the VEGA/CHARA interferometer, A&A 521 (2010) A5

Zusatzliteratur:

- [10] G.W.F. Drake, Handbook of Atomic, Molecular and Optical Physics, Springer Science + Business Media, Inc., 2006
- [11] I. Hubeny and D. Mihalas, Theory of Stellar Atmospheres: An Introduction to Astrophysical Non-equilibrium Quantitative Spectroscopic Analysis, Princeton University Press, 2015
- [12] J. T. Jefferies, Spectral Line Formation, Blaisdell, 1968
- [13] H. J. G. L. M. Lamers and J. P. Cassinelli, Introduction to Stellar Winds, Cambridge University Press, 1999
- [14] V. V. Sobolev, Moving Envelopes of Stars, Harvard University Press, 1960

Grundlegende Überlegungen zur Auslegung astronomischer Spektrographen

Daniel P. Sablowski

Erich-Weinert-Str. 19, 14478 Potsdam, Germany; E-Mail: danielsablowski@gmail.com

Zusammenfassung

Dieser Artikel beschäftigt sich mit allgemeinen Betrachtungen zur Auslegung eines Spektrographen für astronomische Beobachtungen. Zunächst wird dies aus Sicht eines direkt an das Teleskop gekoppelten Gerätes diskutiert. Dann wird der prinzipielle Einfluss einer Faserkopplung dargestellt. Eine allgemeine Betrachtung zur Effizienz erfolgt im letzten Abschnitt. Die Betrachtungen basieren auf geometrischen Überlegungen. Einflüsse der optischen Komponenten werden nicht im Detail untersucht.

Abstract

This article deals with some general aspects of designing spectrographs for astronomical observations. The directly linked spectrograph is discussed first. Then, the principal influences of a fiber-link between telescope and spectrograph are considered. A general discussion of efficiency is given within the last section. The descriptions are based on geometric considerations only. The influences of optical components are not discussed in detail.

Received: 2015-08-10, Revised: 2015-09-02, Accepted: 2015-09-09

1. Einleitung

Die Konstruktion eines Spektrographen ist in der Regel durch das wissenschaftliche Anforderungsprofil („Science-Case“) motiviert, also der wissenschaftlichen Notwendigkeit der Überprüfung von Vorhersagen und inkonsistenten Beobachtungen. Im Amateurbereich jedoch richtet sich die Realisierung eher an den relativ kleinen Teleskopen und den finanziellen Mitteln.

Ob man auf ein direkt- oder fasergekoppeltes System zurückgreifen sollte hängt von der geforderten Stabilität ab. Während direkt gekoppelte Systeme am Teleskop sich während der Beobachtung bewegen und sich daher die Hebelkräfte und damit die Durchbiegung ändert, sind fasergekoppelte Systeme frei von diesen mechanischen Einflüssen. Diese führen nämlich unweigerlich zu einer Verschiebung des Messsignals auf dem Detektor. Wir werden jedoch nicht im Detail auf Stabilisierungstechniken (durch Materialwahl, Temperatur- und Druckregelung, Beugungsstabilität am Gitter, usw.) eingehen.

Die Festlegung der Auflösung wird durch das Messziel und den Eigenschaften der Zielobjekte bestimmt. Handelt es sich um Sterne mit breiten Emissionslinien (z.B. heiße Sterne wie entwickelte O-Sterne), so ist meist keine hohe Auflösung erforderlich (Auflösungsvermögen um

10.000). Detaillierte Linienprofilanalysen und Messung von Radialgeschwindigkeiten (Exoplaneten) hingegen erfordern eine hohe bis sehr hohe Auflösung und, ebenso wichtig, eine hohe Stabilität. Hierfür sind eher fasergekoppelte Systeme anzustreben.

2. Grundlegende Beziehungen am Gitter (Kompendium ohne Herleitung)

Die folgenden Formeln sind Grundlage der weiteren Betrachtungen. Auf Herleitung aus der Transmissionsgittergleichung

$$n \cdot \lambda = g \cdot (\sin \alpha - \sin \beta) \quad (1)$$

mit n der Beugungsordnung, λ der Wellenlänge, g die Gitterkonstante, α und β als Einfallswinkel und Ausfallswinkel wird verzichtet und auf die einschlägige Literatur verwiesen [1].

Die Dispersion ist

$$D = \frac{p \cdot B \cdot g \cdot \cos \beta}{f_{\text{Obj}} \cdot n} \quad (2)$$

mit p als Pixelgröße, dem Binningfaktor B und f_{Obj} der Kamerabrennweite.

Die Auflösung ist

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = f_{koll} \cdot \frac{n \cdot \lambda \cdot a}{b \cdot g \cdot \cos \alpha} \quad (3)$$

mit dem Anamorphiefaktor $a = \cos \alpha / \cos \beta$, der Spaltbreite b und f_{koll} als Kollimatorbrennweite.

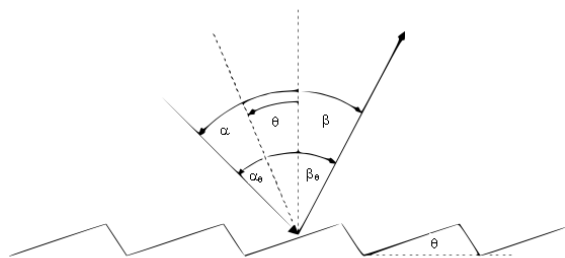


Abb. 1: Geometrische Beziehungen am Reflexionsgitter.

Der Einfallswinkel α ergibt sich mit dem totalen Winkel $\Psi = \alpha - \beta$ und $k = n\lambda/g$ zu

$$\alpha = \sin^{-1} \left(\frac{k}{2 \cdot \cos(\Psi/2)} \right) + \frac{\Psi}{2} \quad (4)$$

Der Beugungswinkel (Ausfallswinkel) ergibt sich zu

$$\beta = \sin^{-1} \left(\frac{k}{2 \cdot \cos(\Psi/2)} \right) - \frac{\Psi}{2} \quad (5)$$

3. Direkt gekoppelte Spektrographen

Bei Messsystemen, die direkt an das Teleskop gekoppelt werden, ist die Eigenmasse eine wichtige Designgröße. Um die Hebelkräfte durch das Instrument auf das Teleskop und damit auf die Befestigung zwischen Instrument und Teleskop, der Montierung und letztlich natürlich auf das Instrument selbst gering zu halten, sollte ein optisches Layout gewählt werden, welches nur kleine Auslenkungen (Hebel des mechanischen Gehäuses) aufweist. Die mechanische Stabilität beginnt mit der Wahl des Materials. Oft wird wegen des äquivalenten Verhältnisses zu Stahl von Dichte und Elastizitätsmodul Aluminium gewählt, was sicherlich eine gute Wahl ist. Neben der Materialwahl steht die strukturelle Auslegung des Gehäuses im Vordergrund.

2.1 Spaltbreite

Der Spalt erfüllt mehrere wichtige Aufgaben: Zunächst bestimmt er die Auflösung des Spektrographen ganz wesentlich. Er begrenzt letztlich allerdings auch, aufgefasst als Eingangsapertur, den Durchsatz des Instruments. Aus dem Blickwinkel der Auflösung soll der

Spalt möglichst schmal gewählt werden. Für hohen Durchsatz ist der Spalt möglichst breit eingestellt. Ein guter Kompromiss wird gefunden, indem das typische Seeing zur Auslegung verwendet wird, um die Größe einer Punktquelle (Stern) in der Fokalebene zu berechnen. Es gilt hier folgender Zusammenhang zwischen Brennweite f_{tel} des Teleskops, dem Seeingwinkel σ und der geometrischen Größe b des Bildes in der Teleskopfokalebene:

$$b = f_{tel} \cdot \tan(\sigma) \quad (6)$$

Den aus dieser Gleichung erhaltene Wert b ist ein guter Wert für die Spaltbreite des Spektrographen. Es ist hier anzumerken, dass b die FWHM des Bildes angibt und daher durch einen b -breiten Spalt nicht das gesamte Licht treten kann. Unterstellt man eine gaußförmige Intensitätsverteilung, erhält man nach numerischer Integration einen Durchsatz von ~75 % für einen unendlich langen Spalt, was als akzeptabler Kompromiss gelten mag.

2.2 Kollimatorbrennweite und Auflösung

Steht neben dem Teleskop schon ein Beugungsgitter mit der Höhe h (Abmessung parallel der Gitterfurchen) zur Verfügung, so bestimmt diese zusammen mit der F -Zahl des Teleskops die Brennweite des Kollimators durch $F_{tel} = F_{koll}$, wobei F_{tel} und F_{koll} die F -Zahlen des Teleskops und des Kollimators sind. Man erhält hieraus für die Brennweite des Kollimators:

$$f_{koll} = h \cdot F_{tel} \quad (7)$$

Man beachte: h ist die Höhe des Beugungsgitters und nicht dessen Breite. Es muss der Einstrahlwinkel auf das Gitter berücksichtigt werden, welcher die Breite des Gitters bestimmt. Dieser ist durch die Liniendichte des Gitters g , die Beugungsordnung n und die zu beobachtende Wellenlänge λ gegeben. Für einen Échellespektrographen ist in den meisten Fällen der Neigungswinkel zum Einfallsstrahl konstant.

Ist nun e die Abmessung der langen Achse der Strahlellipse projiziert auf die Gitterebene, so gilt

$$e = h / \cos(\alpha) \quad (8)$$

wobei α der Einfallswinkel auf das Gitter ist. Dieser ergibt sich aus Gl. 4, wenn für den totalen Winkel Ψ die Beobachtungswellenlänge festgelegt ist. Setzen wir dies in Gl. 7 ein, erhalten wir

$$f_{koll} = e \cos(\alpha) \cdot F_{tel} \quad (9)$$

Weiterhin setzen wir nun Gl. 4 für den Einfallswinkel ein

$$f_{koll} = e \cdot F_{tel} \cos \left(\sin^{-1} \left(\frac{k}{2 \cos(\Psi/2)} \right) + \frac{\Psi}{2} \right) \quad (10)$$

Wichtig ist anzumerken, dass e nunmehr die Breite des zur Verfügung stehenden Gitters ist und daher h jetzt den Mindestdurchmesser des Kollimators bestimmt. Der Kosinus-Term wird zu

$$\Lambda_{\pm} = \cos \left(\sin^{-1} \left(\frac{k}{2 \cos(\Psi/2)} \right) \pm \frac{\Psi}{2} \right) \quad (11)$$

umdefiniert. Setzt man nun Gln. 6, 7 und 9 in Gl. 3 ein, streicht die Wellenlänge, setzt den Anamorphosefaktor ein und substituiert β analog wie im Schritt von Gl. 9 zu Gl. 10, erhält man

$$d\lambda = g \cdot \tan(\sigma) \cdot \frac{D_{tel}}{e \cdot n} \cdot \frac{\Lambda_-}{\Lambda_+} \quad (12)$$

für die Auflösung des Spektralgerätes. Hieran sieht man, dass eine große Teleskopapertur D_{tel} mit einer großen Gitterapertur e kompensiert werden muss: An ein großes Teleskop gehört ein großer Spektrograph. Des Weiteren gibt diese Gleichung die minimale Auflösung (maximales $d\lambda$) an, solange für das Seeing σ realistische Werte angesetzt werden. Dies ist also die mindestens zu erreichende Auflösung einer gegebenen Teleskop-Spektrograph-Kombination. Ist die Auflösung merklich schlechter, so liegt dies an der Justage und/oder der optischen Qualität.

Nach geometrischen Überlegungen trifft man eine Entscheidung für den totalen Winkel Ψ am Beugungsgitter und kann hieraus den Einfallswinkel für die zu beobachtende Wellenlänge berechnen, Gl. 4. Mit den oben gerechneten Größen und der nun bestimmten Wellenlänge berechnet man die Auflösung nach Gl. 3. Liegt eine zu erreichende Auflösung vor, vergleicht man diese mit der berechneten und führt Korrekturen in den bisher bestimmten Größen durch. Ist man in dem eher seltenen Falle von zu hoher Auflösung, so kann man entscheiden ob die Spaltbreite grösser, die Kollimatorbrennweite kleiner oder die Liniendichte des Gitters geringer gesetzt wird. Hat man zur Berechnung ein holographisches Gitter mit 2400 l/mm angesetzt, so ist es sicherlich einen Versuch wert auf ein geritztes Gitter mit höherer Effizienz, jedoch geringerer Liniendichte zu gehen. Im Falle, dass bereits ein geritztes Gitter gewählt wurde, bleibt die Kollimatorbrennweite und die Spaltbreite. Die Spaltbreite kann grösser gesetzt

werden, um zugleich den Durchsatz zu erhöhen. Es ist hier jedoch ein Stabilitätsaspekt zu nennen: Die Intensitätsverteilung des Seeing-scheibchens tritt durch den Spalt und besitzt ein Maximum, welches durch Teleskoptracking über den Spalt räumlich variiert. Diese Variation wird sichtbar durch eine räumliche Instabilität der Spektrallinien im Spektrum und begrenzt daher die Stabilität in der Bestimmung relativer Wellenlängenverschiebungen (RV-Messungen). Diese Verschiebungen werden in der Regel gemittelt, solange die Spaltbreite in der Nähe der FWHM des Seeing-scheibchens liegt.

2.3 Objektivbrennweite und Dispersion

Die Objektivbrennweite f_{obj} ist nun die einzige verbleibende anpassbare Größe, wenn die Pixelgröße feststeht. Die Breite b' des Seeing-scheibchens in der Fokalebene des Spektrographen ist

$$b' = \frac{f_{obj}}{f_{koll}} \cdot \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \quad (13)$$

wobei der Quotient der Kosinus-Terme auch zu a definiert und Anamorphose am Beugungsgitter genannt wird. Nun ist zu entscheiden, auf wie viele Pixel n_{pix} der CCD dieses abgebildet werden soll. Allgemein gilt also

$$n_{pix} = d\lambda / D \quad (14)$$

wobei D die Dispersion in m/pixel angegeben ist. Sei p die Größe eines Pixels in Dispersionsrichtung, so ist $n_{pix} = b'/p$ und deshalb

$$D = d\lambda \cdot p / b'. \quad (15)$$

Wird also in Gl. 14 die Gln. 2 und 11 eingesetzt, erhält man

$$f_{obj} = \frac{p \cdot B \cdot n_{pix}}{\tan \sigma} \cdot \Lambda_+ \cdot \frac{e}{D_{tel}} \quad (16)$$

für die Objektivbrennweite f_{obj} und B der Binningfaktor ist. Anzumerken ist, dass bei Großteleskopen $e/D_{tel} \ll 1$ gilt und daher die Brennweite des Objektivs stark reduziert wird bzw. ein hohes Sampling erreichbar wird.

4. Fasergekoppelte Spektrographen

4.1 Einfluss der Faserkopplung

Eine Faser erhält am Ausgang auf Grund der sogenannten Öffnungsverhältnisdegradierung (Focal-Ratio-Degradation, FRD) nicht die F-Zahl am Eingang, welches dem des Teleskopes

entspricht. Füllen wir die Faser am Eingang mit ihrer numerischen Apertur, so erwarten wir, dass das Licht am Ausgang mit selbiger austritt. Es gilt also für den minimalen Reduktionsfaktor des Öffnungsverhältnisses am Teleskop

$$\frac{r_{min}^{Faser}}{r_{tel}} = r_{min}^{tel} \text{ und } d_{min} = \tan(\sigma) \cdot f_{tel} \cdot r_{min}^{tel}$$

für die Größe des Seeingscheibchens nach Reduktion. Die mögliche Brennweite des Kollimators im Spektrographen wird dann um selbigen Faktor reduziert. Anzumerken ist, dass Fasern bei voller Ausleuchtung nicht mehr gekrümmt werden dürfen, da sonst Licht in den Mantel propagiert. Die FRD wird jedoch kleiner für schnellere Eingangsverhältnisse. Bei einem Eingang von $F/4$ kann man mit einem Degradationsfaktor von $FRD \sim 1,1$ rechnen. Es gilt also nun im Teleskopfokus

$$d = \tan(\sigma) \cdot f_{tel} \cdot \frac{F_{ein}}{F_{tel}}$$

Am Ausgang der Faser gilt dann

$$F_{aus} = \frac{F_{ein}}{FRD}$$

weswegen sich die Brennweite des Kollimators ebenfalls um $1/FRD$ reduziert. Letztlich ist die Focal-Ratio-Degradation als eine Minderung der spektralen Auflösung zu verstehen, was in diesem Beispiel ca. 10 % ausmacht. Damit wird Gl. (9) zu

$$d\lambda = g \cdot \tan(\sigma) \cdot \frac{D_{tel}}{e \cdot n} \cdot \frac{\Lambda_-}{\Lambda_+} \cdot FRD \quad (17)$$

und analog Gl. (13)

$$f_{obj} = \frac{p \cdot B \cdot n_{pix}}{\tan(\sigma)} \cdot \Lambda_+ \cdot \frac{e}{D_{tel}} \cdot \frac{1}{FRD} \quad (18)$$

für die Objektivbrennweite.

4.2. Einfluss des Image-Slicers

Hier ist zunächst zu untersuchen, ob der eingesetzte Image-Slicer das Öffnungsverhältnis beeinflusst. Ist dies nicht der Fall, so ist lediglich für die Spaltbreite b zugunsten des Slice-faktors S (Anzahl der durch den Slicer generierten Aperturen mit äquivalenten Breiten) zu substituieren:

$$b' = b/S$$

Andernfalls muss noch auf die durch den Slicer hervorgerufene Degradation des Öffnungsver-

hältnisses korrigiert werden. Unter Berücksichtigung des Slice-faktors ergibt sich für die Auflösung:

$$d\lambda = g \cdot \tan(\sigma) \cdot \frac{D_{tel}}{e \cdot n} \cdot \frac{\Lambda_-}{\Lambda_+} \cdot \frac{FRD}{S} \quad (19)$$

und für die Objektivbrennweite:

$$f_{obj} = \frac{p \cdot B \cdot n_{pix}}{\tan(\sigma)} \cdot \Lambda_+ \cdot \frac{e}{D_{tel}} \cdot \frac{S}{FRD} \quad (20)$$

5. Effizienzbetrachtung

5.1. Allgemeines

Bisher stützten sich die Berechnungen hauptsächlich auf geometrische Überlegungen. Insbesondere in der astrophysikalischen Instrumentierung ist zusätzlich mit maximaler Effizienz zu designen, da die Lichtmenge meist beschränkt ist. Die prinzipiellen Punkte sind hierbei:

- Eingangsapertur
- Teleskop-Spektrograph Interface (TSI)
- Anzahl optischer Komponenten
- Art der optischen Komponenten (refraktiv, reflektiv, Beschichtungen, Verklebungen)
- Detektorsystem
- Beobachtungsobjekt
- Beobachtungsstandort

Einige dieser Punkte sind abhängig voneinander, wie beispielsweise die Eingangsapertur mit dem Beobachtungsstandort. Das Seeing variiert stark von Beobachtungsort zu Beobachtungsort und ist ebenso zeitlichen Veränderungen (Wetterlage) unterworfen. Während das Objektlicht in „herkömmlichen“ Gebieten hohe Luftmassen mit meist großem Wasseranteil durchdringen muss und das Seeing daher entsprechend hoch ist (2" bis 5"), ist in höheren Lagen (2 bis 3 km) bereits eine wesentliche Verbesserung dieser Bedingungen festzustellen (Seeing um 1" und weniger).

Die Anzahl der optischen Komponenten möglichst gering zu halten ist intuitiv richtig. Allerdings ist eine gewisse Mindestzahl notwendig, die sich erhöht, je höher die Ansprüche an die Abbildungsqualität sind. Dies ist insbesondere beim abbildenden System der Fall, wenn auf Grund der geringen Brennweite f_{obj} eine schnelle Öffnung erforderlich wird.

5.2. Einfluss der Faserkopplung

Die Eingangsapertur richtet sich nach den Beobachtungsbedingungen und dem Objekt. Bei

stellaren Objekten orientiert man sich am Seeing am Beobachtungsort. Es unterliegt zeitlichen Variationen, weswegen der zeitliche Mittel $\langle \sigma \rangle$ zu nutzen ist. Bei Langspaltspektrographen und einer gaußförmigen Intensitätsverteilung des Seeingscheibchens ergibt sich ein Durchsatz am Spalt für eine Spaltbreite $b = \langle \sigma \rangle$ von ca. 75 %. Verwendet man eine Faser mit Kerndurchmesser $d = b$ als Eingangsapertur, so erhält man einen Durchsatz (rein geometrisch und ohne Verluste durch die Faser selbst) von nur noch 50 %. Hier muss also der Faserdurchmesser größer gewählt werden und liegt daher typischerweise im Intervall $[3b/2, 5b/2]$, wobei man bereits bei $d = 2b$ einen geometrischen Durchsatz von ca. 93 % erreicht. Neben der FRD muss also bei Verwendung einer Faserkopplung auch dieser Umstand berücksichtigt werden. Mit $d = b \cdot \varphi$ ergibt sich

$$d\lambda = g \cdot \tan(\sigma) \cdot \frac{D_{tel}}{e \cdot n} \cdot \frac{\Lambda_-}{\Lambda_+} \cdot \frac{FRD}{S} \cdot \varphi \quad (21)$$

und

$$f_{obj} = \frac{p \cdot B \cdot n_{pix}}{\tan(\sigma)} \cdot \Lambda_+ \cdot \frac{e}{D_{tel}} \cdot \frac{S}{FRD} \cdot \frac{1}{\varphi} \quad (22)$$

Um nun bei Verwendung einer Faser gleiche Ergebnisse wie mit einem direktgekoppelten Spaltspektrographen zu erzielen, muss ein Image-Slicer verwendet werden, welcher $S = \text{int}(FRD \cdot \varphi)$ erfüllt. Typischerweise ist $S = 2$ oder 3. Dies alles gilt jedoch nur dann, wenn auch wirklich eine Faser mit $d = b \cdot \varphi$ verfügbar ist und daher an das jeweilige Instrumentarium und den Beobachtungsort exakt angepasst werden muss.

5.3. Blazewinkel des Gitters

Beugungsgitter werden mit asymmetrischen Ritzprofilen versehen, sodass bei einer festen Wellenlänge maximale Intensität in eine Ordnung gebeugt wird. Solche Gitter nennt man Blazegitter (Blaze, Glanz) und werden dort eingesetzt, wenn hohe Effizienz über einen großen

Wellenlängenbereich erforderlich ist. Gitter, welche für das Infrarot in ersten Ordnung „geblazed“ sind, können auch in höherer Ordnung für niedrigere Wellenlängen verwendet werden. Solche Gitter müssen nahe ihres Blazewinkels Θ betrieben werden, damit sie maximal effizient arbeiten können. Es gilt dann $\alpha = \beta = \Theta$, wobei eine solche spezielle Anordnung Littrow-Konfiguration genannt wird und in der Praxis nur unter bestimmten Kompromissen zu erreichen ist. Für diesen Fall vereinfachen sich einige Gleichungen, z.B. Gl. 10:

$$d\lambda = g \cdot \tan(\sigma) \cdot \frac{D_{tel}}{e} \cdot n \quad (23)$$

und der Ausdruck Gl. 10 wird zu

$$\Lambda_{\pm} = \sqrt{1 - k^2/4}$$

Entfernt man sich von dieser Anordnungen, so sinkt der Effizienzpeak und verschiebt sich hin zu kleineren Wellenlängen.

6. Schlusswort

Die hier vorgestellten Betrachtungen sind zur Bestimmung der wichtigen Design-Parameter eines Spektrographen ganz allgemein notwendig. Für das optische Layout im Detail müssen letztlich noch weitere wichtige Entscheidungen getroffen werden. Diese beziehen sich zum einen auf das TSI und bei fasergebundenen Systemen auf die Anpassung von Faserausgang an Kollimator- und/oder Image Slicer Einheit. Ebenso wichtig ist die Entscheidung über die Kalibrationsprozeduren (Flatfield, Wellenlängenkalibration, Drift), welche weiter im Layout berücksichtigt werden müssen (Jod-Zelle, Fabry-Pérot, ...). Sehr wichtig und auch kritisch für die optische Qualität des Systems ist die Auswahl der optischen Komponenten.

Referenzen

- [1] Erwin G. Loewen und Evgeny Popov, Diffraction Gratings and Applications, Marcel Dekker Inc (Mai 1997)

Zum Isotopenverhältnis von Rubidium auf der Sonne

Dieter Goretzki

Akazienstraße 16, 63505 Langenselbold, Germany; E-Mail: d.goretzki@t-online.de

Zusammenfassung

Das Element Rubidium besteht aus zwei stabilen Isotopen (^{85}Rb und ^{87}Rb). Einige Absorptionslinien zeigen eine typische Hyperfeinstrukturaufspaltung, aus der das Isotopenverhältnis abgeschätzt werden kann. Im Folgenden wird versucht, anhand der Rb I – Linie bei 7800 Å das Isotopenverhältnis für Rubidium auf der Sonne zu ermitteln und mit dem terrestrischen Verhältnis zu vergleichen.

Abstract

The element rubidium consists of two stable isotopes (^{85}Rb and ^{87}Rb). Some absorption lines show a typical hyperfine splitting. Using these characteristics it is possible to derive the isotopic ratio from the profile of absorption lines in the sun. Below an attempt is made on the basis of the Rb I - line at 7800 Å to determine the isotopic ratio of rubidium at the sun and compare with the terrestrial ratio.

Received: 2015-05-12, Revised: 2015-08-04, Accepted: 2015-08-06

1. Einführung

Schwerere Elemente als Eisen können nach heutigem Verständnis nur durch Neutroneneinfang aus leichteren Elementen gebildet werden [1]. Dazu werden u.a. der s-Prozess (s wie slow) mit Neutronenraten von ca. 10^{11} Neutronen/s/cm² und der r-Prozess (r wie rapid) mit Neutronenraten von bis zu 10^{20} Neutronen/s/cm² diskutiert. Beide Prozesse sind noch heute Teil der aktuellen Forschung, wie beispielsweise in Ref. [2] ersichtlich ist. Danach findet der s-Prozess in entwickelten Sternen (sog. AGB-Sterne) über mehrere hundert Jahre statt. Als Neutronenquelle fungieren dabei die beiden Reaktionen $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$. Dagegen verläuft der r-Prozess meist auf sehr kurzen Zeitskalen (wenige Sekunden) und wird mit Supernovae-Explosionen über die Reaktion $^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow 13\ ^4\text{He} + 4\ n$ (oder auch Neutronensternen) in Verbindung gebracht. Problematisch bei den SN-Explosionen ist die Tatsache, dass die für Eisen beschriebene Photodesintegration auch für andere schwerere Kerne möglich ist und vermutlich so auch stattfindet. Während der s-Prozess auf der Erde experimentell zumindest in Teilen nachvollzogen werden kann, ist dies für den r-Prozess (noch) nicht möglich. Allerdings können nicht alle auf der Erde vorhandene Elemente nur durch diese beiden Prozesse erklärt werden. Für Rubidium ist dies hier aber nicht relevant.

Den Beginn der Nukleosynthese von Rubidium markiert die Synthese von Krypton durch den s-Prozess [3]. Durch eine sukzessive Aufnahme

von Neutronen wird aus ^{82}Kr zunächst das instabile Isotop ^{85}Kr gebildet. Dieses Nuklid zerfällt mit einer Halbwertszeit von ca. 11 Jahren in das stabile ^{85}Rb . Eine weitere Aufnahme eines Neutrons im ^{85}Kr vor dem Zerfall würde das stabile ^{86}Kr bilden. Dieser Weg ist im s-Prozess zwar möglich aber weniger wahrscheinlich, da im s-Prozess ein Neutroneneinfang nur etwa alle 100 Jahre stattfindet. In dieser Zeit ist das zuerst gebildete ^{85}Kr schon zu ^{85}Rb zerfallen.

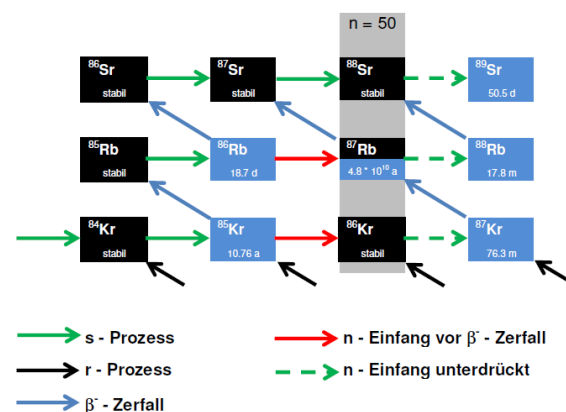


Abb. 1: Mögliche Szenarien zur stellaren Synthese von Rubidium.

Eine weitere Möglichkeit zur Bildung von ^{85}Rb ist durch den r-Prozess ebenfalls über ^{85}Kr gegeben. Dabei werden in schneller Folge (< 1 s) gleich mehrere Neutronen von einem oder mehreren Saatkernen aufgenommen und bilden „exotische“ Nuklide weit entfernt vom Stabilitätstal. Diese Aufnahme von Neutronen erfolgt bis zur sog. Neutronenabbruchkante, ab der

keine weiteren Neutronen mehr in den Kern eingebaut werden können. Die in kurzer Zeit gebildeten instabilen Isotope zerfallen anschließend durch die Umwandlung eines Neutrons in ein Proton und ein Elektron (β -Zerfall) bis ein stabiles Isotope (z.B. ^{85}Rb) gebildet wurde.

Das „fast“ stabile Isotop ^{87}Rb kann nach heutiger Vorstellung ebenfalls durch den r- und s-Prozess gebildet werden - sei es durch einen n-Einfang von ^{86}Rb vor dem β -Zerfall oder durch einen β -Zerfall von ^{87}Kr (z.B. gebildet aus dem r-Prozess). Ein weiterer Neutroneneinfang von ^{87}Rb ist aber stark unterdrückt, da das Isotop eine sog. magische Neutronenzahl von 50 erreicht hat und dadurch der Neutroneneinfangquerschnitt stark verringert ist. Es kann so zu einer Anreicherung kommen. Danach sollte eigentlich ^{87}Rb häufiger vorkommen als ^{85}Rb . Auf der Erde und im Sonnensystem ist es aber genau anders herum (72 % ^{85}Rb und 28% ^{87}Rb). Eine mögliche Erklärung ist, dass die Halbwertszeit von ^{87}Rb unter stellaren Bedingungen (bei $T > 4 \times 10^8 \text{ K}$) deutlich (um mehr als 5 Größenordnungen) geringer ist als auf der Erde [4]. Da die beiden Prozesse in verschiedenen Sternen und zu verschiedenen Entwicklungszeiten der Sterne stattfinden, ist das Isotopenverhältnis von $^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$ in unserem Sonnensystem ein reines Zufallsprodukt.

In allen Sternen außer der Sonne ist das Isotopenverhältnis von Rubidium praktisch nicht beobachtbar (Verbreiterung der Linien durch Turbulenz und Rotation sowie Blends). Spektroskopische Untersuchungen des interstellaren Mediums mit B-Sternen als Hintergrundbeleuchtung (hier fallen die o.g. Probleme weg) zeigen, dass das terrestrische Isotopenverhältnis in der Sonnenumgebung „so in etwa“ gefunden wird. Allerdings werden auch erhebliche Abweichungen beobachtet (z.B. HD 147889) [5].

Im Folgenden wird versucht, aus selbst gewonnenen Sonnenspektren das Isotopenverhältnis von Rubidium auf der Sonne abzuleiten.

2. Rubidium-Linien auf der Sonne

Das Element Rubidium zeigt sich auf der Sonne nur durch die beiden Resonanzlinien bei 7800 Å und 7947 Å, die durch Übergänge zwischen den Niveaus $5s \ ^2S - 5p \ ^2P$ gebildet werden [6]. Die Linie bei 7947 Å ist sehr stark durch eine terrestrische Wasser-Linie gestört und wird deshalb hier nicht weiter untersucht. Die Linie bei 7800 Å wird etwas durch eine solare Si-Linie überlagert. Die Abb. 2 zeigt ein Übersichtsspektrum im untersuchten Spektralbereich.

Da die Si I-Linie aus einem hoch angeregten Niveau gebildet wird ($E_u = 6,2 \text{ eV}$) ist es möglich, durch eine Aufnahme eines Spektrums möglichst nahe am Sonnenrand diese Störung zu verringern, da man am Sonnenrand in höhere (und damit kühlere) Schichten der Photosphäre schaut. Durch die niedrigere Temperatur verringern sich die Bevölkerung dieses Niveaus und damit einhergehend die Stärke der Linie. Die Rubidium-Linie ist weniger temperaturempfindlich, da diese vom Grundniveau ($E_u = 0 \text{ eV}$) gebildet wird. Abb. 3 zeigt beispielhaft diesen Effekt (korrigiert um die Dopplerverschiebung).

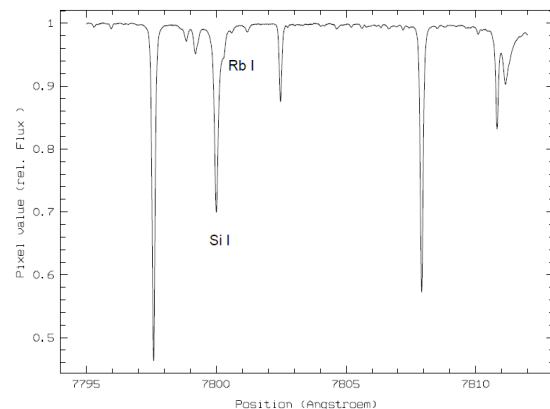


Abb. 2: Spektralbereich um die untersuchte Rubidium-Linie bei 7800 Å.

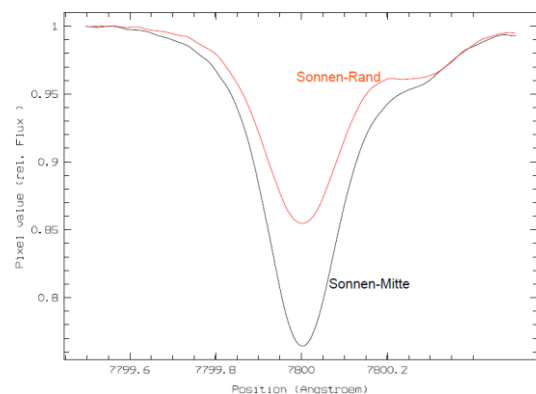


Abb. 3: Spektrum der Rb I – Linie auf der Sonnenmitte und am Sonnenrand.

Eine weitere Möglichkeit bestünde in der Aufnahme eines Spektrums in einem Sonnenfleck, wo ähnlich günstige Ionisationsverhältnisse bestehen wie am Sonnenrand (niedrigere Temperatur). Diese Möglichkeit konnte aber wegen der aufnahmetechnischen Gegebenheiten und in Ermangelung eines entsprechenden großen Sonnenflecks (noch) nicht realisiert werden.

3. Hyperfeinstruktur der Rubidium-Linie

Beide auf der Erde vorkommenden Rubidium-Isotope haben eine ungerade Zahl an Nukleonen. Deshalb zeigen beide Atomkerne einen von null verschiedenen Kernspin. Dies führt dazu, dass einzelne Linien ein charakteristisches Aufspaltungsmuster (die sog. Hyperfeinstruktur) zeigen. Besonders stark betroffen davon sind Linien, die von einem s-Niveau ausgehen, da dieses Elektron eine nicht verschwindende Aufenthaltswahrscheinlichkeit nahe am Kern hat, damit nicht mehr das volle, ungestörte Coulomb-Feld spürt und der Spin des Elektrons mit dem des Kerns koppelt.

Die Linie bei 7800 Å, die von einem 5s-Niveau gebildet wird, spaltet für jedes Isotop in sechs Komponenten auf. Die Größe der Aufspaltung beträgt maximal etwa 150 mÅ. Die zur Berechnung der Aufspaltung erforderlichen Daten wurden verschiedenen Quellen entnommen [7-9]. Die Berechnung selbst erfolgte nach dem in [10] beschriebenen Verfahren mit Hilfe eines EXCEL-Sheets. Dabei wird jede Linienkomponente durch ein Gaußprofil approximiert und anschließend alle Profile überlagert. Dieses überlagerte Profil wird hinsichtlich der Rest-Intensität an die beobachtete Linie auf der Sonne angepasst. Da das überlagerte Profil keine reine Gaußfunktion ist (vgl. Abb. 4), kann aus der Ausformung dieses Profils auf die Isotopenzusammensetzung geschlossen werden. Zu beachten dabei ist aber, dass die Linien auf der Sonne zusätzlich durch Turbulenzen und Stöße zwischen den Atomen verbreitert werden.

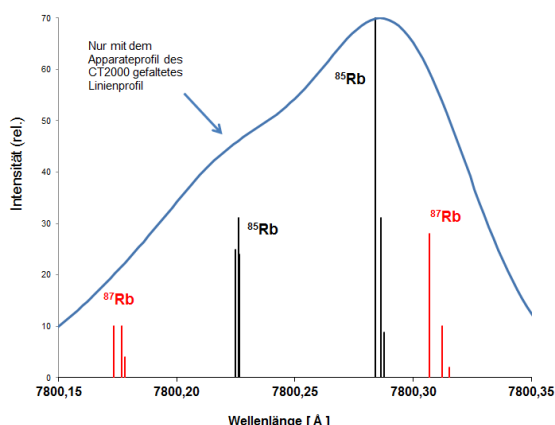


Abb. 4: Hyperfeinstruktur der untersuchten Rb I – Linie mit terrestrischer Isotopenzusammensetzung.

4. Aufnahme und Reduktion der Spektren

Die Aufnahme der Spektren erfolgte nach dem in [10] beschriebenen Verfahren durch eine Objektiv-Projektion der Sonne mit Abtastung durch einen Lichtwellenleiter (LWL). Um die Spektren

vom Sonnenrand zu erhalten wurde der LWL möglichst dicht am Rand positioniert. Der mechanische Aufbau lässt es allerdings nicht zu, die exakte Position am Sonnenrand zu bestimmen. Aus rein geometrischen Überlegungen (Durchmesser der projizierten Sonne, Durchmesser des LWL) folgt, dass die Aufnahmen etwa bei $\mu = 0,2$ erfolgten. Für die weiteren Untersuchungen ist die Kenntnis der genauen Position am Sonnenrand aber auch nicht erforderlich.

Die spektroskopische Zerlegung des Lichts erfolgte mit dem bekannten Spektrografen CT2000 [11]. Dieser wurde allerdings mit einem Blaze-Gitter (300 Linien/mm) ausgerüstet und im untersuchten Spektralbereich in der 5. Ordnung betrieben ($R \sim 80.000$). Dazu war es erforderlich, einen Vorzerleger vor dem Spalt einzusetzen, um Störungen durch Wellenlängen aus anderen Ordnungen zu eliminieren. Dieser Vorzerleger wurde aus zwei Interferenz-Filtern hoher Güte (OD4) realisiert, bestehend aus einem Langpass-Filter mit der Kantenlage bei 7350 Å und einem Kurzpass-Filter mit der Kantenlage bei 8700 Å. Zur Verringerung der Interferenzstreifen im Spektrum (sog. „fringes“) wurden die Filter um ca. 30° gekippt. Die damit einhergehende geringfügige Verschiebung der Kantenlagen hatte keinen Einfluss auf die Untersuchungen, da der ausgewertete Spektralbereich etwa in der Mitte des aus den Filtern gebildeten Bandpasses lag.

Die Reduktion der Spektren erfolgte unter Berücksichtigung von Flat und Dark mit der frei verfügbaren Software ESO-MIDAS, indem von jedem Spektrum zunächst der Dark-Anteil abgezogen und das Ergebnis durch das normalisierte Flat dividiert wurde. Anschließend wurden alle Spektren gemittelt (vgl. Abb. 5).



Abb. 5: Gemitteltes und mit Dark und Flat korrigiertes 2D - Spektrum.

Insgesamt wurde eine Serie von 5 Spektren aufgenommen. Die Belichtungszeit der Spektren betrug jeweils 60 s. Durch eine Veränderung an der Flat-Beleuchtung mit einer Halogenlampe wurde erreicht, dass auch im Flat die Interferenzstreifen sichtbar wurden und so mit der Auswertesoftware in den Spektren korrigiert werden konnten. Die Flatbeleuchtung wurde mit

Hilfe einer langbrennweitigen Optik so verändert, dass das Licht der Halogenlampe auch mit etwa 1:10 (wie das Sonnenlicht) in den LWL eingekoppelt wurde. Allerdings stieg dadurch die Belichtungszeit für ein Flat von vormals 6 s auf 240 s an.

5. Extraktion der Rb I - Linie, Isotopenverhältnis

Aus dem normierten und in der Wellenlänge kalibrierten Spektrum wurde der interessierende spektrale Bereich von $\lambda\lambda$ 7799,5–7800,5 Å um die Si I – Linie ausgeschnitten und die Wellenlängenskala auf eine konstante Schrittweite von 0,005 Å interpoliert (0,0059 Å im Original). An dieses Linienprofil wurde nun mit Hilfe von GNUPLOT eine Voigtfunktion gefittet. Da in GNUPLOT diese Funktion nicht enthalten ist, wurde diese vom Verfasser händisch implementiert.

Dass Intervall für den Fit wurde auf den ungestörten Bereich des Profils der Si I – Linie eingeschränkt ($\lambda\lambda$ 7799,5–7800,1 Å) und der Rest des Voigt-Profiles extrapoliert. Die Abb. 6 zeigt das Ergebnis der Rechnung.

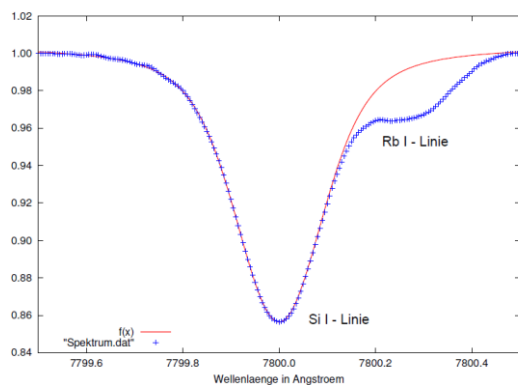


Abb. 6: Angefittete Voigt-Funktion (rot, $f(x)$) an das Spektrum (blaue Kreuze).

Im Prinzip kann das Profil der Rb I – Linie nun durch eine Subtraktion der Voigt-Funktion von dem aufgenommenen Spektrum gewonnen werden. Deshalb war es auch erforderlich, die Wellenlängenskala auf eine konstante Schrittweite zu interpolieren, da die Subtraktion punktweise erfolgt.

Eine bessere Methode ist aber die Anwendung der Software SpectroTools von Peter Schlatter [12]. Dieses Programm wurde eigentlich entwickelt, um Spektren zu „Trocknen“. Dabei können die atmosphärischen Wasser-Linien aus Spektren entfernt werden, in dem zunächst mit einem weiteren Programm (LBLRTM) ein Atmosphärenmodell der Wasserlinien berechnet und

damit das aufgenommene Spektrum korrigiert wird. In SpectroTools können drei Parameter händisch variiert werden: Intensität, FWHM und eine Verschiebung der Wellenlänge. Gerade die Möglichkeit der Wellenlängenverschiebung ist erforderlich, um die Dopplerverschiebung durch die Aufnahme am Sonnenrand auszugleichen.

Da man hier nun gleich drei Parameter anpassen kann, wurde dieses Programm dazu verwendet, die Si I – Linie aus dem Spektrum zu entfernen und so das Profil der verbliebenen Rb I – Linie zu extrahieren. Dazu wurde das oben beschriebene Voigt-Profil als Modell-Spektrum verwendet. Da SpectroTools die FWHM von Modell-Spektren nur vergrößern aber nicht verkleinern kann, wurde in der angepassten Voigt-Funktion der Gauß-Anteil verringert. Dieses modifizierte Modell-Spektrum wurde in ein mit LBLRTM neu berechneten Atmosphären – Modell, das auf eine Schrittweite von 0,005 Å interpoliert wurde, integriert. Dies war möglich, da in dem interessierenden Spektralbereich keine Wasser-Linien vorhanden sind. Die Abb. 7 zeigt diese Extraktion.

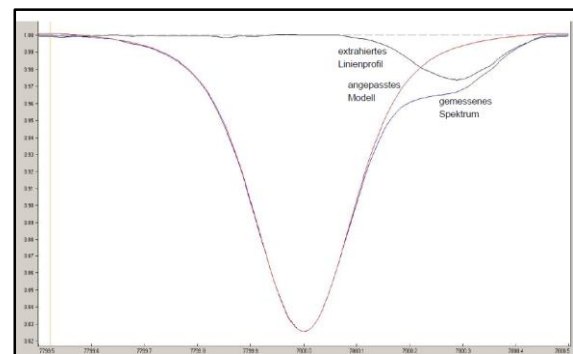


Abb. 7: Extraktion der Rb I – Linie mit SpectroTools.

Zur Bestimmung des Isotopenverhältnisses wurde das extrahierte Profil als ASCII-Datei aus SpectroTools exportiert und mit EXCEL weiterverarbeitet, indem das gemessene Profil mit einem berechneten Profil mit terrestrischem Verhältnis der Rubidium-Isotope verglichen wurde.

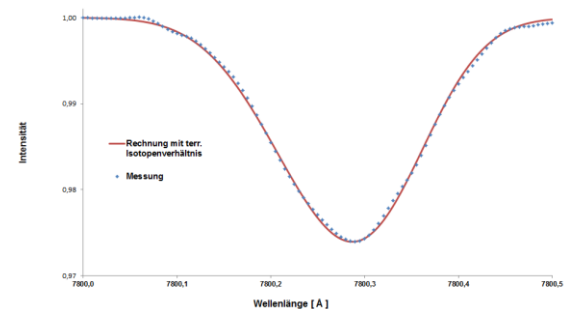


Abb. 8: Profil der extrahierten Rubidium-Linie im Vergleich zur Rechnung.

Wie der Vergleich zeigt, ist auch auf der Sonne das Isotopenverhältnis von Rubidium mit dem auf der Erde vergleichbar (72% ^{85}Rb und 28% ^{87}Rb). Dies entspricht auch den Ergebnissen von Hauge [13].

6. Fehlerbetrachtung

Das angewandte Auswerteverfahren reagiert sehr empfindlich auf eine genaue Normierung des Spektrums, da die berechnete Voigt-Funktion und SpectroTools das Kontinuum exakt bei 1,0 erwartet. Diese Normierung ist deshalb mit besonderer Sorgfalt durchzuführen.

Um den Fehler bei der Isotopenzusammensetzung abschätzen zu können, wurden auch Rechnungen mit einer leicht veränderten Zusammensetzung durchgeführt. Wie die Abb. 9 zeigt, liegt das Isotopenverhältnis sicher in den Grenzen von $^{85}\text{Rb} = 0,5 - 0,9$.

Eine mögliche Steigerung der Auflösung des Spektrografen würde vermutlich keine Verbesserung in der Analyse des Profils bringen, da die Störung durch die Si I – Linie bleibt und die Breite der Linien hauptsächlich durch die Turbulenz und weniger durch das Apparateprofil definiert wird. Auch professionelle Spektren (z.B. von Neckel und Labs, [14]) sind weniger geeignet, da diese Spektren auf der Sonnenmitte gewonnen wurden. Eine Anfrage beim Kiepenheuer Institut für Sonnenphysik (KIS) in Freiburg für ein solches hoch aufgelöstes Spektrum vom Sonnenrand wurde leider abschlägig beschieden, so dass diesbezüglich keine weiteren Untersuchungen durchgeführt werden konnten.

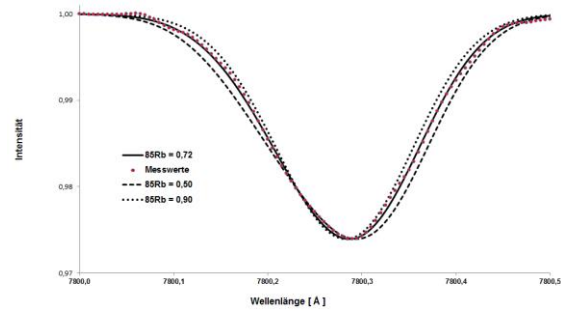


Abb. 9: Fehlerabschätzung des Isotopenverhältnisses.

7. Fazit

Mit Amateurmitteln wurde das Isotopenverhältnis $^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$ untersucht. Eine sehr gute Übereinstimmung mit Literaturdaten wurde erzielt.

Literatur und Internetquellen:

Alle Web-Seiten abgerufen im Mai 2015

- [1] E.M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 547
- [2] <http://exp-astro.physik.uni-frankfurt.de/index.php?lang=de&id=home>
- [3] E. Jagoutz, O.E. Jagoutz, and U. Ott, 40th Lunar and Planetary Science Conference (2009), Paper 1815, <http://www.lpi.usra.edu/meetings/lpsc2009/pdf/1815.pdf>
- [4] K. Takahashi, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 36 (1987) 375-406
- [5] Walker, K. M. et al., Astro. Jour. 706 (2009) 614 <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009ApJ...706..614W>
- [6] D.L. Lambert and E.A. Mallia, Mon. Not. R. Astr. Soc. 140 (1968) 13 <http://adsabs.harvard.edu/full/1968MNRAS.140...13L>
- [7] Javier M.G. Duarte and Sara L. Campbell, „Measurement of the Hyperfine Structure of Rubidium 85 and 87“, Study work, Massachusetts Institute of Technology, 2009
- [8] Ayan Banerjee et al., arXiv:physics/0209019
- [9] D.A. Steck, Los Alamos National Laboratory, 2001 <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.1.6.pdf>
- [10] D. Goretzki, Spektrum 40 (2011) 4 <http://spektroskopie.fg-vds.de/pdf/Spektrum40.pdf>
- [11] D. Goretzki, Spektrum 39 (2010) 4 <http://spektroskopie.fg-vds.de/pdf/Spektrum39.pdf>
- [12] P. Schlatter, Spektrum 43 (2012) 9 <http://spektroskopie.fg-vds.de/pdf/Spektrum43.pdf>
- [13] Ö. Hauge, Solar Physics, 26 (1972) 263 <http://adsabs.harvard.edu/abs/1972SoPh...26..263H>
- [14] H. Neckel and D. Labs, Solar Physics 90 (1984) 205 <http://adsabs.harvard.edu/abs/1984SoPh...90..205N>

Spectral Analysis of Comet Lovejoy C/2014 Q2

Alfonso L. Calvente Ortiz

Observatory "Father Lamaitre", Av. Felipe del Castillo 9, ES-38260 Tejina, Tenerife, Spain,
E-Mail: alfonso@espectrografia.es

Abstract

Using the spectrograph DADOS with 200 and 900 lines/mm gratings and a C11 we obtained the visual spectrum of Comet Lovejoy at its point of closest approach to Earth at the observatory of Tejina, Tenerife. The spectral analysis allowed us to cover a range between 3800 and 7500 Å. We have compared our results with the work on other comets allowing positive identification of the elements and molecules found. It also opened up the opportunity of comparatively analyzing the structure and composition of C/2014 Q2.

Zusammenfassung

Mittels eines DADOS Spektrografen mit 200 und 900 Linien/mm an einem C11 wurden Spektren im Visuellen von Komet Lovejoy während der größten Erdnähe an der Sternwarte in Tejina, Teneriffa, aufgenommen. Die Spektralanalyse umfasste den Bereich von 3800 bis 7500 Å. Die eigenen Resultate wurden mit Arbeiten an anderen Kometen verglichen. Dies erlaubte die Identifikation von Elementen und Molekülen und eröffnete gleichzeitig eine Vergleichsanalyse über die Struktur und Zusammensetzung von C/2014 Q2.

Received: 2015-02-21, Revised: 2015-04-04, Accepted: 2015-09-10

1. Introduction

The astronomical spectroscopy allows the chemical and structural study of comets. Comets are chunks of ice and dust residues originating from the initial disk of dust and gas from which our solar system was formed. Therefore, the study of comets is of great interest not only from the perspective of a deeper understanding of planetary formation processes, but also for the identification of molecular complexes that hold biological structures of life. Possibly, they arrived on our planet through cometary impacts.

Spectroscopic analysis provides us with information about the surrounding of the comet core, i.e. the coma following the comet nucleus. Approaching the sun, the core substances sublime (direct change from solid into gaseous state) due to the effects of a quick temperature rise produced by the solar radiation. This process produces numerous emission lines corresponding to different atoms, molecules and ions coming entirely from the cometary nucleus.

In the visible spectrum, which is the wavelength range of this work, we can observe the spectrum of the reflected sunlight as well as effects of direct atomic and molecular emission. This allows to study the envelope of dust and gas that accompanies the comet.

2. The spectrum taken with 200 lines/mm

The spectrum obtained at the observatory located in Tejina (Tenerife) was made from a single exposure shot of 300 sec at a C11-telescope through a spectrograph DADOS 200 lines/mm and an Atik 314L+ (binx2) (date 15/01/14, time 23:40 CET).

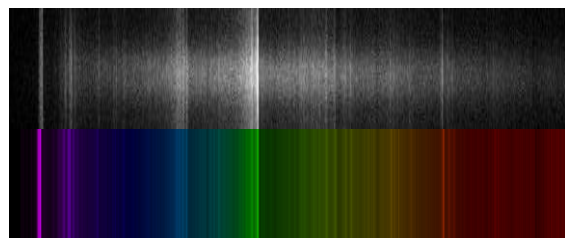


Fig. 1: The spectrum of C/2014 Q2 taken with DADOS 200 lines/mm at a C11 shows a range between 3785 and 7160 Å. Top: Raw spectrum; Bottom: Color synthesized spectrum.

The raw spectrum shows a high intensity continuum that corresponds to the core region of the comet. It loses strength towards the ultraviolet and infrared. The strong emission lines correspond to the CN (Cyanide) in the violet and C₂ (diatomic Carbon molecule) in green, somewhat attenuated the emission of NH₂ (Nitrogen dihydride - amine group) appears in the red. Fig. 2 shows the spectrum with the species leading to

the strong emissions. The intensity of the emission lines depends on the distance to the core. In the present case of fig. 1 this can be clearly

recognized in the raw image. Note, some emission can be observed even quite far from the nucleus, and in the part of the comet tail as well.

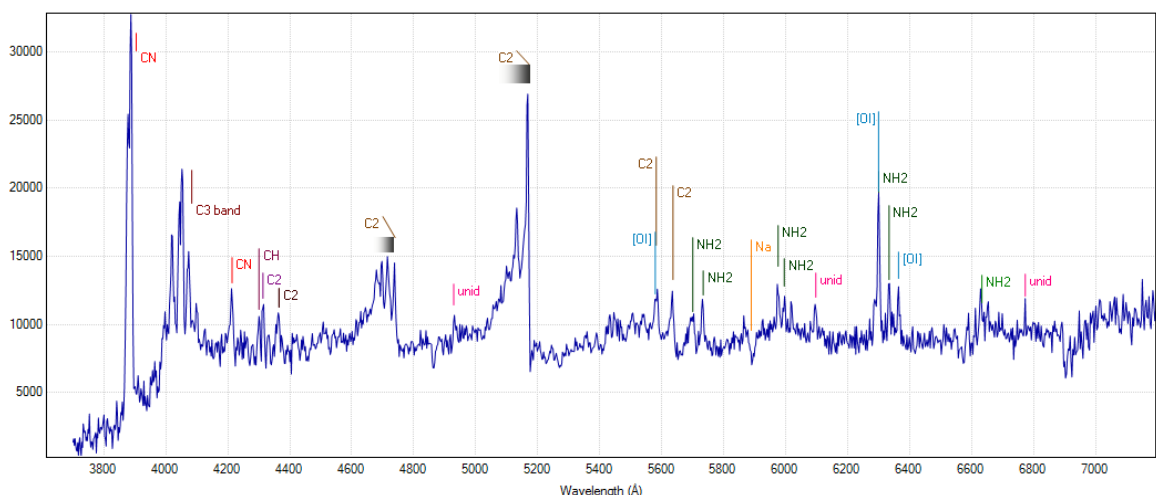


Fig. 2: The spectrum of C/2014 Q2 with identified lines (denoted by the specie names) taken with the grating of 200l/mm. "Unid": unidentified lines.

The distribution of the main lines and hence the abundance of the emitting material is typical of the spectra obtained in other comets. This is visible comparing the spectra of C/2014 Q2 with that of Ikea Zhang (C/2002 C1) reported in the literature [1], see fig. 3.

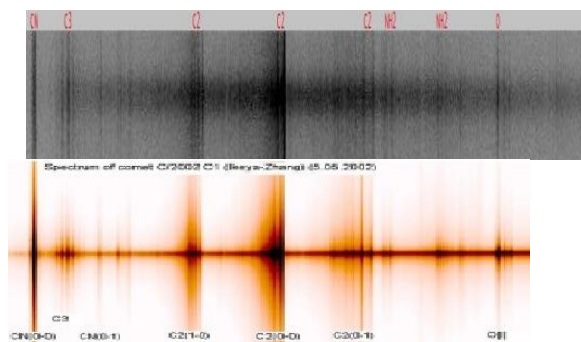


Fig. 3: Comparison of our spectrum of C/2014 Q2 (top) with C/2002 C1 (Ikeya-Zhang) from [1].

A comparison of our spectrum with the spectrum of other comets shows that both the composition and processes that are triggered during their approach to the sun must be similar.

Fig. 4 presents the spectrum of Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) obtained with a 1.5 m telescope ESO in 1997 [2]. Comparing it to our spectrum in fig. 2 it is worth to mention the surprising details achieved with our little C11.

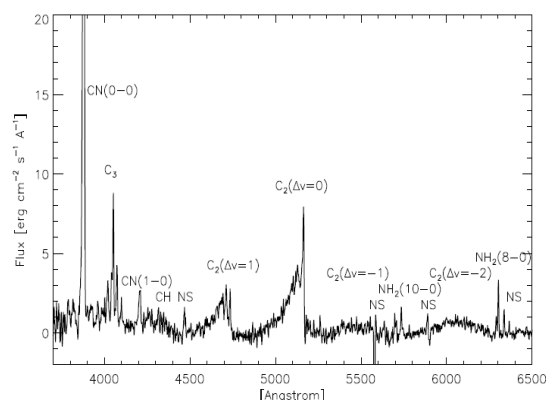
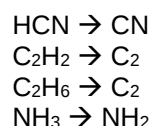


Fig. 4: Spectrum of Comet Hale-Bopp (ESO1997) [2].

The study of the molecules within the dust is limited by the accessible wavelength range, not by the resolution. Even with this limitation we can sense the abundance of molecules such as HCN, C₂H₂, C₂H₆ and NH₃ because the photo-dissociated radicals are identified according to the following order (note: the relation is not the full chemical reaction!):



The direct detection of the original molecules needs for radio wavelength, infrared or ultraviolet spectroscopy.

In our spectrum at 200 l/mm we have successfully identified a total of seven substances:

O I: This is atomic oxygen and is not linked to atmospheric oxygen O_2 identified that exhibits strong absorption lines at wavelengths of $\lambda = 6276\text{-}6287$; $6867\text{-}6884$; $7594\text{-}7621$ Å.

Emission lines are identified as so called forbidden transitions (only seen in some processed or molecular decomposition). In our case O I lines were identified:

$\lambda = 6300.304$ Å $\rightarrow$ $^1D\text{-}^3P$; in red

$\lambda = 6363.776$ Å $\rightarrow$ $^1D\text{-}^3P$; in red

$\lambda = 5577.339$ Å $\rightarrow$ $^1S\text{-}^1D$; in green

Oxygen responsible for emissions found has been formed by different processes by decomposition of nucleus molecules. The original molecules are mainly H_2O , CO and CO_2 . Other molecules such as $HCOOH$ and H_2CO are not considered as a source for O I. The degradation is not fast enough to produce transitions for the observed 1D level of O I.

Na: If considering a Na cometary emission line one has to take into account that the spectrum observed is a superposition of the solar light and the cometary emission. At 200 l/mm we detected only the sun absorption line. A cometary Na emission line was not detectable. The absorption is the strong doublet at $\lambda = 5889.95$ and 5895.92 Å from sun spectrum, but the low resolution of our spectrograph shows it as a single strong and broad absorption line.

C₂: Two major emission bands were found related to C₂: 4737 Å (length of the molecular band: ~ 20 nm) and 5165 Å (~ 30 nm). These emission bands can be found far from the nucleus in the tail of the comet which implies a high production rate of this specie there. The formation of C₂ mainly comes from C₂H which in turn comes from the decomposition of C₂H₂.

C₃: The instability of this molecule difficult the study in comets due to the lack of experimental laboratory data. The remarkable group between 3900 and 4140 Å is attributed to C₃ as well as that at 4700 Å and although the density of the lines make it very difficult to individualize. The process leading to C₃ is actually unknown. Chemically it is possible that its origin is due to the decomposition of C₃H₄ and C₃H₈ because these molecules have been detected in cometary spectra yet.

CN: Two CN emission bands were found: both intense and short - 3883 Å (l.m.b. ~ 4 nm l.m.b.) and 4215 Å (~ 4 nm). The element that potentially gives rise to CN is HCN which has been observed in the infrared. It is not clear up to

whether HCN it is the only main producer. A potential second producer is C₂N₂.

CH: CH has its emission peak at the 4314 Å. Its lifetime and hence the stability is very low. It ranges in between $\sim 30\text{...}300$ s until it is decomposed by photo-dissociation. Probably its origin is methane, CH₄, which decays first into CH₂ and finally to CH. There is an additional emission line at 3886 Å but cannot be isolated from CN due to the low resolution.

NH₂: The NH₂ comes from the decomposition of NH₃ (found in radio wavelength range). The main line are according to Biver [2]: 5150 , 5450 , 6000 , 6300 , 6650 , 6950 and 7350 Å. The heaviest lines have been identified in our spectrum.

3. Bobrovnikoff's line at 4133 Å

In 1925 N. T. Bobrovnikoff, Yerkes Observatory, took ultraviolet spectra of comet Temple-2 which achieved a visual magnitude of 9 mag [3]. There were seven shots with exposure times between 30 and 230 min. Bobrovnikoff identified the "Cyanogen" to be 3883 Å, Carbon Monoxide (CO) at 4355 , 4722 and 4919 Å, but two lines remained unidentified: 4133 and 4591 Å. The 4591 Å line was subsequently identified as the C₂ component emitting at this wavelength (4590.95 Å).

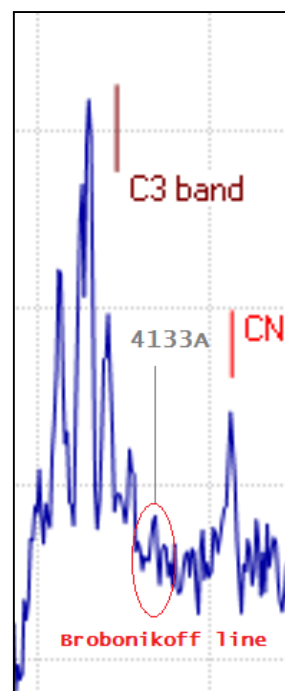


Fig. 5: Detail of Lovejoy's spectrum showing evidence for Bobrovnikoff's 4133 Å line.

However the 4133 Å line does not appear in the "Catalogue of High Resolution cometary emission lines" published by Brown et al. [4]. The

closest known lines cannot coincide since they are at 4100.3 Å (C₃) and 4182.21 Å (CN). This line was not observed in the spectrum of Hale-Bopp although it seems to be present in the spectrum of Ikeya-Zhang.

4. Spectrum taken with 900 lines/mm

The spectrum obtained with the spectrograph DADOS with the 900 lines/mm grating, the C11 tube and CCD Atik 314L + did not allow for a greater gain of knowledge since the CCD was used with the option binx2 limiting the maximum resolution R achievable (fig. 6).

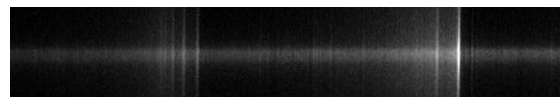


Fig. 6: Spectrum 900 l/mm in the area of 5900-6800 Å. The strong emission line of the right corresponds to O I.

Nevertheless, the most revealing fact besides the splitting of multiple lines and the identification of new series of C₂ emissions is the possible identification of Na emission. We can locate it just at the center of the solar absorption Na line (fig. 7 & 8). However, the strength of the emission of order of the surrounding spectrum (noise) structure does not allow for an unambiguous identification.

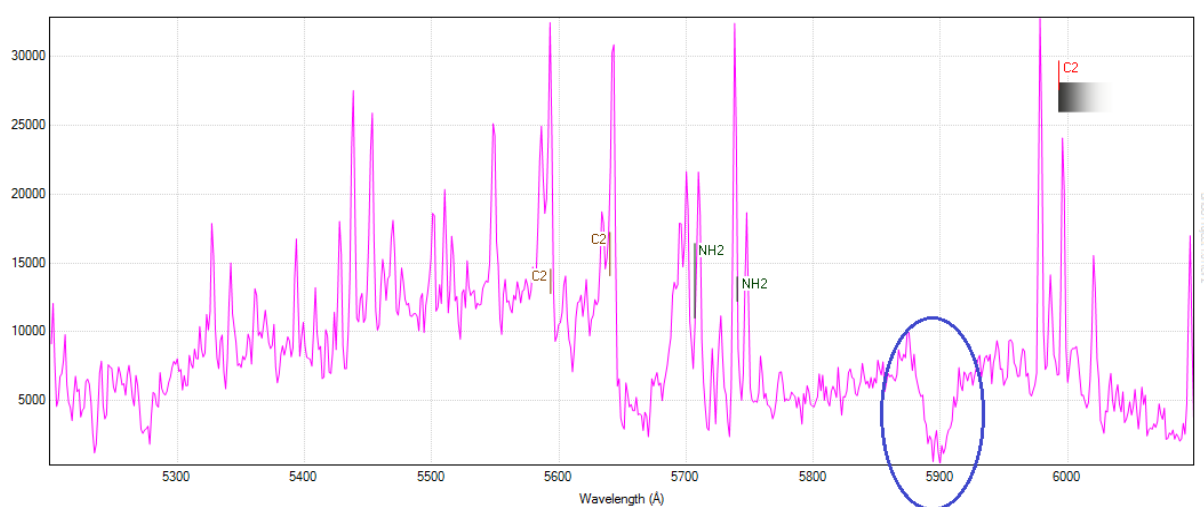


Fig. 7: Spectrum with 900 l/mm grating in the wavelength range 5200-6100 Å. Encircled in blue is the dip region with the Na cometary emission line.

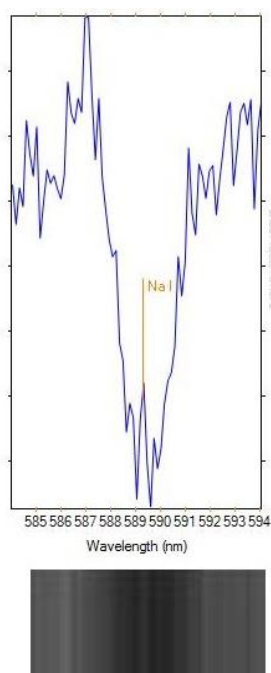


Fig. 8: Detail of the possible Na emission line.

In the spectrum of 900 l/mm the intensity of sodium emission line can be detected. The sodium emission feature of comets is caused by resonant scattering of the incoming solar light [5]. Recognition of cometary Na D-line at 5890/5896 Å dates back to visual observations of the comets C/1882 F1 and C/1882 R1 [6] and Comet C1910 A1 [7]. At a distance of 1 AU from the sun strong fluorescence in 5890/5869 Å produces a large radiation pressure acceleration. The Comet Hale-Bopp was an example of Na cometary emission (see example from literature ref. 5), fig. 9.

Fig. 10 finally compares the spectra taken with the gratings of 200 l/mm and 900 l/mm, respectively. The spectra were not flux corrected. The intensity thus not fit together. As noticed above the high resolution spectra draw resembles the features seen in low resolution.

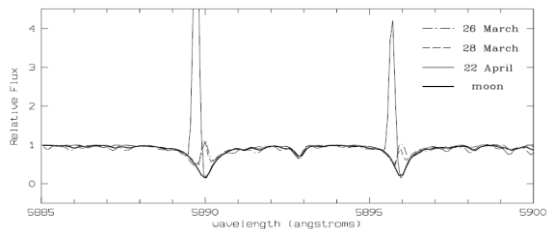


Fig. 9: Na found in spectra of C/1995 O1 Hale-Bopp (taken from ref. 5).

5. Comparison with Orion Nebula

Fig. 11 shows the spectrum of the Orion Nebula taken with the same resolution as the spectrum of Lovejoy. It is evident that the different objects correspond to completely different spectra showing different chemical species.

However, the spectrum of M42 and the spectrum of a comet show two different stages of a star's life cycle. The spectrum of M42 represents a H II region affected by radiation from nearby young stars that cause ionization of different nebular elements which allows the identification by spectral emission in the visual.

Contrary, the spectrum of the comet shows the remaining compounds after the end of the star formation process. The two different objects are the states before and after the star formation process that runs over a period varying depending on the star size on a scale ranging from 10 to 10^3 million years.

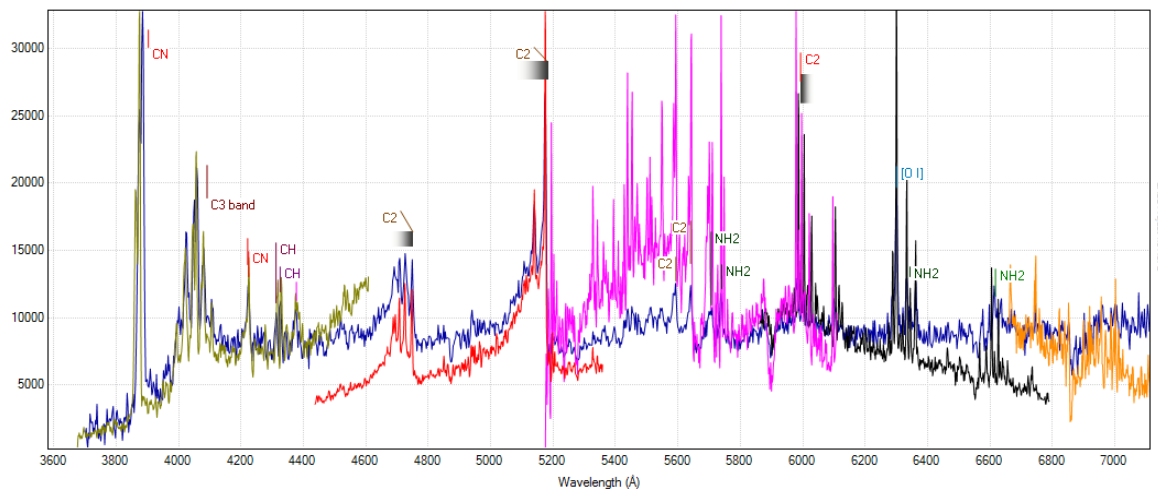


Fig. 10: Comparison of low and high resolution spectra with 200 lines/mm (blue curve covering the whole visual range) and 900 lines/mm, respectively. The spectra were not flux calibrated.

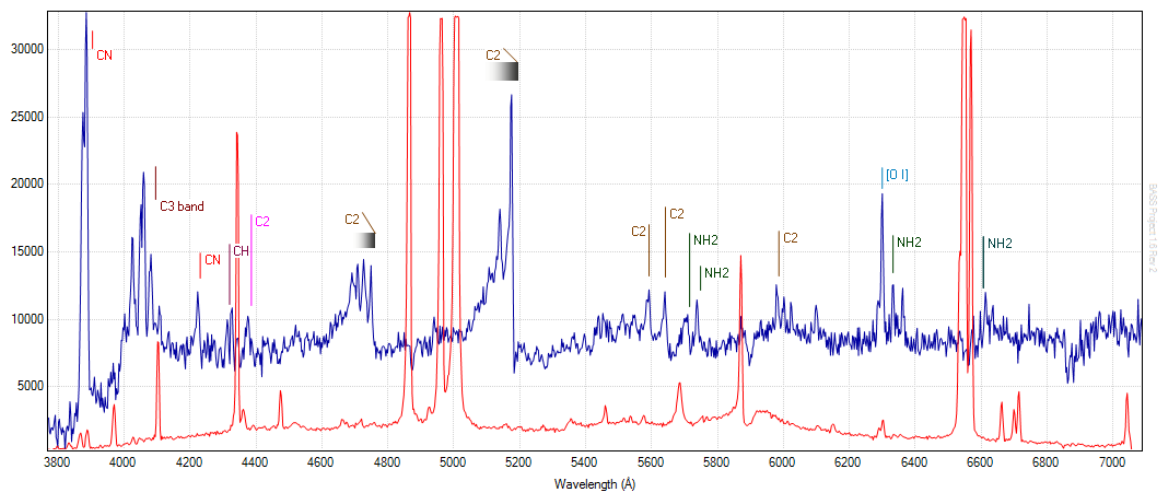


Fig. 11: Spectra of comet Lovejoy (2015 – Blue) and M42 (2014 – Red) both representing material from late and early star formation stages, respectively.

6. Conclusions

Today's tooling at the amateur level is really amazing: not only in terms of equipment in general or astronomical spectroscopy in detail, but also the way barely unimaginable for a scientist fifty years regarding to accessing specialized documentation as libraries, databases, experimental simulation programs and catalogs.

In the present study comet Lovejoy was observed to see the complex molecules that constitute the fundamental building blocks of life. The identification of emission lines opens the door for further investigations possibly leading to discovery of new lines or addressing open questions as the Bobrovnikoff line.

The first brick is set. It will be interesting to continue with the comparative studies observing the interstellar medium, accretion disks, protostars, protoplanetary disks and some laboratory objects

References

[1] Cremonese G., Capria M.T. and De Sanctis M.C., "Catalog of the Emission Lines in the Visible Spectrum of Comet 153P/Ikeya-Zhang". *Astronomy and Astrophysics*, 461 (2007) 789

- [2] Biver N., "Cometary Spectroscopy", LESIA, UMR8109 du CNRS, Observatoire de Paris-Meudon, 2010
 [3] Bobrovnikoff. N.T., "Note on the Spectrum of the Periodic Comet Temple-2 (1925d)", *Popular Astronomy*, 33 (1925) 638
 [4] Brown M.E., Bouchez A.H., Spinrad H. & Johns-Krull C.M., "A High-resolution Catalog of Cometary Emission Lines". *The Astronomical Journal*, 112 (1996) 1197
 [5] Zhang H.W., Zhao G. and Hu J.Y., "A Catalogue of Emission Lines of Comet C/1995 O1". *Astronomy & Astrophysics* 367 (2001) 1049
 [6] Levin B.J., "On the reported Na tails of comets", *Icarus* 3 (1964) 497
 [7] Newall H.F., "On the spectrum of the daylight comet 1910a", *Mon. Not. Royal Astro. Soc.*, Mar 1910, 459
 [8] Huebner W.F. et al., "Heat and Gas Diffusion in Comet Nuclei". ISSI Scientific Report, 2006

More literature not explicitly referenced in text:

- [9] Churyumov K.I., Lukyanik I.V., Afanasiev V.L. and Moiseev A.V., "Exploration of the Comet 19P/Borrelly Spectra, Obtained with the MPFS and Scorpio of 6-M Telescope on Aug., 2001". *Proceedings of Asteroids, Comets, Meteors - ACM 2002*, Ed. Barbara Warmbein. ESA SP-500. Noordwijk, Netherlands, 2002, 657
 [10] Churyumov K.I., et al., "Exploration of Spectra of Periodic Comet 153P/Ikeya-Zhang", *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, Suppl, 5 (2005) 472
 [11] Feldman P.D. et al., "Spectroscopic Investigations of Fragment Species in the Coma at Comets II", University of Arizona Press, 2004, 425-447
 [12] Goraya P.S., Sanwal B.B. and Rautela B.S., "The spectrum of the periodic comet Encke". *J. Brit. Astro. Soc.* 96 (1984) 210
 [13] Hobbs L.M. et al., "Atomic and Molecular Emission Lines from the Red Rectangle", *Astrophys. J.* 615 (2004) 947

Appendix A: Molecules in comets

Huebner et al. [8] published a list of molecules known from the interstellar medium which are identified in different comets: CH, NH, OH, C₂, CN, CO, N₂, CS, NS, NO, CH₂, H₂S, C₃, CO₂, OCS, SO₂, CS₂, NH₃, HC₂H, H₂CO, HNCO, H₂CS, C₂H₆, CH₃COOH, OH(CH)₂OH, NH₂, H₂O, C₂H, HCN, HN, HCO, CH₄, HCOOH, C₄H, HC₃N, CH₃OH, CH₃CH, CHCHO, NH₂CHO

Jahrestagung der Fachgruppe – Aspekt 15

Rainer Borchmann

Bäuminghausstraße 150, 45326 Essen, Germany; E-Mail: Rainer@Borchmann.de

Zusammenfassung

Die Aspekt15 fand dieses Jahr im Breisgau in Freiburg statt: eine intensive Konferenz mit einem neuen Teilnehmerrekord - und 17 hervorragenden Vorträgen.

Abstract

Aspekt15 took place in Freiburg / Breisgau: an intensive conference with a new record of attendance – and 17 outstanding talks.

Received: 2015-09-27, Revised: 2015-10-06, Accepted: 2015-10-07

1. Einführung

Die Einladung zur diesjährigen Jahreskonferenz der Fachgruppe Spektroskopie führte uns ins süddeutsche Freiburg. Damit sollte vor allem auch interessierten Sternfreunden aus Österreich, Frankreich und der Schweiz die Gelegenheit gegeben werden, mit Gleichgesinnten ins Gespräch zu kommen, da die Fachgruppe zunehmend international wahrgenommen wird. Über 60 Teilnehmer kamen zu unserer Konferenz. 14 Vorträge und eine Exkursion zum KIS, dem Kiepenheuer Institut für Sonnenphysik auf dem Feldberg, standen auf dem Programm. Die Vorträge waren:

- Bernd Bitnar: Observation of Algol - First steps in high-resolution spectroscopy
- Ulrich Waldschläger, Bernd Bitnar, Christian Brock: Spektralanalyse von Mizar A – ein Projektbericht
- Olivier Thizy: Be Star pro/am collaboration
- Oliver Klein: Das Flugzeugteleskop SOFIA - Entwurf, Bau und Betrieb
- Constantin Zborowska: Reproduktion des HR-Diagramms durch spektrale Untersuchung von Sternen der MKK-Klassifikation
- David Janousch: Neubau der Volkssternwarte Dieterskirchen - Das 70cm Teleskop soll auch für Spektroskopie eingesetzt werden
- Karin und Wolfgang Holota: Fourier Spektrometer mit anamorphotischen Optiken
- Christian Netzel: Deneb-Spektren im VIS und NIR
- Gerrit Grutzek: Neue Fachgruppenwebseite auf Basis eines CMS
- Thomas Eversberg, Ulrich Waldschläger, Rainer Borchmann: Alle Fragen zur Fachgruppe, dem Universum und dem ganzen Rest

- Roland Bähr: Spektroskopische Projekte mit einfacher Ausrüstung
- Sebastian Bauer: Spektroskopie bei dauerhaft bewölktem Himmel
- Patrick Stahl: Spektroskopie planetarischer Nebel mit mittelauflösenden Spektren
- Tomas Mall: Spektren heller astronomischer Objekte Aufnehmen, Auswerten, Klassifizieren, Interpretieren
- Richard Walker: Das Messen des magnetischen Feldmoduls bei Ap – Bp - Sternen
- Martin Dubs: Meteorspektroskopie
- Sebastian Heß: Spektroskopie mit BACHES und DADOS
- Markus Roth: Expedition zum Schau-ins-Land Observatorium / Kiepenheuer-Institut für Sonnenphysik

Bernd Bitnar startete mit „Observation of Algol - First steps in high-resolution spectroscopy“ unsere Vortragsreihe wie bereits im Vorjahr, weil er die grundlegenden Fachbegriffe der Spektroskopie bestens einführt und damit die Teilnehmern auf einen fachlich korrekten Umgang „einschwören“ kann. Er war übrigens der einzige Redner, der seinen Vortrag schon vor der Konferenz zur Veröffentlichung einreichte. Vorbildlich! Sein Equipment stellt er auch dem MIZAR A Projekt zur Verfügung, das mit dem anschließenden Vortrag von Ulrich Waldschläger, Bernd Bitnar und Christian Brock vorgestellt wurde. Dieser Projektbericht zeigt, wie Beobachter an verschiedenen Standorten mit unterschiedlicher Ausrüstung in einem Team mit viel Geschick unter Ausreizung der möglichen Software Resultate erzielen, die sich miteinander kombinieren lassen. In Abb. 1 ein besonderes Ergebnis: das große ausgedruckte Spektrum beeindruckt.



Abb. 1: Ulrich Waldschläger und Christian Brock zeigen das Spektrum des spektroskopischen Doppelsterns Mizar A.

Abb. 2 zeigt die Messung der Radialgeschwindigkeiten für die beiden Komponenten von Mizar A, die aus einer umfangreichen Messreihe extrahiert wurde.

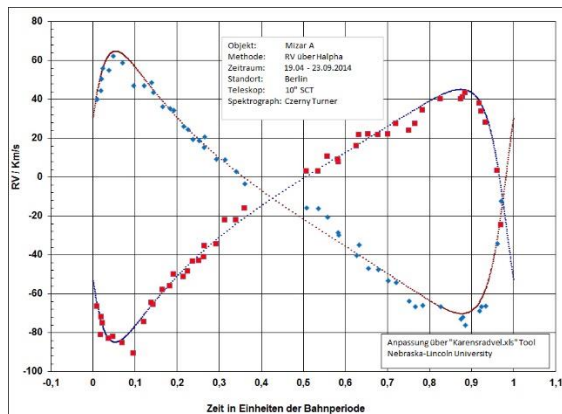


Abb. 2: Radialgeschwindigkeiten in Abhängigkeit der Phase für die beiden Komponenten. Rote Quadrate: Komponente 1, Blaue Rauten: Komponente 2. Quelle: Ulrich Waldschläger.

Olivier Thizy folgte mit einem Beitrag zu gemeinsamen Beobachtungskampagnen. Klassische Be-Sterne sind in den vergangenen Jahren immer wieder in den Fokus von Pro/Am-Kampagnen geworden. Als Beispiele seien entsprechende Aktivitäten der ARAS-Gruppe oder das Teide-Projekt 2013 genannt. Ein Be-Stern ist ein früher Stern der Leuchtkraftklasse V, IV oder III, der mindestens zeitweise die Balmerlinien in Emission zeigt, was durch das Suffix e für engl. „emission lines“ hinter dem B für die Spektralklasse bezeichnet wird. Weitergefasst gehören auch Oe- und Ae-Sterne zu dieser Sternklasse. Für 2016/17 werden wiederum Amateure und Profis gesucht, die über etwa ein halbes Jahr auf dem Teide mit dem IAC 80 Teleskop in zweiwöchigen Slots spektroskopieren wollen. Noch sind Plätze frei! (Anm. d. Red.:

Leider wurde zwischenzeitlich der Messzeitantrag für 2016/17 seitens des IAC abgelehnt. Eine mögliche Verschiebung nach 2017 ist aber nicht ausgeschlossen.) Selbstverständlich hatte Olivier Thizy auch wieder die Produktpalette von Shelyak Instruments mit zur Technikausstellung der Konferenz gebracht.

Keine Frage: Oliver Klein von der Firma OHP hat den kleinen Aprilscherz im Forum zum Besuch des Sofia-Teleskops nicht übelgenommen. Er begeisterte mit einem enthusiastischen Vortrag zum Flugzeugteleskop. Oliver Klein war einer der wenigen Vortragenden, die ihren Vortrag auch für die spätere Veröffentlichung innerhalb der Fachgruppe zur Verfügung gestellt haben. Vielen Dank dafür.

Constantin Zborowska trug sein aktuelles Projekt: „Reproduktion des HR-Diagramms durch spektrale Untersuchung von Sternen der MKK-Klassifikation“ vor. Damit erreichte er beim Bundeswettbewerb „Jugend forscht“ den zweiten Platz. Er wurde durch Lothar Schanne und Ernst Pollmann betreut [1].

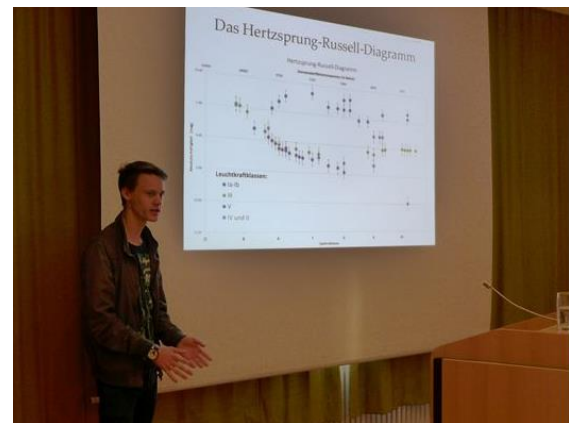


Abb. 3: Constantin Zborowska.

David Janousch stellte die neue Volkssternwarte Dieterskirchen vor und lud alle Interessente ein². Das 70cm-Teleskop soll auch für Spektroskopie eingesetzt werden! Ein sehr löbliches Ziel.

Mit Karin und Wolfgang Holota's Vortrag zu Fourier-Spektrometrie mit anamorphotischen Optiken folgte wieder ein Beitrag von Berufsastronomen. Karin und Wolfgang sind den Teilnehmern durch Ihren Vortrag auf der Aspekt 2011 bestens bekannt. Dort zeigten sie die Funktionsweise der Spektrographen, die 2018 mit dem James Web Teleskop ins All geschossen werden. Während bei konventionellen Spektrometern der Intensitätsverlauf direkt als Funktion

² Interessenten melden sich bitte unter astroschwandorf@googlemail.com

der Wellenlänge gemessen wird, benutzt die Fourier-Spektroskopie das Interferenzmuster des zu untersuchten Lichtes, um das Spektrum abzuleiten. Anamorphotische Optiken sind Vielen nur von den Arriflexkameras im Kino bekannt. Eine anamorphotische Abbildung ist eine Bildverzerrung, die durch den unterschiedlichen Abbildungsmaßstab zweier zueinander senkrechter Hauptschnitte erzeugt wird. Sie kann mit einer Anordnung von Spiegelkombinationen (in diesem Falle Teile des Spiegels, sog. Schultern), gekreuzten Zylinderlinsen oder einem mit Zylinderlinsen kombinierten Prismensatz erzeugt werden.



Abb. 4: Karin und Wolfgang Holota.

Der Vortrag von Christian Netzel zum Thema „Deneb-Spektren im VIS und NIR“ folgte. Christian berichtete zur Anwendung des Lihres III im NIR-Bereich, stellte seine Untersuchungen zur Oberflächentemperatur und die spektralen Besonderheiten von Deneb, der sich momentan in der Übergangsphase vom Blauen Riesen zum Roten Überriesen befindet. Als A2Ia-Stern hat Deneb eine Oberflächentemperatur von etwa 8400 Kelvin. Er ist der Prototyp einer Reihe veränderlicher Sterne, die als Alpha-Cygni-Veränderliche bekannt sind. Seine Oberfläche schwingt etwas, was sich in kleinen Schwankungen bezüglich Helligkeit und des Spektraltyps auswirkt. Deneb wird möglicherweise von einem leuchtschwachen Begleiter umkreist, über den noch wenig bekannt. Es ist also immer mit neuen Erkenntnissen zu rechnen. Deneb ist als zirkumpolarer Stern das ganze Jahr über beobachtbar und bietet sich als Objekt für Überwachungsbeobachtungen durch Amateure auch wegen seiner enormen Helligkeit an. (Anm. der Red.: Details sind im Bericht von Christian Netzel in diesem Heft nachlesbar.)

Der Samstagabend klang mit gutem Freiburger Bier und Spätzle aus. Wie immer war es die

beste Gelegenheit sich auszutauschen und Erfahrungen zu teilen. Für musikalische Unterstützung war gesorgt, siehe Abb. 5.



Abb. 5: Gerd Köllner am Klavier.

Der Sonntagmorgen wurde von einem Team eingeleitet, den Schülern um Roland Bähr: Sebastian Bauer, Patrick Stahl und Tomas Mall. Sie trugen ihre Ergebnisse des vergangenen Jahres engagiert vor. Den drei Schülern wurde von der Fachgruppe im vergangenen Jahr auf der Aspekt 2014 ein MiniSpec zur Verfügung gestellt.



Abb. 5: Richard Walker mit dem Echelle-Spektrographen SQUES.

Der Vortrag von Richard Walker „Das Messen des magnetischen Feldmoduls bei Ap-Bp-Sternen“ folgte. Richard ist jedem ernsthaften Amateurspektroskopiker durch seinen „Spektralatlas für Amateurastronomen“³ bekannt, der sich bei fast allen Teilnehmern auf dem heimischen PC befindet. Ap-Bp-Sterne haben typischerweise starke Magnetfelder, eine Überhäufigkeit an Elementen wie Si, Cr, Sr und Eu, wie auch Pr und Nd und sind in ihrer Mehrheit langsam drehende Sterne. Die Effektivtemperatur dieses Typs liegt zwischen 8.000 K und 15.000 K. Die Magnetfeldstärke lässt sich durch die Auswertung des Zeeman-Effektes quantifizieren [2].

³ <http://www.ursusmajor.ch/astrospektroskopie/richard-walkers-page/index.html>

Martin Dubs sprach anschließend zur Meteor-spektroskopie, einem Beobachtungsgebiet, das nur wenigen Spektroskopikern bekannt ist. Wie spektroskopiert man ein sich schnell bewegendes Himmelsobjekt? Wie und mit welcher Software wertet man so ein Spektrum aus? Wie kalibriert man so ein Spektrum? Alle Fragen klärte Martin Dubs auf [3]. Die Antworten in Kurzform: Nutze 2 Watek 902 B und die sog. UFO-Software zum Triggern und der Aufnahme der Spektren. Die Auswertung erfolgte dann mit IRIS und ISIS - Softwarepakete, die viele Amateure kennen [4].

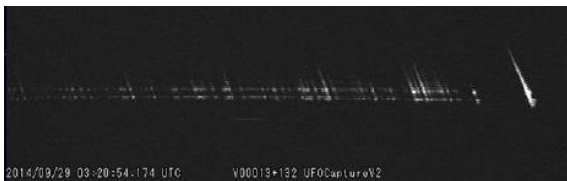


Abb. 6: Meteorspektrum von Martin Dubs. (Bildautor: Martin Dubs)

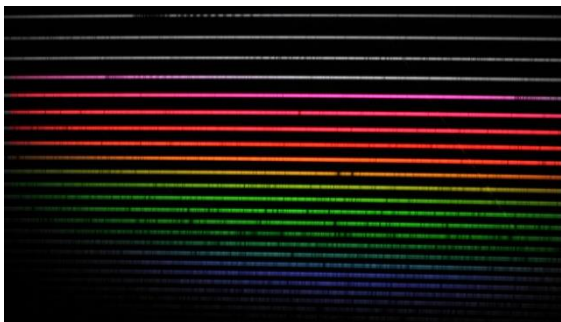


Abb. 7: Echellogramm von Aldebaran aufgenommen mit einem BACHES Spektrographen. (Bildautor: Sebastian Hess)

Sebastian Hess beendete die Vortragsserie am Sonntag mit der Vorstellung seiner Ergebnisse und Vergleiche von Spektrographen, „Spektroskopie mit BACHES und DADOS“. Für die Auswertung von Echelle-Spektren eignet sich die Software MIDAS der ESO, die frei erhältlich ist. Für die schnelle und übersichtliche Auswertung hat Sebastian Hess eine Java Applikation erstellt, die er vorstellte [5].

Den Abschluss der diesjährigen Tagung bildete eine Expedition auf den 1284 m hohen Schauinsland zum dortigen Observatorium des Kiepenheuer-Instituts für Sonnenphysik (KIS). Markus Roth berichtete über neueste Forschungen, die studentische Ausbildung und die Geschichte des Instituts. Prof. von der Lühse, Direktor des Instituts, führte im Anschluss durch das Haus und zeigte auch den bekannten Sonnenspektrographen des KIS.

Ein Novum wurde der Gruppe vorgestellt: Die VdS-Fachgruppe Spektroskopie lobt einen jährlichen Förderpreis im Bereich Spektroskopie für

SchülerInnen aus. Der Preis beinhaltet ein Preisgeld von 1.500 € sowie einen Reisekostenzuschuss von höchstens 500 € für die Reise zur Preisverleihung und ggf. für die Teilnahme an der Jahreskonferenz der Fachgruppe „ASpekt“ gemäß den Vergabebedingungen. Die Regularien zum Preis finden sich unter <http://spektroskopie.fg-vds.de/preis.pdf>. Ein-sendeschluss der Bewerbungsunterlagen ist jeweils der 30. September.

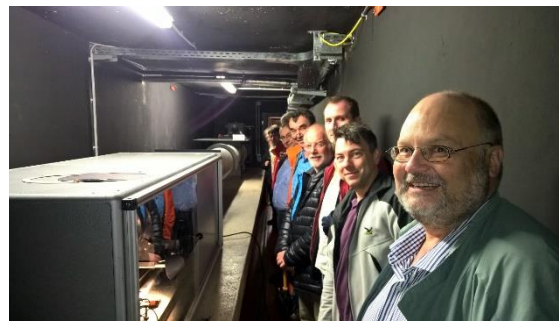


Abb. 8: Konferenzteilnehmer am Sonnenspektrographen des KIS. (Bildautor: A.v.d.Lühse)



Abb. 9: Prof. von der Lühse.

Für die Organisation der Konferenz in Berlin haben wir gelernt, dass Vorträge wirklich vor der Konferenz einzureichen sind. So lassen sich auch Komplikationen an der Kombination Tagungsrechner und Projektor vermeiden. Wir werden der Poster Session und freien Diskussionsgruppen mehr Platz, Zeit und Raum einräumen. Die nächste Jahrestagung der Fachgruppe Spektroskopie findet vom 29. April bis 1. Mai 2016 in Berlin statt. Aktuelle Informationen finden sich wie immer auf www.spektral-klasse.de. Ich freue mich darauf, die Konferenz zusammen mit Ulrich Waldschläger vorbereiten zu können und hoffe, dass dieser Rückblick so Manchen dazu anregt, sein aktuelles Projekt vorzustellen.

Verweise

- [1] Constantin Zborowska, Spektrum – Mitteilungsblatt der FGS in der VdS e.V. 47 (2014) 11
- [2] Richard Walker, Spektrum – Mitteilungsblatt der FGS in der VdS e.V. 48 (2015) 15
- [3] http://www.meteorastronomie.ch/images/20141101_MeteorSpectroscopy.pdf
- [4] <http://www.astrosurf.com/~buil>
- [5] <http://www.sebastian-hess.eu/software.html>

Termine

Nicht vergessen / Don't miss:

ASpekt XVI – Jahrestagung der Fachgruppe 2016

ASpekt XVI – Annual Conference of Section Group 2016

Wer soll teilnehmen? Spektroskopisch interessierte (Amateur-)Astronomen, insbesondere auch Einsteiger und Schüler sowie Studenten

Who shall attend? (Amateur-)Astronomers with special interest in spectroscopy, especially beginners and pupils as well as students

Was wird geboten? Vorträge, Poster- und Gerätesitzungen und Diskussionsrunden rund um Astrospektroskopie

What can be expected: Talks, poster and tool sessions as well as round table discussions about astrospectroscopy

Wann/When: 29. April - 1. Mai 2016 / April 29th - May 1st 2016

Wo/Where: Berlin-Adlershof

Aktuelle Informationen & Detailed information:

www.spektralklasse.de

Anmeldung per E-Mail / Registration via e-mail:

Rainer Borchmann, rainer@borchmann.de

Ulrich Waldschläger, xray@kabelmail.de

Nur für Mitglieder der Fachgruppe Spektroskopie in der
Vereinigung der Sternfreunde e.V.

For members of the spectroscopy section of the
Vereinigung der Sternfreunde e.V. only.

Besuchen Sie / Visit

spektroskopie.fg-vds.de

und werden Sie Mitglied. / and become a member.