

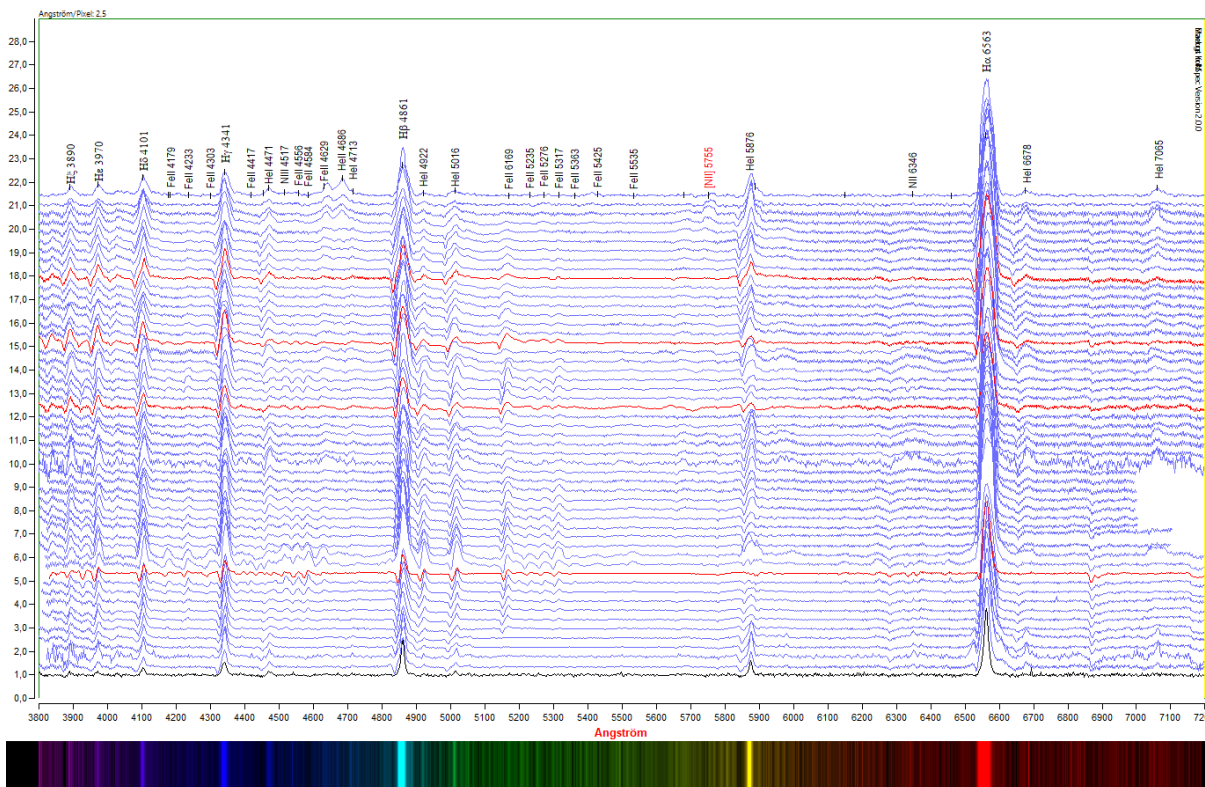
SPEKTRUM

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

Journal of the Section Spectroscopy of the Society of German Amateur Astronomers

NR. 58

SAMMELAUSGABE 2022 - 2024



Nova V1405 Cas 2021

β PER

ÉCHELLE

ISSN 2363-5894

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 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 by Fachgruppe Spektroskopie of Vereinigung der Sternfreunde e.V. (spectroscopy section of the German amateur astronomical society). 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. 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. Autorenbeiträge, die als solche gekennzeichnet sind, stellen nicht in jedem Falle die Meinung des Herausgebers oder der Redaktion dar.

Umschlagfoto: Zeitreihe der Nova V1405 Cas in 2021. Details im Artikel von Markus Kohl.

Inhaltsverzeichnis / Content

<i>Christian Brock:</i> Fast spectrum extraction from DSLR and FITS images	4
<i>Jakob Wierzbowski, Bernd Bitnar and Siegfried Hold:</i> On Prism Cross-Dispersers - Modeling Échelle Spectrograms	8
<i>Markus Kohl:</i> Die Phasen der Nova V1405 Cassiopeiae im Jahr 2021	18
<i>Andreas Ulrich:</i> Die Mitte-Rand-Variation der Sonne spektral aufgelöst	29
<i>Jan Sundermann:</i> Eine Näherungslösung für die wahre Luftmasse	34
<i>U. Thomas Hunger:</i> Spectra Reduction Software – A Basic Comparison of Extraction Result	39
<i>Lothar Schanne, Bernd Bitnar, Karlheinz Wolf:</i> Spektroskopische Untersuchung des zirkumstellaren Gases im Algol-System (β Per)	45
Mitgliederverzeichnis (nur Mitglieder) / Register of members (members only)	66

Editorial

Liebe Leser des Spektrums,
liebe Fachgruppenmitglieder,

Nach gut drei Jahren seit der letzten Ausgabe haben Sie nun wieder eine Ausgabe von Spektrum in Händen liegen. Sicher werden Sie sich gefragt haben: Warum ist so lange kein Spektrum mehr erschienen? Wie immer sind die Gründe vielschichtig – sind aber alle mit sehr persönlichen Umständen verknüpft.

Ohne ins Detail zu gehen sei nur angedeutet, dass nach der auslaufenden Coronaphase ab Mitte 2022 die Prioritäten gänzlich andere als die Herausgabe von Spektrum waren. Erst Ende 2023 habe ich mich – auch im Anbetracht der zwischenzeitlich eingegangenen Artikel – wieder mit Spektrum beschäftigt. Anfang dieses Jahres wurde noch ein umfangreicher Artikel eingereicht. Es erschien mir sinnvoll, diesen mit aufzunehmen.

Den ursprünglich avisierten Erscheinungstermin im April 2024 habe ich nunmehr auch wieder um ein gutes halbes Jahr gerissen. Aus der realistischen Abwägung und Abschätzung der Aufwände sowie der verfügbaren Zeit bin ich daher zum Schluss gelangt, dass diese Ausgabe die wahrscheinlich letzte unter meiner verantwortlichen Redaktion sein wird.

Ich hoffe inständig, dass sich eine Nachfolgerin oder ein Nachfolger findet, um die Arbeit fortzuführen. Gleiches gilt umso mehr für meine Interimsfunktion als Sprecher der Fachgruppe. Hier habe ich es versäumt, rechtzeitiger Klarheit zu schaffen.

Bitte schenken Sie trotz dieser Vorrede den Autoren in dieser Spektrum-Ausgabe ihre Aufmerksamkeit. Es ist wieder ein gehaltvolles Kaleidoskop unterschiedlicher Aspekte unseres Interessensgebietes Astrospektroskopie.

Mit sternfreundlichen Grüßen,
Thomas Hunger



Fast spectrum extraction from DSLR and FITS images

Christian Brock

Sternwarte Dresden-Gönnsdorf, Weißiger Landstraße 6, 01328 Dresden, Germany,
E-Mail: christian.brock@posteo.net

Abstract

This paper presents a simple and quick image processing pipeline that finds, de-rotates and visualizes the observed spectra. Finding, i.e. segmentation, of the spectrum is accomplished with background removal using sigma clipping. The de-rotation angle is calculated from image moments. The slit function as well as the spectrum are calculated from row averages and column-maxima of the de-rotated clipped image.

Zusammenfassung

Dieser Artikel präsentiert eine einfache und schnelle Bildverarbeitung, um Spektren in 2D-Bildern zu finden, zu rotieren und anzuzeigen. Das Finden ist ein Segmentationsproblem, das in vorliegenden Fall durch Abschätzung und Entfernung des Bildhintergrundes mittels Sigmaclipping erfolgt. Der Rotationswinkel wird mit Hilfe von Bildmomenten berechnet. Die Spaltfunktion als auch das Spektrum werden aus den Zeilenmittelwerten, bzw. den Spaltenmaxima des rotierten Bildes berechnet, nachdem der Hintergrund abgezogen wurde.

Received: 2021-12-13, Accepted: 2023-12-30

1. Introduction

Exposure times are important, as under exposure reduces the SNR and over exposure invalidates the data. Finding correct initial exposure times or changing them due to variations in seeing conditions can be cumbersome.

Often, especially for DSLR users, this can be a manual process involving the use of image visualization software, e.g., Fitswork after the SD-card has been moved from the DSLR to a nearby computer. In our observatory the computer is located in a different room on another floor.

In our observatory we fixed this issue:

1. We control our DSLR using gphoto2 [1].
2. In order to estimate the exposure time, we calculate and display image histograms for a range of exposure times.
3. For each science image we display the extracted spectrum image and the spectrum itself.

This article describes the third point above, the spectrum extraction.

2. Pipeline

To extract the spectrum from an image we need to

- Locate the spectrum in the image (see 2.1) and
- Detect whether the dispersion direction is tilted (see 2.2).



Fig. 1: Dados and Canon DSLR mounted on a Meade SC16 at the Dresden Gönnsdorf Observatory. Photos provided by Josefine Liebisch.

Slanting - if the spectrum is not only rotated but projected in such a way, that it forms a parallelogram - is out of scope for this paper. Once we have the image de-rotated and the spectrum located, we can extract the one-dimensional spectrum as well as the slit function (see 2.3).

2.1 Segmentation

Locating the spectrum in the image is a segmentation problem. In this pipeline we detect the image background with sigma clipping. Background mean (μ) and standard deviation (σ) are computed by first computing μ and σ for all image pixel I_{xy} and then iteratively recompute

μ and σ for pixel with $I_{xy} \leq \mu + N\sigma$. It can easily be shown that this iteration must converge at some μ_b and σ_b . Having μ_b and σ_b we now discard all pixel $I_{xy} < \mu_b + M\sigma_b$. Remaining pixel belong to the spectrum, are heavy noise or hot pixel. In the examples below N and M have been set to 3 and 10.

2.2 De-rotation

If the camera is tilted in respect to the spectrum it can be seen as a deviation of the dispersion direction of the spectrum from the row direction of the image. With the segmentation result in 2.1 we can use image moments to calculate the tilt angle. The tilt angle is the angle between the largest eigenvector of the covariance matrix

$$\text{COV}[I(x, y)] = \begin{bmatrix} \mu_{20}/\mu_{00} & \mu_{11}/\mu_{00} \\ \mu_{11}/\mu_{00} & \mu_{02}/\mu_{00} \end{bmatrix}$$

and the axis closest to that eigenvector. μ_{xy} are central moments of the segmented spectrum,

$$\mu_{pq} = \sum_x \sum_y (x - \bar{x})^p (y - \bar{y})^q I_{xy}$$

with the centroid

$$\{\bar{x}, \bar{y}\} = \left\{ \frac{M_{10}}{M_{00}}, \frac{M_{01}}{M_{00}} \right\}$$

and the raw moments

$$M_{pq} = \sum_x \sum_y x^p y^q I_{xy}.$$

For further reading refer to [2].

2.3 Extraction

With the segmented and de-rotated image, we can again use image moments to find the center of gravity in slit direction y . It corresponds to the y -component of the centroid \bar{y} .

The slit size can be derived from the second central moment in y -direction – μ_{20} . It can be interpreted as variance of pixel coordinates in slit direction.

Examples for extracted spectral images are displayed in figure 5.

3. Examples

Figure 2 presents some image examples, three DSLR images in taken in RAW format and a single gray-scale FITS image. In figures 3 we can easily see that α CMa as well as α Leo could have used a longer exposure time. The contours in figures 4 and 5 show the intensities used for the background detection $\mu_b + 3\sigma_b$ (green) and the extraction $\mu_b + 10\sigma_b$ (red).

The final results are displayed in figure 6.

The used software has been published to the Python package index
<https://pypi.org/project/algol-bayer/>

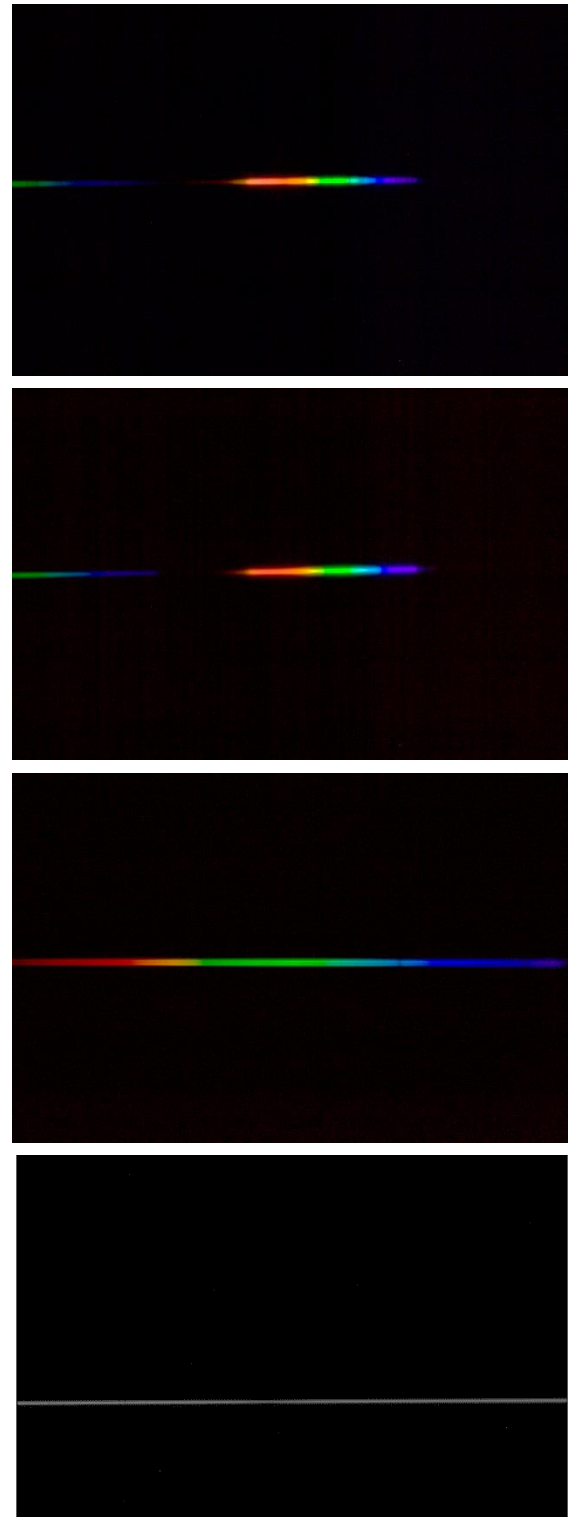


Fig. 2: (from top to bottom) α Ori and β Ori in the top row are captured with a DADOS 200 l/mm grating and a Canon DSLR. Note: part of second order spectrum is visible in the left part of the images. α CMa on the bottom left was captured with a DADOS 900 l/mm\$ grating and a Nikon DSLR. The last FITS image (α Leo) is provided by Bernd Bitnar and taken with a LHires III and a Sigma 1603.

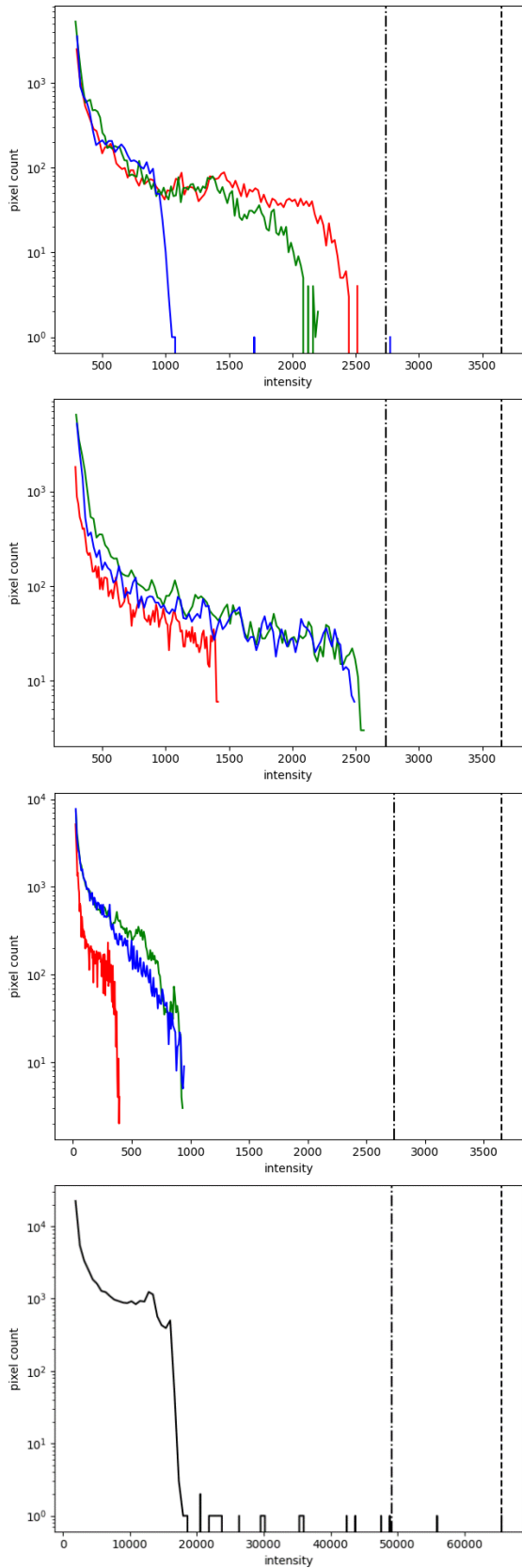


Fig. 3: Pixel counts shown as histograms are displayed on a logarithmic scale. For α Ori, β Ori and α CMA the RGB channels are shown separately. Background pixels below $\mu_b + 10 \sigma_b$ are ignored. The vertical lines are placed at 75 % and 100 % of full well capacity.

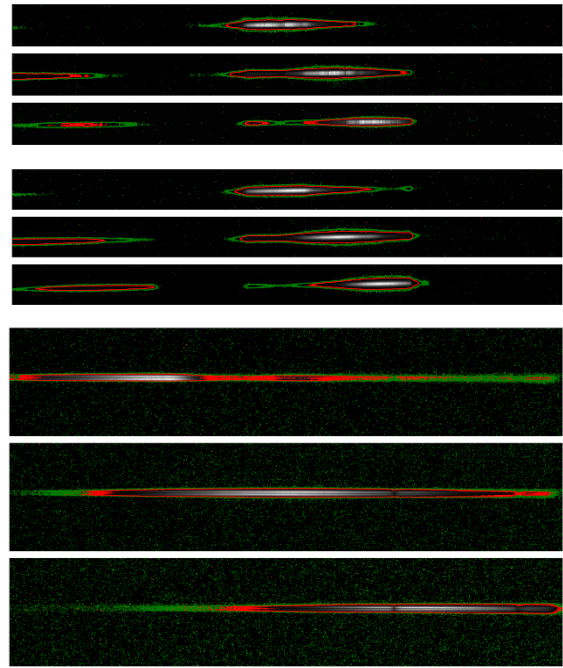


Fig. 4: Segmentation of the RGB image layers for α Ori, β Ori and α CMA. The contours of $\mu_b + 3 \sigma$ are green and of $\mu_b + 10 \sigma$ are red.

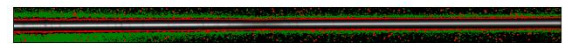
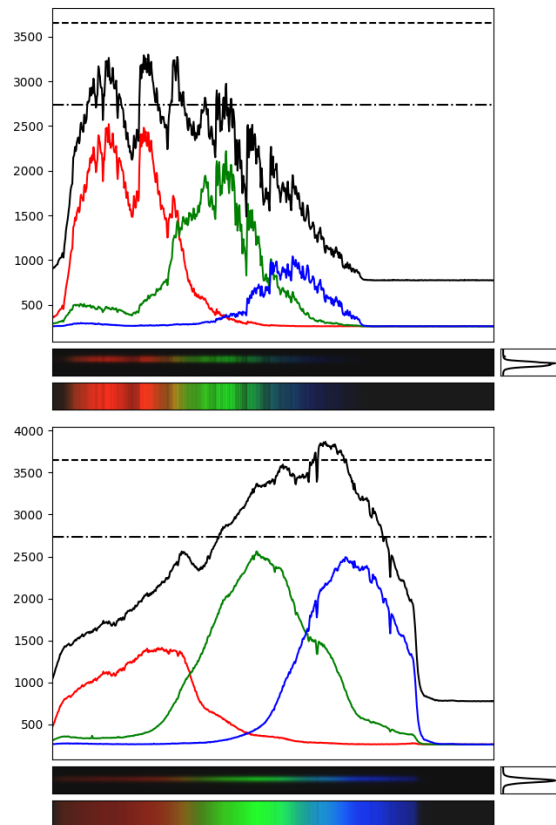


Fig. 5: Segmentation of the grey scale image for α Leo. The contours of $\mu_b + 3 \sigma$ are green and of $\mu_b + 10 \sigma$ are red.



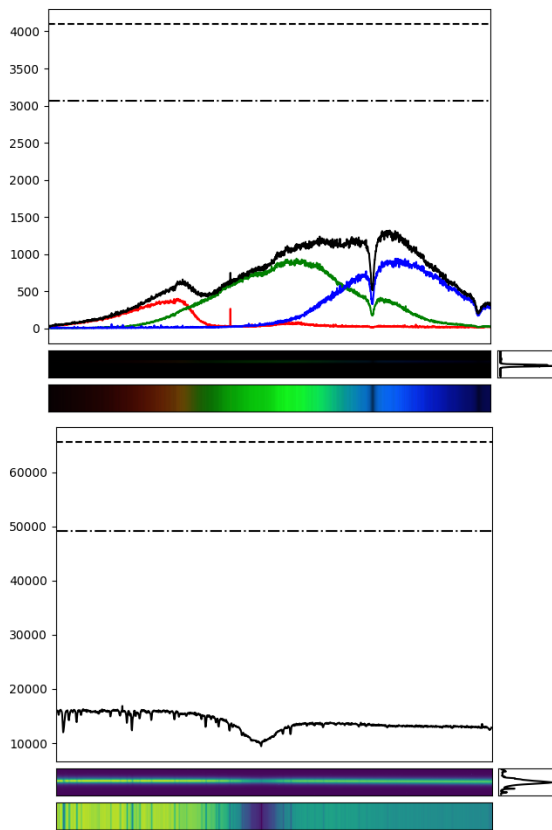


Fig. 6: The extracted images, spectra and slit functions. For DSLR images, the sum of the three colors is displayed as black graph. The horizontal lines are placed at 75 % and 100 % full well capacity.

Literature

- [1] <http://gphoto.org/>
- [2] astropy.org. Sigma clipping.
https://docs.astropy.org/en/stable/api/astropy.stats.sigma_clipped_stats.html.
 Accessed on 2021-09-11.
- [3] Wikipedia. Image moments.
https://en.wikipedia.org/wiki/Image_moment.
 Accessed on 2021-09-11.



During daytime **Christian Brock** programs algorithms to optimize cellular networks. At night he attends to visitors at the Dresden Gönnsdorf Observatory, mentors students, does some visual observations himself and cooperates in the Dresden spectroscopy group.

On Prism Cross-Dispersers - Modeling Échelle Spectrograms

Jakob Wierzbowski*, Bernd Bitnar and Siegfried Hold

* Walter Schottky Institut der TU München, Am Coulombwall 4, 85748 Garching bei München, Germany,
E-Mail: jakob.wierzbowski@wsi.tum.de

Abstract

In this paper, we elaborate on correctly predicting Échelle spectrograms by employing the fully three-dimensional representation of Snell's law to model the effects of prisms as cross-dispersers in Échelle spectrographs. We find that it is not sufficient to simply apply the frequently used trigonometric prism dispersion equation to describe recorded spectra. This vector equation approach is not limited to a single dispersive element when modeling multi-prism cross-disperser configurations. Our results help to understand the main levers in an Échelle spectrograph as well as contribute to auto-calibration algorithms for minimizing calibration efforts in daily operation.

Zusammenfassung

In diesem Artikel erläutern wir die korrekte Vorhersage von Échelle-Spektrogrammen, indem wir die vollständig dreidimensionale Darstellung des Snelliusschen Gesetzes verwenden, um die Auswirkungen von Prismen als Kreuzdispersoren in Échelle-Spektrographen zu modellieren. Wir stellen fest, dass es nicht ausreicht, zur Beschreibung aufgezeichneter Spektren einfach die häufig verwendete trigonometrische Prismendispersionsgleichung anzuwenden. Dieser Vektorgleichungsansatz ist bei der Modellierung von Kreuzdisperserkonfigurationen mit mehreren Prismen nicht auf ein einzelnes dispersives Element beschränkt. Unsere Ergebnisse helfen, die Haupthebel eines Échelle-Spektrographen zu verstehen und tragen zu automatischen Kalibrierungsalgorithmen bei, um den Kalibrierungsaufwand im täglichen Betrieb zu minimieren.

Received: 2023-12-01, Revised: 2024-10-25, Accepted: 2024-11-16

1. Introduction

Prisms are key parts in compact Échelle spectrographs which, in turn, are widely used in astrospectroscopy [1-4]. The advantage of prisms as dispersive elements is their high optical efficiency and transmittance in contrast to optical gratings. Unlike gratings, prisms do not diffract incident light into multiple orders but rather refract it into specific directions. To harvest the largest amount of light while covering a large spectral band, a common approach is to first disperse collimated light on a blazed, reflective optical grating with a low groove density on the order of $d = 30$ to 80 mm^{-1} and subsequently cross-disperse the diffracted light via a prism before focusing it down onto a detector using a lens. The low groove density helps to generate multiple overlapping orders ($m = 20$ to 60), e.g., in the visible range. At the same time, Échelle gratings are specifically designed with comparably high blaze angles ($\theta_B > 60^\circ$). Using them close to the Littrow condition $\alpha \approx \beta$ for highest optical efficiency, Échelle grating typically exhibit a large geometrical width. This increases the number of illuminated grooves. Both design parameters in turn help to achieve a high resolution $R = \lambda/\Delta\lambda$. An elaborate discussion on grating physics and blazed gratings is beyond

the scope of this work. Comprehensive and beginner-friendly books on grating physics and astrospectroscopy with Échelles can be found in [5] and [6], respectively.

Nevertheless, the dispersion relation of a diffraction grating is accurately described by the heuristic equation:

$$m \cdot \lambda = d(\sin \alpha + \sin \beta) \cos \gamma, \quad (1)$$

where m is the order number, λ the wavelength, d the grating constant, α and β the in- and outgoing angles, respectively. γ is the relative angle with respect to the plane of incidence, thus, perpendicular to α and β .

Employing equation (1), we use the standard convention of measuring angles *from* the grating normal **GN** *towards* the in- and outgoing beam, respectively [5]. Angles that are measured in clockwise/counterclockwise direction are negative/positive. Figure 1a summarizes this convention. Here, the incident angle α and the outgoing angles β_b and β_r are negative since they are measured in clockwise direction *from* the grating normal **GN**. In stark contrast to gratings, which exploit interference at periodic structures to diffract light, prisms on the other

hand disperse light by refraction driven by a wavelength dependent refractive index within media [7] such as glasses.

2. Modeling Échelles

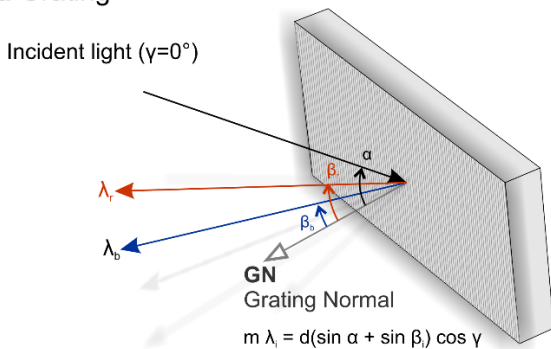
2.1 Geometric prism equation

Figure 1b shows how incident light entering a prism at an angle θ_1 is refracted according to Snell's law $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$, with n_1 and n_2 being the refractive indices of e.g., air and the prism medium (e.g., glass, $n > 1$), respectively. Both angles, θ_1 and θ_2 are measured relative to the surface normal describing the optical interface. The same principle applies to light exiting the prism. Using Snell's law, trigonometric relations as well as setting $n_1 = 1$, we can approximate the total refraction angle $\Phi(\lambda)$ to be:

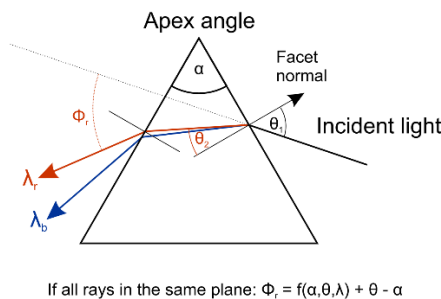
$$\Phi(\lambda) = \arcsin [n_\lambda \cdot \sin \alpha - \arcsin(\sin \theta / n_\lambda)] + \theta - \alpha, \quad (2)$$

where α is the apex angle of the prism, $\theta = \theta_1$ is the angle between the prisms surface normal and the incoming beam as well as $n_\lambda = n_2$ being the wavelength dependent refractive index of the prism. For glass prisms, the refractive index is best described by the Sellmeier equation [8] (see supplementary material).

a Grating



b Prism



c Cross Dispersion

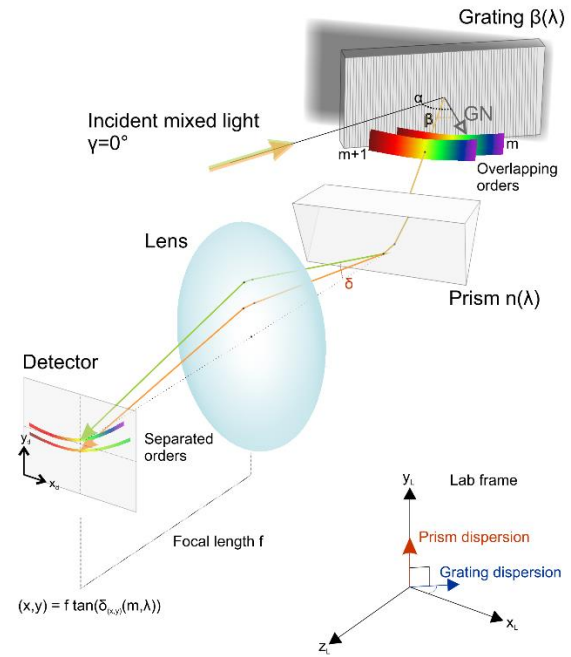


Fig. 1: Principles of dispersion. **a.** Diffraction Grating **b.** Dispersion prism. **c.** Cross-Dispenser principle. Light incident on a grating at angles (α , γ) is diffracted into the direction β according to the grating equation. The resulting and overlapping orders m_i travel through a prism whose dispersion direction is perpendicular relative to the grating (red and blue arrows). This principle separates overlapping spectral orders into unique positions on the detector.

Please note, equation (2) is a strong simplification, which will turn out to deliver incorrect results when trying to predict Échelle spectra. It only applies when incoming and outgoing light lies in the same plane as the facet's surface normal vector.

2.2 Cross-dispersion with prisms

Échelle spectrographs often use diffraction gratings with a low number of grooves per mm as main dispersing element in combination with, either a second grating oriented perpendicularly to the first one, or a *prism*. Due to the low groove density, the diffraction orders tend to strongly overlap for $|m| > 20$ in the visible range [5, 6]. Therefore, disentangling the light for different orders becomes a necessity. Figure 1c shows a typical Échelle cross-disperser configuration, where the second dispersion element is a prism. A collimated beam of light that is parallel to the laboratory xz -plane ($\gamma = 0^\circ$) hits the surface of a reflective diffraction grating at a fixed angle α . The grating disperses the light in the xz -plane into multiple and most importantly overlapping orders m . Here, α and the outgoing angle β are negative with respect to the grating normal **GN**. Taking a step back to the grating equation (1), it is worth noting that the left side of the equation is changing, both, with λ and m . For a fixed observation angle $\beta = const.$, the

right-hand side of the equation becomes a set of constants.

Suppose $\beta = \beta_o = \beta_g = const.$, it is then possible to find two wavelengths λ_o and λ_g , such that:

$$m_o \lambda_o = m_g \lambda_g, \quad m_{o,g} \in \mathbb{Z} \setminus \{0\} \quad (3)$$

Thus, equation (3) dictates that two wavelengths from different orders satisfying this relation will be diffracted into the same direction. The two arrows (orange and green) in Figure 1c represent two beams of light with wavelengths λ_o and λ_g , respectively. Both beams are diffracted into the same direction depicted by the angle β whilst belonging to neighboring diffraction orders m_o and $m_g = m_o + 1$. Upon exiting the prism at the second facet, both light rays will leave the prism under different angles, as previously explained in Figure 1b. Subsequently, an objective lens focuses these light beams onto a detector. The position y_d on the detector is determined by the angle δ of the green/orange light beam relative to the optical axis of the lens and its focal length f , thus, $y_d = f \cdot \tan \delta$. Since $\delta_o \neq \delta_g$, both light rays will be focused onto different points $(x_d, y_{d,o})$ and $(x_d, y_{d,g})$ on the detector. Applying this principle to all available light beams within the field of view of the prism and lens, we are now able to separate all physical orders.

2.3 Snell's law in vector form

In the previous example, we considered the prism's entry facet normal vector to be in the same plane as the in and outgoing light. In general, this assumption is not applicable, and the geometric prism equation (2) breaks down. How do we tackle this issue?

a 3D Snell's Law

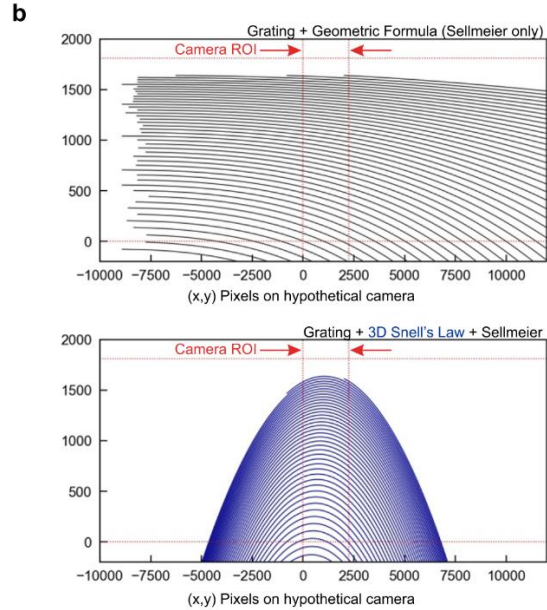
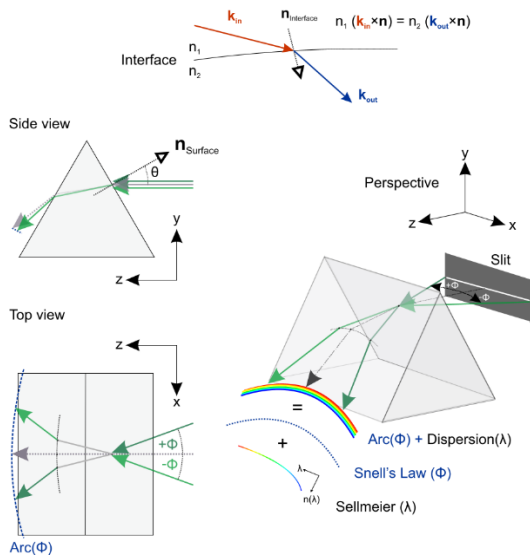


Fig. 2: Snell's Law in three dimensions. **a. Upper panel:** Vector-form of Snell's law describing the refraction of light beams traversing the interface between two media n_1 and n_2 . **Lower panel:** Dispersion of white light in prisms. Light from a line-source entering a prism will be dispersed and warped into a bow due to geometrical effects. **b.** Simulated cross-dispersed 'Echelle spectrograms using the geometric dispersion equation for prisms (upper panel) and simulated spectra using the three-dimensional equation for Snell's law (lower panel).

Our approach is applying Snell's law in three dimensions to the entry and exit facets of the prism using:

$$n_1 (\mathbf{k}_{in} \times \mathbf{n}) = n_2 (\mathbf{k}_{out} \times \mathbf{n}), \quad (4)$$

where n_1, n_2 are the refractive indices of two adjacent media, $\mathbf{k}_{in}, \mathbf{k}_{out}$ are the normalized incoming and outgoing beam direction vectors while \mathbf{n} is the normal vector of the entry surface. Using vector algebra identities, \mathbf{k}_{out} can be represented as a function of \mathbf{n} and \mathbf{k}_{in} (see supplementary material section):

$$\mathbf{k}_{out}(\mathbf{n}, \mathbf{k}_{in}) = \left(\sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 [1 - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_{in})^2]} - \frac{n_1}{n_2} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_{in}) \right) \cdot \mathbf{n} + \frac{n_1}{n_2} \mathbf{k}_{in} \quad (5)$$

This equation does not contain tedious trigonometric functions but rather consists of scalar products that can be computed fast [9, 10] which is why most raytracing applications [11, 12] rely on this formula as it turned out during our literature research.

We summarize our findings in Figure 2. The upper panel in Figure 2a depicts a light beam crossing an interface. The incoming ray \mathbf{k}_{in} (red arrow) traverses the interface between two media with refractive indices n_1 and n_2 with $n_2 > n_1$, respectively. It is refracted towards the surface normal vector \mathbf{n} according to Snell's law. The resulting light ray is represented by the blue arrow \mathbf{k}_{out} . Without loss of generality, we apply this equation to an equilateral prism as shown in the lower panel of Figure 2a.

Here, we choose a point on the prism and model a small horizontal slit by two beams. These beams emerge from the edges of the slit at angles $\pm\phi$ relative to the z-axis and an entry point on the prism. Equation (5) dictates that the incoming beams will be refracted onto an arc (dashed black inner arc, see supplementary information). This indeed also applies when both beams leave the prism (blue dashed arc). Since different colors are dispersed into slightly different angles, the resulting arc will be dispersed along the z- and negative y-direction in our laboratory frame because of the wavelength dependent refractive index (Sellmeier equation). This behavior cannot be completely modeled via the frequently used trigonometric equation (2). To visually understand this better, we prepared an interactive online example using the tool on *Math3D.org* [13]. A Python implementation and a simple calculation can be found in the appendix.

Dispersing and warping the incident light into an arc, the prism has a strong effect on spectrograms taken with Échelle spectrometers in a Grating-Prism configuration. Figure 2b contrasts computed spectra using the trigonometric prism equation (2) and the vectorial equation (5). The upper panel is a simulated cross-dispersed spectrogram (black) which was obtained using the geometrical equation (2) whilst the lower panel depicts a spectrogram simulated with the vectorial approach (blue). We compressed the x-direction of the detector to visualize the differences also outside of a typical camera region of interest (ROI). In the upper panel of Figure 2b, we can clearly see all spectral orders having a monotonically decreasing behavior for ever larger x-values. In our calculations, shorter wavelengths of a respective order appear at larger x-pixel values. We can observe the direct influence of the Sellmeier equation on the dispersion behavior, since equation (2) only accounts for θ , the entry angle in the yz-plane, and the wavelength dependent refractive index.

The spectrogram strongly changes in the second case as Snell's Law in its vector form accounts for both, θ and ϕ . The latter being the entry angle in the xz-plane (see Fig. 2a, lower

left panel). This method correctly describes and predicts the shape and positions of spectral orders on a detector. Please note, that the calculated spectra depend on geometrical parameters such as grating position, prism angles, detector rotation, etc. Thus, fitting spectra or single wavelengths in a measured spectrum enables the determination of the actual angles and positions of the optical components.

ThAr cold-cathode-lamps with distinct single peaks are a great candidate for this. These lamps are typically used to calibrate Échelle spectrograms [6] and are within the standard toolset of professional and enthusiast astronomers. Our approach has the potential to save time during calibration and enables algorithms for autocalibrations or tracing thermal drifts in longer measurement campaigns.

3. Comparison and Outlook

In Figure 3a, we compare our findings using the vectorial representation of Snell's law with real Échelle spectra taken with a FLECHAS spectrograph, designed by Carlos Guirao and colleagues [14,15]. In our case, the spectrometer is equipped with a $d = 79$ lines/mm grating, a 60mm Schott glass N-F2 prism, an $f = 200$ mm objective lens as well as a 4524×3624 pixel camera with a pixel size of $6 \times 6 \mu\text{m}^2$. The spectra and calculations were carried out using a full 2×2 pixel binning. To perform the calculations properly, we extracted the spectrometer geometry from available CAD files [14]. For contrast reasons, we plotted a measured spectrogram of a table-top tungsten lamp (flatfield spectrum) in light blue and overlaid a calculated spectrogram with dashed black lines using the vectorial approach. The red dots in the image correspond to measured emission lines of a Thorium Argon lamp on the same spectrometer. At the same time, the green boxes mark simulated spectral positions for selected Ar and Th catalogue lines from NIST [16]. Here, the calculated orders range from $|m| = 19$ to 57. The overlap between these spectrograms is very good due to proper spectrometer alignment and slightly adjusted simulation parameters (detector rotation, magnification, etc.) based on the spectrometer geometry. An enlarged version of Figure 3a can be found in the supplementary information (Figure 9).

We will make our simulation package *QtYETI* [17] available on github which includes the vectorial approach.

This satisfying result of course leads to the question if the algorithm is applicable to cross-

dispersers with a serial arrangement of dispersion prisms. Figure 3b shows two possible scenarios. The left sketch shows a single prism configuration that can be found in FLECHAS and other Échelle spectrometers. Light that has been dispersed in the xz -plane by the grating hits the prism facet and is then further dispersed in the yz -plane and eventually focused on a detector. The resulting spectrogram is shown in Figure 3c (upper panel). Within an arbitrary, but fixed interval (red arrow) we find 29 orders. The spectrogram changes significantly if we now introduce another prism (Fig. 3b, lower right panel, N-F2 glass) and change the camera angle such that the beginning of the 20th order starts at the same pixel (see supplementary information). Within the same fixed interval as before, we clearly see a wider dispersion resulting in only 18 orders. This is of course to be expected as another prism further disperses the incoming light in the yz -plane. This double prism configuration can be found in white-pupil spectrometers to further fold the beam path while increasing dispersion. Further details can be found in [18].

4. Summary

In this work, we have shown how two-dimensional Échelle spectrograms emerge from using a grating-prism cross dispersion configuration. We used Snell's law in its vector form as a base for our calculations and correctly predicted the shape and position of grating diffraction orders for grating-prism Échelle spectrographs. We have found significant differences between using the common trigonometric prism dispersion equation and a full vectorial representation of Snell's law. We continued to show a quantitatively good overlap between calculated and measured spectra for a FLECHAS spectrograph. In the last part, we applied our simulation code to a double-prism configuration with reasonable results, which could easily be verified in a laboratory setup.

In the next steps we will continue our work to accomplish a robust way to auto-calibrate a spectrometer and Échelle spectra using a ThAr lamp. Our algorithms will be implemented in the user-friendly cross-platform open-source data reduction software QtYETI written in Python.

Acknowledgments: The authors want to thank Lothar Schanne, Klaus Vollmann, Ulrich Waldschläger, Herbert Pühringer and Daniel Sablowski for valuable inputs and discussions as well as corrections from Lukas Hanschke and Friedrich Sbresny.

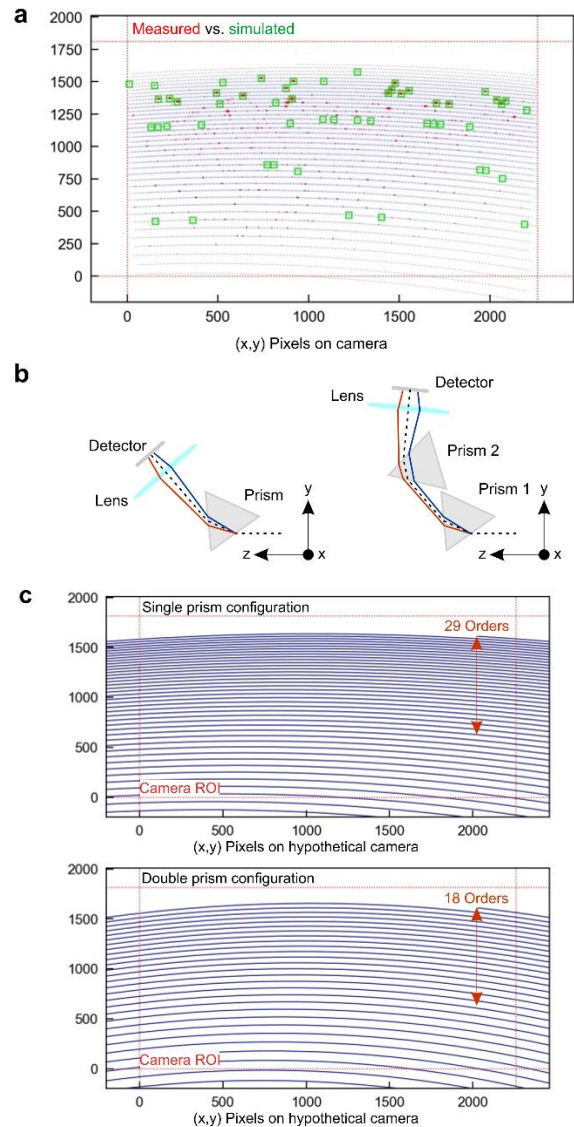


Fig. 3: Comparison of simulation and measurement. **a.** Overlay of a measured flatfield spectrum of a tungsten lamp on a FLECHAS spectrometer (light blue) and a simulated Échelle spectrum (black, dashed lines). The red dots are measured ThAr peaks. The green boxes are simulated ThAr peak positions for selected Argon and Thorium lines from nist.gov. The overlap is very good over all visible orders. This good agreement is achieved through proper consideration of the spectrometer geometry in the simulation. **b.** Single prism and double prism cross-disperser arrangement. The double-prism configuration is used e.g., in white pupil spectrometers to achieve good separation of the orders and folding the beam path. **c.** Simulation of a spectrogram with a single prism cross-disperser (upper panel) and double-prism configuration (lower panel). The red arrow of constant length helps to show how the second prism introduces more dispersion and a stronger bending behaviour of the spectral orders towards lower x pixel values.

Literature

- [1] D. J. Schroeder and C. M. Anderson, PASP 83, 438 (1971).
- [2] S. S. Vogt, PASP 99, 1214 (1987).
- [3] I. Appenzeller, J. Krautter, H. Mandel, and R. Oestreich, in ESA Special Publication, ESA Special Publication, Vol. 2, edited by N. Longdon and E. J. Rolfe (1988) pp. 337–340.

[4] K. G. Strassmeier, I. Ilyin, and M. Steffen, AAP 612,A44 (2018), arXiv:1712.06960 [astro-ph.SR].
 [5] C. Palmer, Diffraction Grating Handbook (7th edition) (2014).
 [6] L. Schanne and D. Sablowski, Astrophysikalische Instrumentierung und Messtechnik für die Spektroskopie: Theorie, Praxis, Technik und Beobachtung, 1st ed. (Schanne, Lothar F, Mannheim, Germany, 2018).
 [7] D. J. Griffiths, Introduction to Electrodynamics (Pearson, 2013). 6
 [8] W. von Sellmeier, Annalen der Physik 219, 272 (1871).
 [9] A. Mijs and P. Novak, JOS A 29, 1356 (2012).
 [10] Frobenius and Stack Exchange, Snell's law in vector form, <https://physics.stackexchange.com/questions/435512/snells-law-in-vector-form> (2018), accessed: 2023-5-3.
 [11] T. Whitted, Commun. ACM 23, 343–349 (1980).
 [12] A. S. Glassner, ed., An introduction to ray tracing (Morgan Kaufmann, Oxford, England, 1989).
 [13] J. Wierzbowski, Prism refraction via Snell's Law in 3D, <https://www.math3d.org/b4TzRiJ1M> (2022).
 [14] C. Guirao, Integrating FLECHAS, a breadboard Echelle spectrograph,

<https://spectroscopy.wordpress.com/2010/05/14/integrating-an-optical-bench-echelle-spectrograph/> (2010).
 [15] M. Mugrauer, G. Avila, and C. Guirao, Astronomische Nachrichten 335, 417.
 [16] NIST - National Institute of Standards and Technology, Basic atomic spectroscopic data. (2023).
 [17] J. Wierzbowski, QtYETI - Yeti's Extra-Terrestrial Investigations (2023).
 [18] D. P. Sablowski, M. Woche, M. Weber, A. Järvinen, and K. G. Strassmeier, in Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation III, Vol. 10706, edited by R. Navarro and R. Geyl, International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2018) p. 107066F.
 [19] Schott AG, Refractive indices of prisms. (2023).

Supplementary Material

Sellmeier's Equation

The Sellmeier equation describes the refractive index of glasses within visible wavelength range and slightly beyond [8].

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \sum_{i=1, \dots, n} \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_i}}$$

In this work, we used the below coefficients to successfully model our 'Echelle spectra which are taken from [19]

	B_i	C_i
N-F2	$B_1 = 1.34533359$	$C_1 = 0.00997743871$
	$B_2 = 0.209073176$	$C_2 = 0.0470450767$
	$B_3 = 0.93757162$	$C_3 = 111.8867640$
N-NF2	$B_1 = 1.39757037$	$C_1 = 0.00995906143$
	$B_2 = 0.159201403$	$C_2 = 0.0546931752$
	$B_3 = 1.2686543$	$C_3 = 119.248346$

Grating Equation

The derivation and complete discussion of the grating equation can be found in the MKS Grating Handbook which can be found on <https://www.newport.com>

$$m \cdot \lambda = d(\sin \alpha + \sin \beta) \cos \gamma$$

We use the following convention: every angle is measured from the grating normal **GN** towards any beam of light. If the rotation is clockwise or counterclockwise, the corresponding angle is negative or positive, respectively. α is the angle

of incidence relative to the grating normal. β is the outgoing angle of the diffracted light for an order m and d is the grating constant.

Example: A 79 grooves/mm grating exhibits a grating constant $d = 1/79 \text{ mm} = 12 \mu\text{m}/\text{groove}$. The angle γ , which we treated as $\gamma = 0^\circ$ for simplicity, is the out-of-plane angle of light with respect to the plane of incidence of a grating (if the grating vector $\mathbf{G} = (2\pi/d) \cdot \mathbf{g}$ lies perfectly parallel to the xz -plane). \mathbf{G} is the reciprocal grating vector. For constant observation angles, the right-hand side of grating equation becomes constant and can be solved for multiple combinations of m and λ . Suppose $\alpha = -67^\circ$, $\beta = -58^\circ$, $\gamma = 0^\circ$, $d = 79 \text{ grooves/mm}$, then $m \cdot \lambda = -22.30 \mu\text{m}$. If $m = -20, -21, -22, \dots$ and $\lambda = 1.115 \mu\text{m}, 1.062 \mu\text{m}, 1.014 \mu\text{m}, \dots$

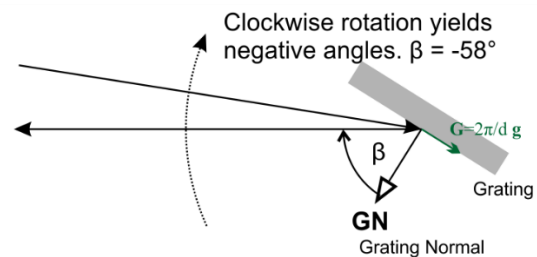


Fig. 4: Grating angle definition.

Derivation of Snell's law into a scalar product equation

Snell's law can be expressed as:

$$n_1 (\mathbf{n} \times \mathbf{k}_{in}) = n_2 (\mathbf{n} \times \mathbf{k}_{out})$$

3D Snell's Law

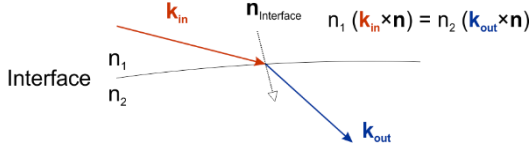


Fig. 5: General application of Snell's law.

Snell's law can be expressed as:

$$n_1 (\mathbf{n} \times \mathbf{k}_{in}) = n_2 (\mathbf{n} \times \mathbf{k}_{out})$$

Please note, we will use the general definition $\mathbf{k} = \mathbf{k}^{ip} + \mathbf{k}^{op}$, where $\mathbf{k}^{ip} = \mathbf{k} - (\mathbf{n}\mathbf{k})\mathbf{n}$ and $\mathbf{k}^{op} = (\mathbf{n}\mathbf{k})\mathbf{n}$ are the in-plane and out-of-plane components of a generic vector \mathbf{k} with respect to a surface normal vector \mathbf{n} .

With the relation $|\mathbf{a} \times \mathbf{b}| = |\mathbf{a}| |\mathbf{b}| \sin \theta$, we obtain the known relation $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$, as \mathbf{k} and \mathbf{n} are of unit length. By applying $(\mathbf{n} \times)$ to both sides of the upper equation and by means of the vector identity $\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = (\mathbf{A}\mathbf{C})\mathbf{B} - (\mathbf{A}\mathbf{B})\mathbf{C}$, we can transform Snell's law into:

$$-\frac{n_1}{n_2} [\mathbf{k}_{in} - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_{in}) \mathbf{n}] = \mathbf{k}_{out} - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_{out}) \mathbf{n} =: \mathbf{k}_{out}^{ip}$$

Both sides of the equation correspond to in-plane components of \mathbf{k}_{in} and \mathbf{k}_{out} , respectively. This results from $\mathbf{k}^{op} = (\mathbf{n}\mathbf{k})\mathbf{n}$ being the out-of-plane component of a vector \mathbf{k} . We can now express the in-plane component of \mathbf{k}_{out}^{ip} in terms of \mathbf{k}_{in} and the refractive indices. The next step is calculating the out-of-plane component of \mathbf{k}_{out}^{op} as a function of \mathbf{k}_{in} .

The squared length of \mathbf{k}_{out} can be written as:

$$\begin{aligned} k_{out}^2 &= \mathbf{k}_{out}^{op} \cdot \mathbf{k}_{out}^{op} + \mathbf{k}_{out}^{ip} \cdot \mathbf{k}_{out}^{ip} \\ &= \mathbf{k}_{out}^{op} \cdot \mathbf{k}_{out}^{op} + \\ &\quad \left(\frac{n_1}{n_2} [(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_{in}) \mathbf{n} - \mathbf{k}_{in}]\right) \cdot \left(\frac{n_1}{n_2} [(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_{in}) \mathbf{n} - \mathbf{k}_{in}]\right) \end{aligned}$$

with $\mathbf{k}^{ip} \cdot \mathbf{k}^{op} = 0$, since and thus both vectors are defined as orthogonal to one another. After multiplicative expansion and subsequent simplification of the upper expression, we obtain:

$$k_{out}^2 = \mathbf{k}_{out}^{op} \cdot \mathbf{k}_{out}^{op} + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 [\mathbf{k}_{in} \cdot \mathbf{k}_{in} - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_{in})^2]$$

Let $|\mathbf{k}_{in}| = |\mathbf{k}_{out}| = 1$, such that:

$$k_{out}^{op} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 [1 - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_{in})^2]}$$

Using this result, we can fully express \mathbf{k}_{out} as a function of the surface normal vector \mathbf{n} and the incident light beam direction vector \mathbf{k}_{in} :

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_{out}(\mathbf{n}, \mathbf{k}_{in}) = \\ \left(\sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 [1 - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_{in})^2]} - \left(\frac{n_1}{n_2}\right) (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_{in}) \right) \cdot \mathbf{n} \\ + \left(\frac{n_1}{n_2}\right) \mathbf{k}_{in} \end{aligned}$$

This expression solely depends on scalar products enabling fast computation instead of lengthy trigonometric relations. During literature search, we found that this formula is/was used in efficient raytracing applications. We have created an interactive *math3d.org* project [13] to help the reader visualize all the relationships. During literature research, we found that raytracing applications use this kind of formula, which is vastly unknown in spectroscopy. Further reading can be found in [9-12].

Snell's law - example calculation

The arcing effect seen in our prism example in the main text only arises from an oblique incidence on an optical surface. We will now calculate a simple example of a light beam traveling in vacuum ($n_1 = 1$) parallel to the xz-plane at an angle ϕ relative to the z-axis (see Figure 2a, Prism Perspective coordinate axis). Let:

$$\begin{aligned} n_1 = 1, n_2 = 2 \quad \text{and} \quad \mathbf{n} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix}, \\ \mathbf{k}_{in} = \begin{pmatrix} \cos \phi \\ 0 \\ \sin \phi \end{pmatrix} \implies \mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_{in} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \phi. \end{aligned}$$

Inserting this into the vectorial equation $\mathbf{k}_{out}(\mathbf{n}, \mathbf{k}_{in})$ gives:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_{out} = \\ \left[\sqrt{1 - \left(\frac{1}{2}\right)^2 \left(1 - \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \phi\right)^2\right)} - \left(\frac{1}{2}\right) \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \phi\right) \right] \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix} \\ + \left(\frac{1}{2}\right) \begin{pmatrix} \cos \phi \\ 0 \\ \sin \phi \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Simplifying the equation further yields:

$$\mathbf{k}_{out} = \frac{1}{4} \left[\sqrt{6 + \sin^2 \phi} - \sin \phi \right] \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos \phi \\ 0 \\ \sin \phi \end{pmatrix}$$

In our laboratory coordinate system (c.f. Figure 2a, Prism Perspective) the x-coordinate can be expressed as $x = \cos \phi$, thus, $\phi = \arccos x$. We can then write \mathbf{k}_{out} as a function of x . It is useful to calculate $\sin(\arccos x) = (1 - x^2)^{1/2}$.

$$\mathbf{k}_{out} = \frac{1}{4} [\sqrt{7 - x^2} - \sqrt{1 - x^2}] \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} x \\ 0 \\ \sqrt{1 - x^2} \end{pmatrix}$$

To investigate what curve \mathbf{k}_{out} is tracing out in the xy-plane, we can solely focus on the y-coordinate as a function of x .

$$Arc(x) = y(x) = -\frac{1}{4} (\sqrt{7 - x^2} - \sqrt{1 - x^2}).$$

The traced-out arc consists of the difference between two ellipses. We plotted $Arc(x)$ (blue) in Figure 6 to give an example to the reader.

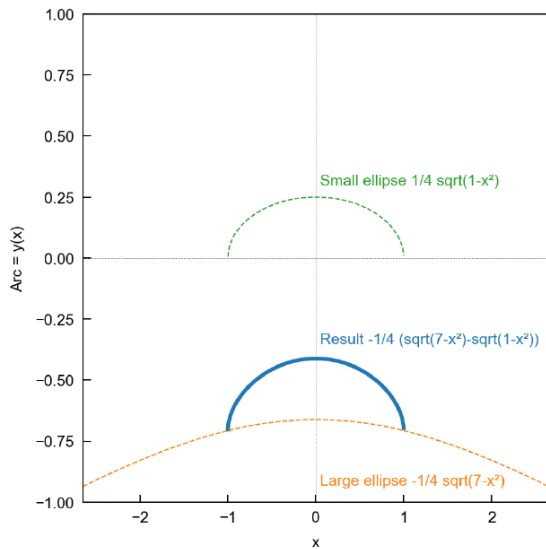


Fig. 6: Resulting arc (blue) that is the difference of a large ellipse (orange) and a small ellipse (green).

Simulation principle and projections

We carry our simulations out mostly by using Python3 (<https://www.python.org>), with the packages *astropy*, *numpy*, *scipy*, and *matplotlib*. The procedure is as follows:

- Define a laboratory coordinate system $\{\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}\}$
- Define the normal vectors of the prism $\{\mathbf{n}_{EntryFacet}, \mathbf{n}_{ExitFacet}\}$ in beam direction.
- Define a lens coordinate system $\{\mathbf{L}_x, \mathbf{L}_y, \mathbf{L}_z\}$ for the image generation and projections \mathbf{L}_z represents the optical axis. \mathbf{L}_x and \mathbf{L}_y help to project incoming beams within an orthogonal system.
Example:

- Rotate the \mathbf{z} unit vector around x by ϕ via the rotation matrix $R_x(\phi)$ to generate \mathbf{L}_z
- Define $\mathbf{L}_x = \mathbf{x}$
- Calculate $\mathbf{L}_y = \mathbf{L}_z \times \mathbf{L}_x$
- Define a wavelength range array $\lambda[i]$ from 350 nm to 1150 nm
- Calculate an array of normalized \mathbf{k} vectors $\mathbf{k}_{in}[i]$ in the laboratory coordinate system $\{\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}\}$ using the grating equation with an offset angle β_0 (see figure) and the array $\lambda[i]$ that will enter the next optical element. Here, the prism.
- For every \mathbf{k}_{in} vector, calculate the transmitted \mathbf{k}_{out} vector within the prism medium and repeat this for the light ray leaving the prism. Normalize the output vectors and compare for control. Snell's law may not change the length.
- Project the \mathbf{k} vector after the prism onto the Lens coordinate axes. The resulting angles are needed to deduce the position on the detector when using the lens equation $(x, y) = f \tan(\delta(x, y))$, where f is the focal length. The detector can be defined collinear to the lens coordinate system. $\mathbf{x}_{Det} = \mathbf{L}_x$, $\mathbf{y}_{Det} = \mathbf{L}_y$. Yet, if needed, it is possible to rotate the lens coordinate system around an arbitrary vector (e.g., around the optical axis). *SCIPY* has very handy classes and methods to achieve this. Now the projected \mathbf{k} vectors will be rotated on the detector.

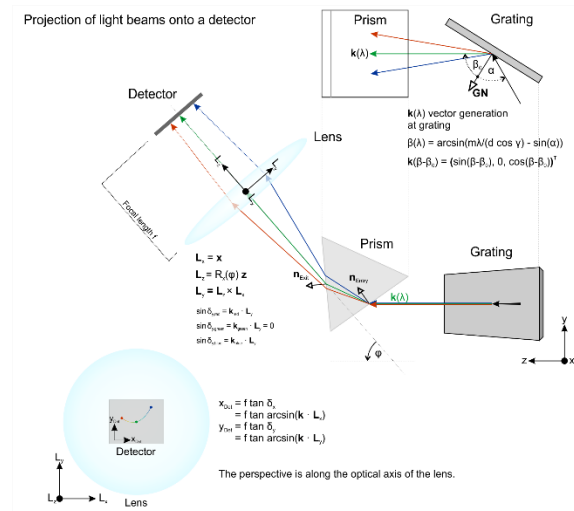


Fig. 7: Modeling approach of Echelle spectrometers.

Thoughts on grating dispersion and order calibration

Prisms as cross-dispersers untangle the overlapping grating orders and colors as shown in the main text in Figure 1. They have no influence on the initial grating dispersion that happens in the plane of incidence. Thus, we can

simply treat the system as grating plus a lens. Here, we see a lens with its optical axis being at an angle β_0 relative to the grating normal vector **GN**. By combining the grating and focusing equations, and using trigonometric identities, we obtain:

$$\lambda(y) = \frac{d \cdot \cos \gamma}{m} \left(\sin \alpha + \frac{1}{\sqrt{f^2 + y^2}} (y \cdot \cos \beta_0 + f \cdot \sin \beta_0) \right)$$

This equation can help to predict the in-plane position of spectral lines on a detector. Especially with negligible detector rotation. This is independent of any arcing from an oblique incidence on a prism.

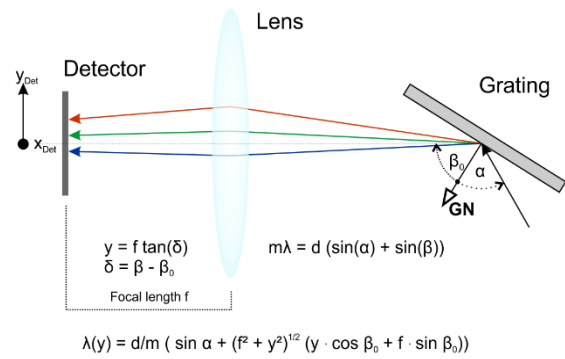


Fig. 8: General dispersion formula for a reflective diffraction grating and a lens positioned at an angle β_0 relative to the grating normal **GN**.

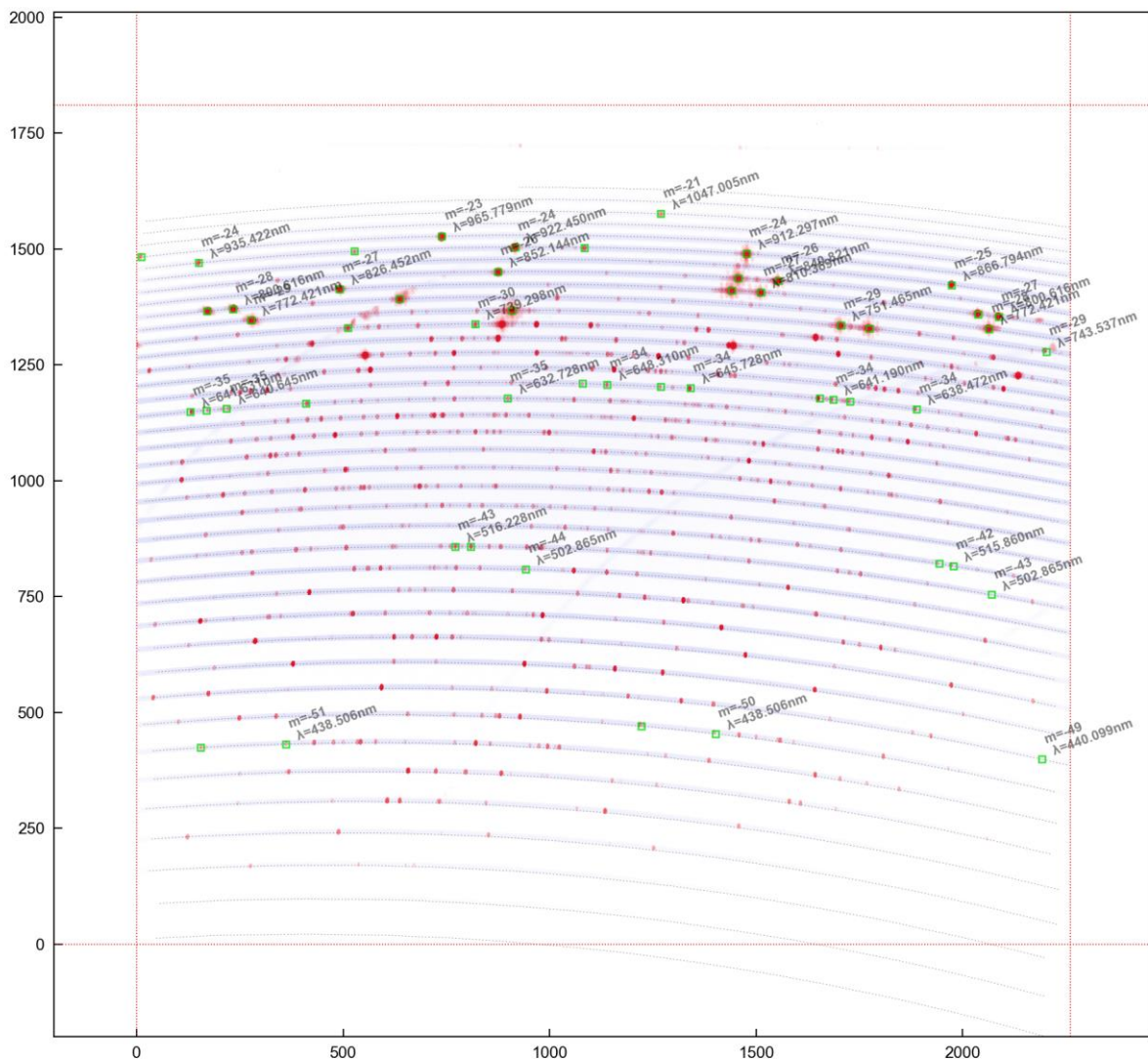


Fig. 9: Comparison between simulated and measured Échellogram.

Figure 9 shows the overlap between a measured spectrogram (light blue, flat field image) and the predicted spectrogram (dotted, black). It is the magnified version Figure 3a. The red

dots are measured ThAr peaks within the visible orders. The green boxes denote simulated positions of randomly selected Ar and Th lines

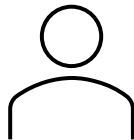
from NIST [16]. The absolute orders and wavelengths in nanometers are added to every other green box for clarity. It is evident, that the predicted and measured orders nicely overlap, showing that the algorithm works dependably. For this to work ad-hoc one needs to understand the geometry of the spectrograph (incident angles) as well as the focal length of the objective in front of the detector. Note: This spectrogram was taken on a home-made FLECHAS spectrograph by Bernd Bitnar. The built-up was supported by Karl-Heinz Wolf and Klaus Vollmann.

Python code

<https://github.com/jw-echelle/QtYETI>



Jakob Wierzbowski is a physicist and is professionally developing power semiconductors. During his graduate studies, he focused on the spectroscopy of quantum systems and dived deeply into optical systems. This interest stayed until this day.



Bernd Bitnar is a physicist. Professionally, he deals with the development of power electronic chips. As an amateur astronomer, he looks back on many years of deep sky photography. Stellar spectroscopy has been a new challenge for some years and is being pursued in his small roof-top observatory.



Siegfried Hold has been interested in astronomy since his youth. In the last 10 years, spectroscopy, and thus the insight into the physical processes of stars, has become the focus. The construction of an Échelle spectrograph and the evaluation of the data obtained with it are a preliminary highlight.

Die Phasen der Nova V1405 Cassiopeiae im Jahr 2021

Markus Kohl

Schröck 1, 94051 Hauzenberg, Germany, E-Mail: MKoi@gmx.net

Zusammenfassung

Die Nova V1405 Cassiopeiae war für Astronomen 2021/22 ein Objekt besonderer Art, das aufgrund der Zirkumpolarität des Sternbilds Cassiopeia über lange Zeit beobachtet werden konnte – und das sowohl visuell als auch spektroskopisch. Photometrisch konnte nicht nur eine Veränderung der scheinbaren Helligkeit, sondern auch in der Farbtemperatur verzeichnet werden. Spektren über einen längeren Zeitraum offenbaren Änderungen in Art und Intensität der Linien und der Ausbildung und dem Verschwinden von PCygni-Profilen, die auf mehrere Phasen des eigentlichen Ereignisses in der Sternhülle schließen lassen. Diese Phasen spiegeln sich auch in der Änderung der gemessenen Radialgeschwindigkeiten einzelner Linien wider. Vermutlich spielen hier veränderte optische Dichten des ausgestoßenen Materials und evtl. mehrere aufeinanderfolgende Abstoßungsereignisse sowie die Wechselwirkung durch die Orbitalbewegung mit dem Begleitstern eine Rolle. Die Modellierung stützt sich auf die angegebene Literatur, ist aber zugegebenermaßen spekulativ, weil eine differenzierte Beobachtung der Wechselwirkung zwischen Haupt- und Begleitstern die spektroskopischen Möglichkeiten der verwendeten Geräteanordnung übersteigt. Auch im Literaturstudium konnte die Auswirkung des Begleiters auf das spektrale Erscheinungsbild nicht eindeutig geklärt werden, weil verschiedene Arbeiten unterschiedliche Ansätze vorschlagen.

Abstract

The nova V1405 Cassiopeiae was a special kind of object for astronomers in 2021/22, which could be observed - both visually and spectroscopically - for a long time due to the circumpolarity of the constellation Cassiopeia. Photometrically, not only a change in the apparent brightness but also in the color temperature could be recorded. Long-term spectral series reveal changes in the nature and intensity of the lines and the formation and disappearance of PCygni profiles, suggesting multiple phases of the actual event in the stellar envelope. These phases are also reflected in the change in the measured radial velocities of individual lines. Changes in the optical densities of the ejected material and possible several successive repulsion events as well as the interaction with the companion star during the orbital movement probably play a role here. The modeling is based on the literature indicated but is admittedly speculative because a differentiated observation of the interaction between the main and companion stars exceeds the spectroscopic capabilities of the instrumentation used. Even in the literature, the effect of the companion on the spectral appearance could not be clearly clarified because various works propose different approaches.

Received: 2022-01-22, Revised: 2024-01-06, Accepted: 2024-01-14

1. Einleitung

Eine Nova entsteht nach der gängigen Lehrmeinung meist in einem System zweier sich eng umkreisender Partner eines Doppelsternsystems aus einem Weißen Zwerg und einem eher massearmen Stern, ähnlich unserer Sonne oder einem (angehenden) Roten Riesen. Beim Weißen Zwerg selbst kann keine effektive Kernfusion mehr stattfinden, weshalb er selbst so gut wie keine Energie mehr erzeugt. Im Begleitstern ist jedoch die Kernfusion aktiv, sein Radius überschreitet wegen seiner Nähe zum weißen Zwerg die Roche-Grenze. Dadurch wird von ihm durch die Gravitation des Weißen Zwergs kontinuierlich Gas - insbesondere Wasserstoff - abgezogen, das um den Zwergstern eine Akkretionsscheibe bildet. Aus dieser sinkt

durch die Gravitation ständig Gas auf die Oberfläche des Weißen Zwerges herab. Es bildet sich eine Schicht aus aufgesammelter Materie, deren Druck im Inneren allmählich steigt bis schließlich bei einer Temperatur von über 10 Mio. Kelvin das „Wasserstoffbrennen“ (Kernfusion von Wasserstoff zu Helium) einsetzt. Dieses Gas dehnt sich aufgrund der hohen Gravitation vom Zwergstern nicht sofort wieder aus, was einen sofortigen Druckabfall zur Folge hätte. Vielmehr ist dieses Gas entartet, so bezeichnet, weil über einen sehr großen Temperaturbereich hinweg der Druck lange Zeit konstant bleibt, so dass die Temperatur stetig ansteigen kann. Die Fusionsreaktionen setzen immer mehr Energie frei, bis es schließlich zu einer heftigen Explosion kommen kann, wenn der

Druck nicht mehr durch die Gravitation des Weißen Zwergs kompensiert wird. Bei diesem „Thermonuklearen Weglaufen“ (engl. thermonuclear runaway, TNR) wird ein Teil der in der Fusion befindlichen Wasserstoffschicht mit einer Geschwindigkeit von mehreren Tausend km/s ins All geschleudert. Dieser Prozess dauert ca. 100 s. Das ist der Moment, in dem die Nova aufleuchtet [1,2].

Der physikalische Mechanismus, der den Massenauswurf während der Nova-Eruption selbst und in der Folge dieses „Primärausbruchs“ den weiteren Masseverlust antreibt, ist immer noch nicht vollständig aufgeklärt. Verschiedene Modelle beschreiben ein einzelnes ballistisches Ereignis gefolgt von kontinuierlichen Sternwinden, eine allgemeine Wechselwirkung der beteiligten Sternhüllen oder eine Kombination mehrerer dieser Prozesse [3,2].

Im späteren Verlauf der Ausbrüche, wenn die anfängliche nukleare Explosion in ein eher stationäres H-Brennen (CNO-Zyklus) übergegangen ist, scheint sich ein strahlungsgetriebener Sternwind von der dann extrem heißen Oberfläche des weißen Zwergsterns einzustellen, wobei die Rolle des Begleitsterns bei diesen Prozessen noch nicht völlig klar ist. Man nimmt an, dass die Temperatur der Schicht, von der der Sternwind angetrieben wird, nach und nach immer höher wird, bis die Fusion aufgrund des dadurch relativ schnell abnehmenden Wasserstoffgehalts schließlich wieder erlischt. Als Folge kühlt das Gesamtsystem rasch wieder ab. Die Endgeschwindigkeit des entstehenden Sternwinds hängt wohl stark von der Temperatur der treibenden Schicht ab [4].

2. Die Nova V1405 Cassiopeiae

Das Jahr 2021 bescherte allen geeigneten Beobachtern eine recht helle Nova, die über Monate hinweg verfolgt werden konnte. Daher war sie spektroskopisch für Amateur-Astronomen bis in den Januar 2022 mehr als interessant.

Die Nova V1405 Cassiopeiae wurde am 18.03.2021 durch den japanischen Amateurastronomen Yuji Nakamura nahe des Sternhaufens M 52 entdeckt (RA 23h 24m 48s, Dec +61° 11' 15"). In Abb. 1 ist die Lage der Nova mit gelben Linien markiert.

In den Abbildungen 2 und 3 findet sich ein Vergleich vom 16.11.2014 (lange vor Entdeckung der Nova) und dem 29.03.2021. Das Bild vom März 2021 wurde in der Dämmerung aufgenommen und ist daher viel kürzer belichtet, als

das Bild aus dem Jahr 2014, weshalb viel weniger Sterne zu sehen sind. Dennoch hebt sich die Nova deutlich vom Umfeld ab.

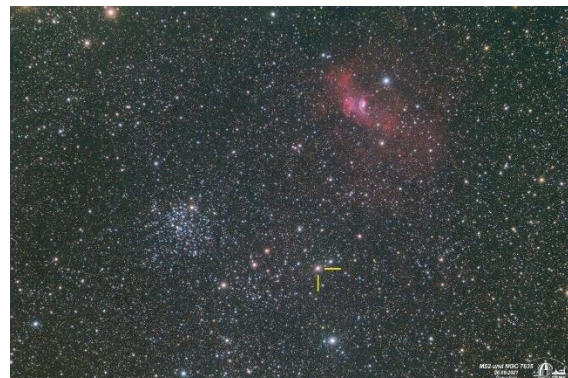


Abb. 1: Die Lage der Nova V1405 Cas nahe M52 und dem Blasennebel NGC 7635 (06.09.2021, 248x30s, 6"-APO (Skywatcher Esprit 150), Reducer f/5,25, ZWO ASI 071).

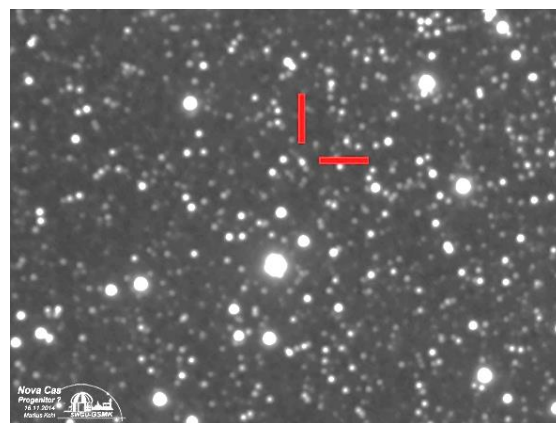


Abb. 2: Region der Nova am 16.11.2014 (4"-APO (Astrophysics Starfire, Telekompressor bei f/6), Canon EOS60d/60da, 8x900s, ISO 400, Ausschnitt).

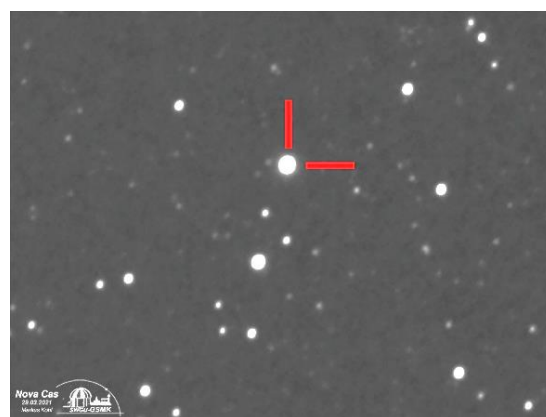


Abb. 3: Die Nova Cas am 29.03.2021, 8,1 mag (80mm-APO (Skywatcher Esprit 80, f/5), Canon EOS60da, 16x15s, ISO 800).

3. Photometrie der Nova

Die Helligkeit der Nova wurde zum Zeitpunkt der Entdeckung auf 9,6 mag geschätzt und

zeigte im Laufe der Monate starke Schwankungen mit mehreren Maxima und Zwischenmaxima, deren Stärke im Laufe der Zeit schwächer zu werden schienen. Anhand eigener Messungen in der ersten Beobachtungsphase (März/April) konnte eine schon früher erprobte Messmethode zur Helligkeitsbestimmung mittels zweier Referenzsterne geprüft werden [5]. Diese entspricht sehr gut den Helligkeitswerten, die von der AAVSO veröffentlicht wurden, so dass sich meine Bemühungen in der Folge auf die spektroskopische Beobachtung beschränkten. Zum Vergleich wird die AAVSO-Helligkeitskurve [6] später noch herangezogen. In Abb. 4 sind drei Bilder dargestellt, anhand derer ich die Helligkeit zu Beginn meiner Beobachtungen messen konnte.



Abb. 4: Zunahme der Helligkeit im April gemessen mit zwei Vergleichssterne außerhalb des Bildfelds (80mm-APO (Skywatcher Esprit 80, f/5), Canon EOS60da, 8 bzw. 16x15s, ISO 800, Ausschnitt).

4. Spektroskopie der Nova

Durch einem Shelyak-Alpy 600 Spektrographen mit Guiding-Modul (Spalt 10 μm) an einem Skywatcher Esprit 150 ED-APO und einer ZWO ASI071 Pro - Kamera habe ich die Nova seit 26.03.2021 über 50-mal spektroskopisch aufgenommen. Dabei wurden jeweils 120-150 Subframes zu je 20s Belichtungszeit im Programm Fitswork gestackt und nur in Luminanz entwickelt, um das vorhandene Restrauschen der Farbkamera zu minimieren. Die nichtlineare Wellenlängenkalibrierung erfolgte mit der Software RSpec von „Field Tested Systems“. Als Referenz leisteten aus praktischen Gründen die Emissionslinien des Be - Sterns „Tsih“ (Gamma Cassiopeiae) gute Dienste, weil dessen Dekretionsscheibe 2020/21 ein ausgiebig untersuchtes Objekt einer von mir geleiteten Jugendforschungsgruppe war. Dieser Stern ist nicht zuletzt wegen seiner relativ nahen Position zur Nova zur „Ein-Stern-Kalibrierung“ der Montierung gut geeignet.

Ziel war nicht nur, die Spektren qualitativ zu untersuchen, sondern auch die radiale Expansionsgeschwindigkeit v_{rad} der Gashülle zu bestimmen und die zeitliche Entwicklung dieser Geschwindigkeit zu dokumentieren.

Da sich die Gashülle schnell ausdehnt, ist das Spektrum des uns zugewandten Hüllbereichs blauverschoben, die von uns abgewandte Seite zeigt ein rotverschobenes Spektrum. Es resultiert eine deutliche Verbreiterung der Linien.

Als erster Vergleich wurden Linien im Sonnenspektrum verwendet, die im Vorfeld zu Testzwecken erstellt wurden. Die schmalsten Linien im Sonnenspektrum kamen auf eine Breite von 1-2 Pixeln, so dass dieser Wert vereinfacht als Instrumentengrenzwert angenommen wurde. Mit einer Dispersion von 2,5 $\text{\AA}/\text{Pixel}$ wurde so ein Wert für das spektrale Auflösungsvermögen von $R \approx 600-900$ ermittelt. Ohne Fehlersubtraktion ergibt sich zwar nur eine relative, d.h. immer noch vom Instrument abhängige Verbreiterung. Da aber stets das o.g. Instrumentarium in gleicher Anordnung angewendet wurde, konnte der Verlauf der Entwicklung von v_{rad} auch ohne weitere Korrektur gut abgeschätzt werden. Dabei waren die gemessenen Werte immer etwas kleiner als Vergleichswerte professioneller Astronomen aus derselben Phase. Ferner ist auch zu beachten, dass die gemessenen Geschwindigkeiten evtl. nicht das Gesamtsystem darstellen, sondern aufgrund wechselnder optischer Dichte verschieden tiefe Gasmedien abbilden.

Aus der Verbreiterung der Linien gegenüber einer theoretisch „ruhenden“ Linie kann mit dem nichtrelativistischen Doppler-Effekt ($v_{rad} \ll c$) die Expansionsgeschwindigkeit berechnet werden:

$$v_{rad} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \cdot c$$

Es sind hierbei v_{rad} die radiale Komponente der Expansionsgeschwindigkeit, $\Delta\lambda$ die einseitige Verbreiterung der Linie (gemessen am PCygni-Profil, s. u.), λ_0 die Wellenlänge der „ruhenden“ Linie, z.B. für H α 6562,8 \AA und c die Lichtgeschwindigkeit (299792,458 km/s).

Eine Besonderheit bei Sternen mit sich ausdehnender Hülle ist das Auftreten von sog. PCygni-Profilen, die bei vielen Linien auftreten: Es entsteht aus einer Überlagerung der Absorptionslinie in direkter Sichtlinie zum Stern durch die Emissionslinie derselben Wellenlänge, die durch Anregung der Atome der expandierenden Gashülle verursacht wird. Die abgestoßene Gashülle bewegt sich in alle Richtungen vom Stern fort. Der Doppler-Effekt wirkt sich bei dem Teil, der sich auf den Beobachter zu bewegt in einer Blauverschiebung aus. Hier wird das vom Stern ausgehende Licht weitgehend in der Gashülle absorbiert (und gestreut), weshalb sich eine blauverschobene Absorptionslinie zeigt. Von dem Teil der Hülle, der von uns weg und

nach allen Seiten expandiert, wird ein Strahlungsüberschuss in Form einer breiten Emissionslinie empfangen. Von der Emissionslinie bleibt oft nur der rotverschobene Anteil ungestört sichtbar, der blauverschobene Anteil kann die Absorption nicht oder nur teilweise überkompensieren [2].

In RSpec hat man ein Werkzeug, mit dem die Messung der PCygni-Profile gut durchgeführt werden kann (Abb. 5). Das Spektrum wurde nach der Wellenlängen-Kalibrierung mit einem Polynom 3. Ordnung durch das geglättete Kontinuum dividiert („Normierung auf 1“). Die dargestellten blauen Messlinien wurden genau auf das Absorptions-Minimum (links) und das Emissions-Maximum (rechts) positioniert und die so gemessene Differenz $\Delta\lambda$ der Wellenlängen als Wert für die Linienverbreiterung verwendet.

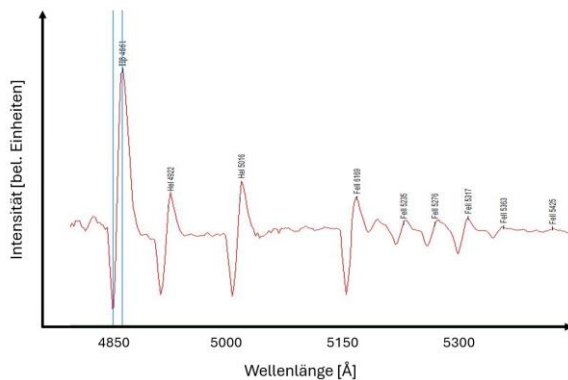


Abb. 5: Messung der Wellenlängen-Differenz $\Delta\lambda$ bei der H-Beta-Linie in RSpec. (Spektrum vom 24.04.2021)

Neben weiteren Einflussgrößen ist das Radienverhältnis von Stern und abgestoßener Hülle für die Ausprägung des PCygni-Profiles ausschlaggebend. Bei Hüllen mit weniger als 1,5 Sternradien überwiegt die Absorption, bei Hüllen größer als etwa 5 Sternradien ist der Absorptionsanteil in der Regel verschwindend klein [2]. Die Absorptionen der PCygni-Profile waren bei der Nova Cas in verschiedenen Phasen unterschiedlich ausgeprägt (siehe Vergleich unten). Das kann somit ein direktes Resultat des aktuellen Radius der Gashülle sein oder mit einer sich ändernden Dichte der im Spektrum sichtbaren Hüllenregion erklärt werden. Vermutlich blickte man an unterschiedlichen Tagen unterschiedlich „tief“ in die Gashülle. Das würde in erster Erklärung bedeuten, dass die Hüllenbereiche nicht immer gleich dicht oder gleich angeregt waren.

Bei der Berechnung durch Vermessung aller jeweils sichtbaren PCygni-Profile wurde für jeden Tag ein Mittelwert gebildet. Dies erfolgte einmal für alle messbaren Balmer-Linien des Wasserstoffs, einmal für alle erkennbaren He I-Linien

und schließlich für die Fe II-Emissionen, soweit sichtbar. Dabei schien die H-Alpha-Linie eine Sonderstellung zu haben, weshalb diese in einer Tabelle stets auch einzeln eingetragen und grafisch dargestellt wurde. I.d.R. zeigte diese für sich isoliert gemessen, höhere Werte von v_{rad} als der Durchschnitt der Balmer-Serie als Ganzes. Weiterhin konnte das Maß des jeweils am weitesten nach unten und nach oben abweichenden Geschwindigkeitswertes als Fehlergrenze verwendet werden.

Interessant ist der Vergleich der gemessenen Geschwindigkeit mit der Helligkeitsentwicklung, für die die bestmögliche Quelle herangezogen wurde: Die Helligkeitskurve der Nova Cas, die von der AAVSO bereitgestellt wird [6]. So ergab sich die zeitliche Entwicklung für die scheinbare Expansionsgeschwindigkeit im Vergleich zur Helligkeit in Abb. 6.

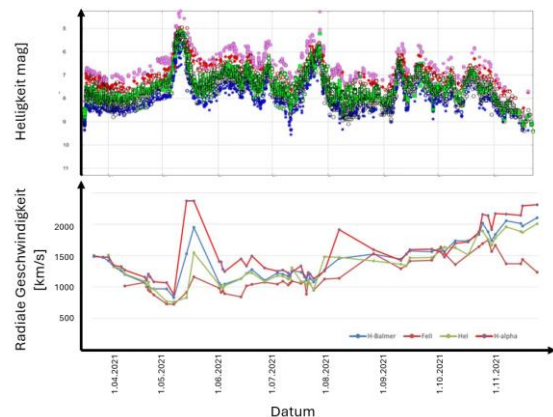


Abb. 6: Evolution der radialen Geschwindigkeit (unten) verglichen mit der AAVSO Helligkeitskurve (oben)

Die Geschwindigkeit schien also bereits kurz nach Entdeckung der Nova zunächst abzunehmen. Den ersten beiden Maxima folgte etwas zeitlich versetzt jeweils ein Anstieg der Geschwindigkeit besonders der H α -Linie.

Im November nahm die Helligkeit kontinuierlich ab, begleitet von einem allmählichen Anstieg der gemessenen Expansionsgeschwindigkeit. Für die H α -Linie (rote Diagrammkurve) ergibt sich, wie oben schon erwähnt, augenscheinlich fast immer ein höherer Wert als für den Durchschnitt der restlichen Linien der Balmer-Serie.

5. Qualitative spektrale Evolution der Nova

Die über 50 Spektren der Nova sollten aber noch mehr verraten: Wie entwickelt sich das Spektrum der Nova im Laufe der Zeit? So habe ich die Daten genutzt, um alle Spektren parallel

darzustellen. Tom Feld von RSpec war sehr geduldig und hat in dem neu entwickelten „Präsentations-Manager“ von RSpec statt der ursprünglichen 20 extra bis zu 100 darstellbare Spektren programmiert, um alle Daten zeigen und vergleichen zu können [7].

In Abb. 7 ist von unten nach oben chronologisch die gesamte Palette der Spektalkurven von März bis November eingetragen. Hierbei wurden die Spektaldiagramme „auf 1 normiert“, um die Entwicklung der Linien selbst unabhängig vom Kontinuum darzustellen. Die jeweils Maxi-

mum-nächsten Spektalkurven sind zur besseren Übersicht rot eingefärbt. Leider habe ich aufgrund des nicht immer zuverlässigen Wetters nicht alle Maxima auch am gleichen Tag aufnehmen können. Viele Linien, besonders gut erkennbar bei den Fe II- und He I-Profilen werden im Verlauf mehrmals stärker und schwächer. Ebenso verhält es sich mit den zugeordneten Minima der PCygni-Absorptionen. Es gibt (mit etwas Unsicherheit) gegen Ende evtl. schon eine verbotene [NII]-Linie, die bei 5755 Å auftaucht. Sie ist in der Abbildung in roter Farbe beschriftet.

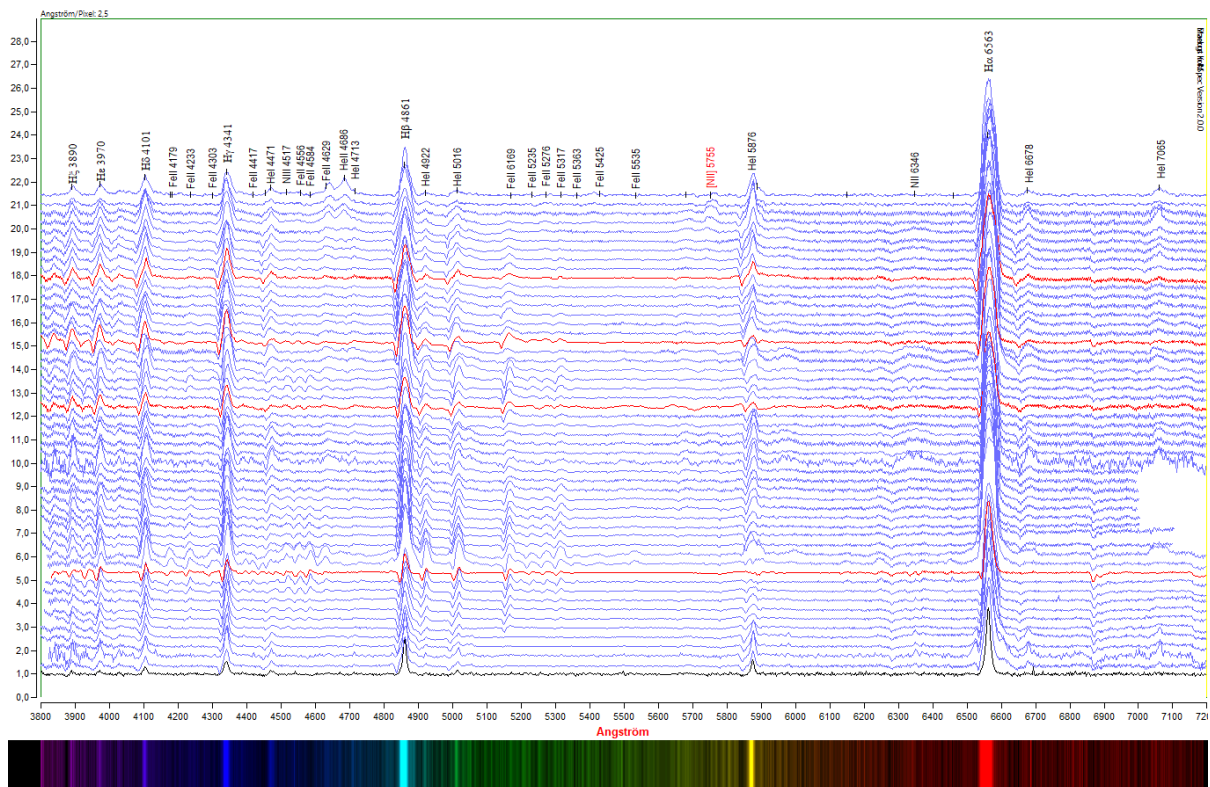


Abb. 7: Spektrale Evolution der Nova Cassiopeiae

Der Helligkeitsverlust im Laufe der Phasen nach den Maxima scheint jeweils durch die abnehmende Intensität des dabei im Spektrum sichtbaren Kontinuums (innere Bereiche der Gashölle) verursacht zu werden, wie später noch gezeigt wird. Die PCygni-Absorptionen sind in den letzten Spektren konstant schwach, aber nicht völlig verschwunden, ein Indiz für insgesamt abnehmende Dichte.

Nahe der Helligkeitsmaxima um den 10/11. Mai 2021 und 29. Juli 2021 soll in den folgenden, nicht normalisierten Diagrammen (Abb. 8 und 9) jeweils das Spektrum incl. Kontinuum vom Maximum (oder am nächsten daran) mit dem darauffolgenden Minimum verglichen werden, um

damit eine Klassifizierung der Nova Cas vorzunehmen und weitere Effekte darzustellen.

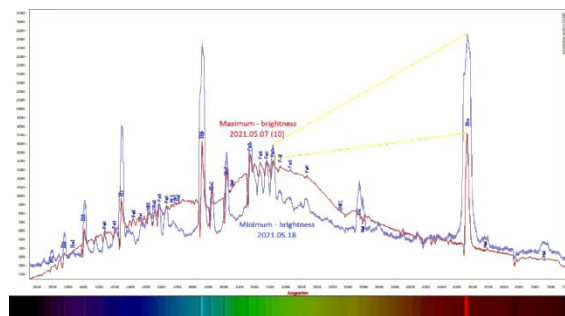


Abb. 8: Spektralvergleich des Maximums (07.05.2021, rot) mit dem folgenden Minimum (18.05.2021, blau).

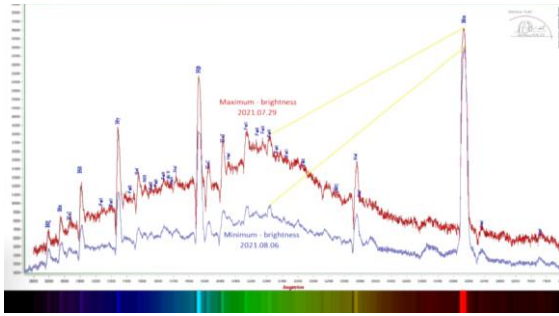


Abb. 9: Spektralvergleich des Maximums (29.07.2021, rot) mit dem folgenden Minimum (06.08.2021, blau)

6. Klassifizierung der Novae nach ihren Spektrallinien

Eine gängige Einteilung von Novae nennt drei Gruppen [2,8]:

- *He/N-Novae* mit ausschließlich Linien von Wasserstoff, Helium und Stickstoff mit relativ breiten Linienprofilen (hoher HWZI-Wert = „Half width at zero intensity“),
- *Fe II- Novae*, bei denen neben den Linien des Wasserstoffs und Heliums besonders auffällige Linien des Eisens vorkommen. Deren Linienbreite ist in der Regel geringer als bei den He/N-Novae und charakterisiert durch relativ ausgeprägte PCygni – Profile und
- *Hybride Novae*, bei denen beide Typen (He/N und Fe II) parallel auftreten bzw. sogar mehrmals wechseln.

Gemäß der dokumentierten spektralen Evolution und der Spektralvergleiche Abb. 7 - 9 kann die Nova V1405 Cas als Hybride Nova klassifiziert werden. Aufgrund der zeitlich recht ausgedehnten und lang andauernden Entwicklung etwa im Vergleich zur Nova Herculis (Juni 2021), die nur wenige Tage gut beobachtbar war und schnell ins Nebelspektrum überging, wird die Nova Cas gemeinhin als „langsame“ Nova eingestuft. Dafür würden auch die Expansionsgeschwindigkeiten sprechen: Bei der Nova Herculis konnten mit der HWZI-Methode Werte von $v_{exp} \sim 5000-6000$ km/s bestimmt werden, während die Werte der Expansionsgeschwindigkeit der Nova Cas im Bereich zwischen 1000 und 2000 km/s lagen. Das erklärt vermutlich, warum die Nova im Hercules schnell an Helligkeit verlor und recht schnell in das diffus nebulöse Stadium mit verbotenen Linien übergehen konnte. Schnell zeigten sich bei dieser Nova neben dem rasanten Helligkeitsverlust Linien des ionisierten Stickstoffs [NII] und Sauerstoffs [OIII] vergleichbar mit einem planetarischen Nebel. Die Nova Cas war dagegen im Januar 2022 immer noch 9-10 mag hell und damit am Übergang zum Nebelstadium.

Aus den obigen Abbildungen resultiert eine Antwort auf eine schon lang vor mir liegende Frage über die Farberscheinung von Novae (und Supernovae) - beziehentlich auch auf einen Artikel zur Nova Cas in Sterne und Weltraum 01/2022 [1]. Bei Novae scheint die Farbe ab dem Maximum jeweils zum nächsten Minimum deutlich in Richtung Rot zu wechseln, während im Maximum ein eher „bläulich-grünlich-weißes“ Sternscheibchen auf den Aufnahmen zu sehen ist (vgl. Abb. 10).

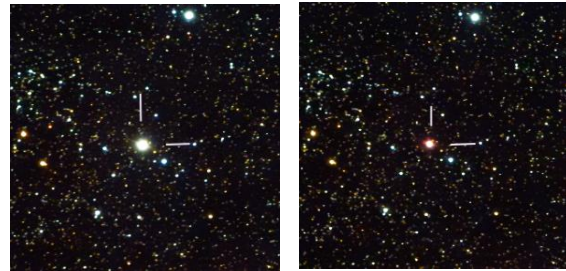


Abb. 10: Farbaufnahmen der Nova vom 11.05.2021 im Maximum mit 5,4mag (links) und 21.05.2021 im zwischenzeitlichen Minimum bei 7,4mag (rechts) (Fotos: Eliot M. Herman, Arizona [9]).

Der Grün-Rot-Farbindex ist gemäß Referenz 1 in den Phasen der Maxima am niedrigsten. Grün ist dann im gesamten Spektrum dominant, wie die Spektren Abb. 8 und 9 deutlich nahelegen. Nach dem Maximum verringert sich die Helligkeit des Kontinuums, so dass das „Gesamtlicht“ wieder „roter“ wird, weil z.B. die erhabene $H\alpha$ -Linie die Farbe dominiert. Die vergleichenden gelben Linien in den Abb. 8 und 9 zeigen den Grün-Rot-Farbindex qualitativ. Ihre Steigung kann näherungsweise als anschauliches Maß für den Farbindex verwendet werden. Erklärung: Das Kontinuum bildet vorwiegend die wenig transparenten Teile der inneren Expansionshülle ab. Es hat seine Helligkeit überwiegend im grünen Bereich des Spektrums und überwiegt im Maximum den Gesamteindruck der Farbe. Wird das Kontinuum schwächer erscheint mehr „Rot“. Ein weiterer eindrucksvoller Beleg für die Ursache des Farbeindrucks ist Eliot Herman mit Farbfilter- und Schmalband-Aufnahmen gelungen.

7. Die Phasen der Nova Cassiopeiae

Im Laufe ihrer Entwicklung hatte die Nova mehrere Helligkeitsmaxima und Zwischenmaxima, die gemäß der Lichtkurve (Abb. 6) beinahe periodische Merkmale aufwiesen. Man könnte 3 Hauptmaxima interpretieren, die jeweils von mindestens 3 mehr oder weniger ausgeprägten Nebenmaxima gefolgt wurden. Jeweils nach dem Maximum hat sich der Farbeindruck in Richtung Rot verändert.

Jeweils bei den Maxima (Mai, Juli, September) waren die Absorptionen der PCygni-Profile am ausgeprägtesten. Nach den Maxima im Mai und Juli schien sich zudem eine beeindruckende Beschleunigung innerhalb der Balmer-Linien einzustellen, sichtbar insbesondere in der deutlichen Verbreiterung der H-Alpha-Linie (vgl. rote und blaue Spektralkurve in Abb. 8). Die mehrmalige Veränderung der scheinbaren Expansionsgeschwindigkeit ist in Abb. 6 dokumentiert.

Stößt ein mehrfach „pulsierend“ auftretender Prozess, der jeweils zu einem Helligkeitsmaximum führt, bestimmte Teile der Hülle an, so dass mit einer Zeitverzögerung von einigen Tagen nach dem Maximum im Spektrum eine Beschleunigung gemessen wird? Oder handelt es sich um ein Phänomen unterschiedlich dichter Medien, von denen das weniger dichte schneller ist und erst nach Abnahme der Dichte des langsameren Mediums im Spektrum wieder sichtbar wird, so dass dann im Spektrum dessen höhere Geschwindigkeit dominiert? Das Spektrum zeigt im Vergleich wohl, wie oben schon angedeutet, jeweils gleichzeitig Entwicklungen in inneren und äußeren Bereichen des abgestoßenen Materials.

Handelt es sich physikalisch um mehrere "Abstoßungs-Ereignisse" vom Weißen Zwerg, die besonders im Kontinuum die Gesamthelligkeit der Nova im Laufe der Monate mehrmals erhöhen? Sehen wir eine vermeintliche Periode als Folge der gegenseitigen Umrundung der beiden Sternkomponenten? Die unterschiedlichen, sich ständig verändernden PCygni-Profile (vgl. Abbn. 8 und 9) verschiedener Linien sollten jedenfalls ein Indiz für Dichteveränderungen sein.

Im Folgenden sollen mögliche Erklärungen diskutiert werden.

8. Modelle der zeitlichen Entwicklung von Novae und ihres Spektrums

8.1 Hachisu und Kato in Wischnewski [2]

Nach dem TNR expandiert die äußere Schicht des weißen Zwergs als optisch dichte (undurchsichtige) Hülle. Die Photosphäre vergrößert sich und damit steigt die Helligkeit rasant um bis zu 10-14 Größenklassen an. Die immer noch heiße Oberfläche des Weißen Zwergs erzeugt in dieser Phase genügend Strahlung, um die Gase der Hülle anzuregen oder zu ionisieren und einen Sternwind zu produzieren. Die Hülle besitzt dabei prinzipiell zwei Bereiche: einen optisch dichten inneren Teil, dessen äußere Grenze die Photosphäre bildet. Das Gas außerhalb ist „dünner“ und damit mehr oder weniger

durchsichtig. Die Transparenz ist in verschiedenen Wellenlängenbereichen unterschiedlich.

Bei schnellen Novae (z.B. Nova Her 2021) bildet der Sternwind selbst die optisch dichte Hülle mit der Photosphäre. Durch die rasante Expansion (hier ~5000 km/s) wird das Maximum schnell erreicht. Ebenso schnell führt die Expansion gleichzeitig mit einer Abnahme der nachströmenden Materie zu einer Dichteabnahme und zunehmenden Transparenz der Hülle, so dass die Helligkeit rasch wieder zurückgeht.

Bei einer langsamen Nova ist durch die geringere Massenverlustrate nur der innere Teil optisch dicht und expandiert langsamer. Mit abnehmendem Materiezufuhr von innen wird hier die innere optisch dichte Hülle zunehmend „dünner“ und transparenter, die Photosphäre kleiner. Die Helligkeit nimmt dadurch eher langsam ab.

Dabei zeigen sich im Verlauf des Gesamtereignisses verschiedene spektrale Phasen, die in der Literatur benannt werden und deren Übergänge fließend sein können:

- *Prämaximum-Spektrum* mit PCygni-artigen Spektrallinien besonders der Balmer-Serie.
- *Hauptspektrum* („Principal“) beginnend kurz vor oder nach dem Maximum [2,3]: charakterisiert durch weiter blauverschobene PCygni-Absorptionen und Emissionslinien des Wasserstoffs/Heliums aber auch von Eisen.
- *Diffuses* („Enhanced“) [3] oder „Funkenpektrum“ [2]: Emissionsanteil der PCygni-Profile nimmt zu, die Absorptionskomponente ist breiter und eher diffus und wird von der Emissionskomponente zunehmend kompensiert. Dabei spielen nach Wischnewski vermutlich „Turbulenzen in der Hülle“ eine Rolle [2].
- *Orionspektrum*: kurze Phase mit Absorptionslinien ähnlich von B-Sternen der Orion-Assoziation.
- *Nebelspektrum*: Auftreten von verbotenen Linien, z.B. [O III], [N II] wie auch [Fe II] bis [Fe IV], ähnlich einem planetarischen Nebel.

Diese Phasen werden zum Teil auch in den folgenden Modellen abgebildet.

8.2 Williams (2021) [8]

Williams sieht die Ursache der He/N-Linien im zugrunde liegenden Abstoßungsereignis vom Weißen Zwerg, welches durch den TNR als „Initial-Zündung“ verursacht wird. Die entstehenden Emissionslinien sind demzufolge von Re-

kombination und Fluoreszenzanregung verursachte H-, He- und N-Linien mit relativ hohem Ionisationsgrad. Vor dem ersten dokumentierten Maximum der Nova Cas war ein He/N-Spektrum überwiegend, bei dem aber zunehmend auch Fe II-Linien auftraten (Abb. 7).

Die stärker werdenden Fe II-Linien haben nach Williams einen niedrigeren Anregungszustand. Dies deutet auf eine Stoßanregung der Elektronen hin. Die Fe II-Linien resultieren aus einer Kombination von Elektronenübergängen schwererer Elemente. Diese Form der Anregung ebenso wie die prominenten PCygni-Profile besonders bei den Fe II-Linien lassen sich mit einer hohen Dichte des expandierenden Gases erklären. Das Vorkommen von Linien schwererer Elemente ist nach Williams typisch für einen stellaren Wind, der mutmaßlich eher vom Begleitstern ausgeht als vom weißen Zwerg selbst. Dieser sollte eine Spektralklasse ähnlich unserer Sonne (oder später) haben.

Wir hätten es gemäß Williams also mit zwei Effekten zu tun: Dem Initialereignis (TNR vom weißen Zwerg), welches eine erste Expansionshülle bildet. Trifft diese auf die äußeren Schichten des Begleiters, werden diese durch den Stoß bzw. Schock beim Eintreffen aufgeheizt. Dadurch und angetrieben durch die Strahlung vom Weißen Zwerg wird ein Massenverlust des Begleitsterns initiiert. Der Massenverlust erfolgt gemäß Williams zu einem bedeutenden Teil in Form eines optisch dichten Sternwinds aus Material auch mit schwereren Elementen. Dies wird gemäß Williams durch die im Maximum deutlicher ausgeprägten Fe II-Linien mit klaren PCygni-Absorptionen untermauert (vgl. rote und blaue Graphen in Abbn. 8 und 9).

Die Helligkeitsmaxima und das Fe II-Erscheinungsbild im Maximum sind gemäß Williams weniger das Resultat einer effektiven Temperatursteigerung als vielmehr Folge des veränderten Radius der sichtbaren Photosphäre, welcher durch die Dichteverteilung des abgestoßenen Materials im jeweiligen Stadium bestimmt wird. Infolge der Expansion nimmt die optische Dichte dieses Materials ab, optisch weniger dichte Bereiche mit anderen Expansionsgeschwindigkeiten werden (wieder) sichtbar, es entsteht wieder der Eindruck einer He/N-Nova, die insgesamt an Helligkeit verliert. Der hybride Charakter der Nova wäre damit erklärt.

Es sei ein eigener Gedanke erlaubt: Folgt man dem Modell von Williams weiter, dürfte sich gemäß der Helligkeitskurve der Nova Cas dieses Szenario der Zu- und Abnahme der optischen Dichte mehrfach wiederholen. Entweder war der Sternwind nicht konstant, sondern eher „pulsierend“, oder die Orbitalbewegung beider

Sterne hat einen Einfluss auf die unterschiedlichen Bereiche, die im Spektrum erkannt werden können. Das möchte ich im folgenden Schaubild (Abb. 11) vereinfacht in Form eines Orbitalumlafs darstellen. In Wirklichkeit haben bei einer angenommenen Umlaufzeit von vier- bis fünf Stunden [1] bis zum ersten Maximum zahlreiche Umrundungen stattgefunden. Ob dabei die Neigung der Orbitalebene bezüglich unseres Blickfeldwinkels eine Rolle spielt, möchte ich bewusst offenlassen.

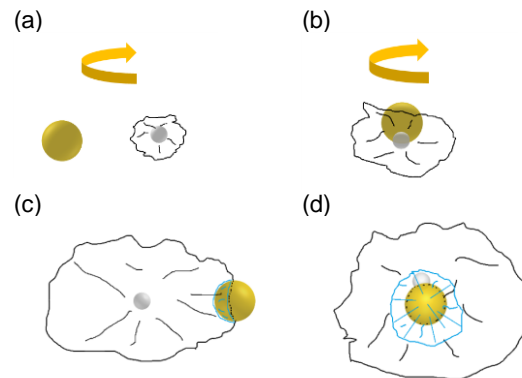


Abb. 11: (a) Initiale Hüllenabstoßung des weißen Zwergs (TNR) - Photosphäre dehnt sich aus, die Nova wird sichtbar. Nova vom Typ He/N. (b) Begleitstern und weißer Zwerg umrunden sich. Die abgestoßene Hülle dehnt sich weiter aus. Nova vom Typ He/N. (c) Die abgestoßene Hülle erreicht den Begleitstern und erzeugt beim Auftreffen einen Schock mit Aufheizung (hellblau markiert). Der Sternwind zeigt durch Stoßanregung auch Fe II-Linien. Die Helligkeit nimmt durch Vergrößerung des optisch dichten Bereichs zu. (d) Im Spektrum sind beide Komponenten (Hülle & Sternwind) abgebildet und die Helligkeit der Nova erreicht ihr erstes Maximum (größte optische Dichte). Das Fe II-Spektrum überwiegt jetzt neben dem immer noch sichtbaren He/N-Spektrum, PCygni-Absorptionen der Fe II-Linien sind ausgeprägt.

Darin steckt vielleicht eine (etwas spekulative) Erklärung für die mehreren fast periodischen Helligkeits-Maxima, die insgesamt aber an Intensität abgenommen haben. Ebenso wäre das mehrmalige Auftauchen und beinahe Verschwinden bestimmter Linien des Fe II-Spektrums (Abb. 7) ein Hinweis auf ein solches Modell.

8.3 Aydi et al. (2020) [3] - Unterschiedliche Materieströme vom weißen Zwerg

Aydi et al. stützen sich in ihren Ausführungen auf zahlreiche Beobachtungen von Novae mit zum Teil hochauflösender Spektroskopie und widersprechen weitgehend der Beteiligung des Begleitsterns als Ursache der Fe II-Linien. Nach ihren Ausführungen wäre um den Begleiter eine ungewöhnlich hohe Masse- und Energiemenge nötig, damit der von ihm ausgehende Massenverlust im Spektrum mit den eigentlichen Nova-Ejekta konkurrieren oder diese im Spektrum gar übertreffen könnte.

Bei Aydi et al. werden sehr spezielle gemeinsame Merkmale der spektralen Entwicklung vieler Novae herausgestellt und alle im Wesentlichen auf den Weißen Zwerg zurückgeführt. Dazu gehören drei Materieströme („Flows“), die zeitlich abfolgend, aber auch simultan auftreten:

Der „*Slow flow*“: Vor dem eigentlichen Maximum zeigen nach den Ausführungen die Balmer-Linien Emissionsprofile mit blauverschobenen PCygni-Absorptionslinien bei etwa 200 – 1000 km/s, korreliert mit der Geschwindigkeits-Klasse der Nova. Bei der Nova Cas ergaben sich aus meiner Messung vor dem Maximum aus dem Durchschnitt der Balmer-Linien Werte von $v_{rad} = 1500$ km/s. Bis zum Maximum gingen diese kontinuierlich auf unter 1000 km/s zurück, was sich gut mit Daten von Aydi et al. deckt.

Kurz nach dem optischen Peak erscheint gemäß Aydi et al. eine breite (schnelle) Emissions-Komponente mit Geschwindigkeiten wieder jenseits der 1000 km/s, die den sog. „*Fast Flow*“ im Spektrum abbildet. In meiner Messung zeigte sich dies besonders bei $H\alpha$, bei über 2300 km/s, während sich bei den anderen Balmer-Linien nur ein geringfügiger Anstieg der Geschwindigkeit verzeichnen ließ. Hierbei sind nach dem Maximum die zugeordneten PCygni-Absorptionen eher schwach ausgeprägt (vgl. blaue Kurven in Abbn. 8 und 9 sowie 12).

Als Besonderheit lässt sich in Übereinstimmung mit Aydi et al. hier auch erkennen, dass die ursprüngliche langsame Absorption nicht verschwunden ist, sondern unterhalb der Spitze der breiten Emissionslinien als „Delle“ immer noch erkennbar ist (vgl. Abb. 12 für $H\alpha$ links und Fe II rechts). Dies stellt nach Aydi et al. ein besonders stichhaltiges Argument für die zwei „Flows“ dar. Eine neue schnelle (breite) Emission, verursacht vom „Fast Flow“, mit gering ausgeprägten PCygni Absorptionen und die ursprüngliche „langsamere“ Emission (zurückzuführen auf den „Slow Flow“) mit deutlichen PCygni-Profilen.

Es handelt sich demnach also um eine „Koexistenz“ zweier Komponenten im Spektrum, die ein Anzeichen für mindestens zwei physikalisch verschiedene Materieströme sind. Einfach gesagt: Die „Delle“ nahe der Spitze bestimmter Spektrallinien zeigt, dass eine signifikante Menge des ursprünglichen Materiestroms immer noch vorhanden ist, während sich ein neuer Strom etabliert hat. Weiterhin ist zu bemerken, dass sich die schnelle Komponente vorübergehend sogar noch beschleunigt (vgl. Geschwindigkeitskurve, Abb. 6, bei der ich hier wohl vorwiegend die schnelle Komponente erfasst

habe, weil ich mir über die Koexistenz mit der langsameren Komponente zu dieser Zeit noch nicht bewusst war).

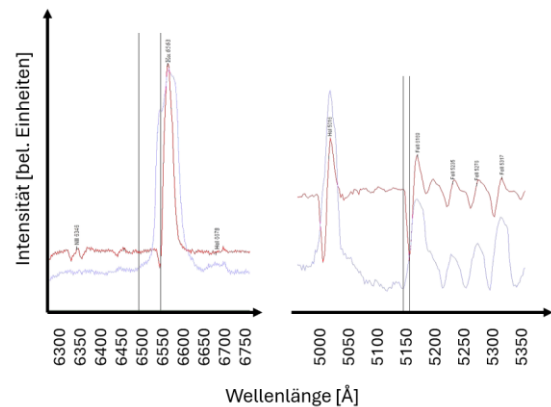


Abb. 12: Spektralvergleich des Maximums (07.05.2021) mit dem folgenden Minimum (18.05.2021). Links: $H\alpha$ ist hier im Minimum höher, für die Gesamthelligkeit im Maximum überwiegt aber das Kontinuum! Die langsame PCygni-Absorptions-Komponente im breiten oberen Teil der blauen Kurve entspricht gut dem tiefen Tal in der roten Kurve. Die breite Basis der blau gefärbten $H\alpha$ Emission lässt sich nach Aydi et al. auf die schnellere Komponente zurückführen. Rechts: Auch bei den He I- und Fe II-Linien lassen sich in den PCygni-Profilen die schnelle und die langsame Komponente erkennen.

Gestützt auf frühere Arbeiten anderer Autoren wird im Gegensatz zu Williams nur der weiße Zwerg als Ursprung beider „Flows“ gesehen. Der langsamere Materiestrom hat seinen Ursprung im TNR als Initialereignis und kann wie eine asphärische Hülle modelliert werden, die sich an der Orbitalebene beider Sterne konzentriert. Innerhalb dieser Materiehülle bildet sich in der Folge ein relativ schneller, strahlungsgetriebener Sternwind durch das kontinuierlich weiter „brennende“ nukleare Feuer an der Oberfläche des weißen Zwergs. Der Sternwind ist bevorzugt bipolar zum Sternsystem orientiert. In der Orbitalebene wird ein Teil nach einer gewissen Zeit aber den äußeren Strom einholen. Die damit einhergehende Schockwelle bei der Kollision beider Ströme erhöht die optische Dichte des Gesamt-Systems und führt zu einem Helligkeitsmaximum. Gleichzeitig stellt sich gemäß Aydi et al. beim optischen Peak eine weitere Komponente („Intermediate“) ein, deren Geschwindigkeit zwischen der langsamen und schnellen Komponente liegt. Die Fe II-Linien hätten dann ihren Ursprung in der Stoßanregung bei der Kollision der Ströme selbst.

Die schnellere Komponente expandiert jenseits des langsamen „Flows“ weiter und erhöht dabei sogar vorübergehend ihre Geschwindigkeit. Durch die Expansion nimmt ihre (optische) Dichte aber wieder ab und gibt den (spektroskopischen) Blick wieder frei auf die weiter innen

liegenden langsameren Schichten. Die Helligkeit des Gesamtsystems nimmt in der Folge weiter ab und die Geschwindigkeit scheint sich zu reduzieren.

Sowohl die Helligkeits- als auch die Geschwindigkeitsentwicklung wäre auch hier ein Phänomen vorwiegend der optischen Dichte. Die fast periodischen Zwischenmaxima der Helligkeit der Nova Cas sind dann einer Art pulsierende Schwankung der optischen Dichte. Welcher physikalische Prozess könnte das erklären? Dies entzieht sich leider meiner amateur-astronomischen Betrachtungsweise.

9. Eigenes Fazit und Grenzen

Alle Modelle sind in den von mir erstellten und aufbereiteten Spektren erkennbar, keines von ihnen aber ausschließlich. Für mich als (eigentlichem) Laien ein Grund, die Ursache in einer Kombination aus beiden Effekten zu vermuten. Mir scheint die Beteiligung des Begleiters insbesondere bei den Fe II-Linien am plausibelsten, das Auftreten der unterschiedlich „schnellen Komponenten“ spricht dagegen eher für das Modell der verschiedenen „Flows“. Eine weitere, tiefergehende Prüfung übersteigt meine Fähigkeiten und wohl auch die Kapazität meiner Ausstattung.

10. Weitere Entwicklung der Nova

Nach dem letzten Maximum Mitte Oktober 2021 war die Materiedichte wohl effektiv zu gering, es folgten keine nennenswerten Maxima mehr. Die Nova verlor seitdem kontinuierlich an Helligkeit, die Gasdichte der Hülle(n) nimmt stetig ab und die Nova wechselte mutmaßlich ins Nebel-Stadium mit Linien aus „verbotenen Übergängen“, die auf eine geringe Dichte hinweisen, z.B. [N II] oder [O III]. Diese Linien deuteten sich auf den zunehmend diffusen Spektren im November auch schon an (vgl. Abb. 13).

Während die Nova Cas sich also von November bis Dezember 2021 zum Nebelstadium zu entwickeln schien, verblassten zwischenzeitlich die „verbotenen Linien“ von [O III] bei 4959 Å und 5007 Å (grün beschriftet) (s. Vergleiche in Abbn. 13 und 14). Gleichzeitig entwickelten sich einige Linien wieder (mehr oder weniger deutliche) Absorptionen von PCygni-Profilen. Deutet dies auf eine wieder erhöhte Dichte von Teilen der Hülle hin? Wenn ja, wird die Helligkeit erneut zunehmen?

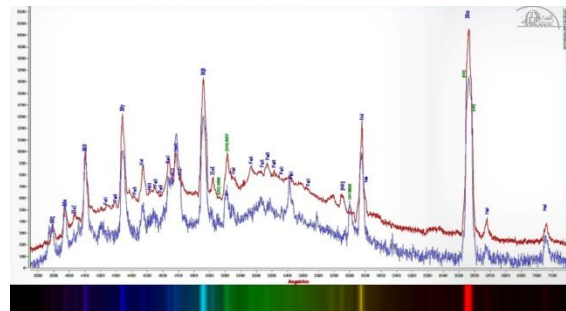


Abb. 13: Vergleich der Spektren vom 06.11.2021 und 20.12.2021 mit Anzeichen verbotener Linien.

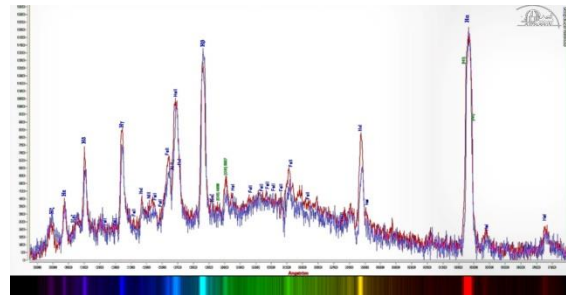


Abb. 14: Vergleich der Spektren vom 26.12.2021 und 01.01.2022: Anzeichen von PCygni-Profilen bei He I und Fe II

Literatur

- [1] W. Vollmann, D. Bannuscher: "Eine helle Nova in der Kassiopeia", Sterne und Weltraum, 01/2022
- [2] E. Wischnewski, "Astronomie in Theorie und Praxis", 7. Auflage, Kaltenkirchen 2016
- [3] E. Aydi, L. Chomiuk et al. "Early spectral evolution of classical novae: consistent evidence for multiple distinct outflows", arXiv:2010.07481v1 [astro-ph.HE], Oct.2020
- [4] U. Bastian, schriftliche Auskunft per Mail vom 15.12.2021
- [5] M. Kohl: „Auf Hubble’s Spuren: Eine anschauliche fotometrische Analyse des ersten extragalaktischen Veränderlichen M31-V1“; <https://www.bav-astro.eu/rb/rb2019-1/14.pdf>
- [6] AAVSO „Enhanced Lightcurve generator“; <https://www.aavso.org/LCGv2/>
- [7] Tom Fields, <https://www.rspec-astro.com/> Mündliche und schriftliche Auskünfte per E-Mail
- [8] R. Williams: „Origin of the He/N and FeII Spectral Classes of Novae“, The astronomical Journal, 144:98 (8pp), Oct. 2021
- [9] Bildnachweis mit freundlicher Genehmigung von Prof. Eliot M. Herman, Arizona

Ergänzende Literatur zur allgemeinen Recherche - ohne Ausweisung im Text:

- [10] J. Kanipe, D. Webb: „Annals of the deep Sky“, Willmann-Bell, 2. Auflage 2017
- [11] M.F.M. Trypsteen, R. Walker: "Spectroscopy for Amateur Astronomers" Cambridge University Press, 2017
- [12] R. Walker: "Spectral Atlas for Amateur Astronomers", Cambridge University Press, 2017
- [13] Schulbuch: "Astronomie Plus", 1.Auflage, Cornelsen Verlag, Berlin
- [14] W. Winnenburger, "Einführung in die Astronomie", BI-Wissenschaftsverlag, 1990



Markus Kohl ist seit seinem 15. Lebensjahr Hobby-Astronom. Seit 1994 wirkt er als freier Mitarbeiter der Sternwarte am Gymnasium Untergriesbach mit dem Schwerpunkt Beobachtungsabende und Astrophotographie. Er ist Lehrer für die Fächer Mathematik und Chemie sowie dem Wahlfach Astronomie.

Er betreute bisher mehrere erfolgreiche Jugendforschungsprojekte mit astronomischen Themen, die sich u.a. mit Sonnenflecken, der Messung der Astronomischen Einheit anhand des Venustransits 2012, der Messung von Bahngeschwindigkeiten von Kometen, der Höhe von Mondbergen und einer anschaulichen photometrischen Analyse der Supernovae SN2017eaw und SN 2017ixf befassten.

Er ist Mitherausgeber des 2016 erschienenen Bildbandes „Universelle Gedanken“ sowie Autor mehrerer Artikel im BAV-Rundbrief der Arbeitsgemeinschaft für veränderliche Sterne und befasst sich aktuell besonders mit der Spektroskopie im amateur-astronomischen Bereich.

Die Mitte-Rand-Variation der Sonne spektral aufgelöst

Andreas Ulrich

Karl-Mindera-Str. 6, 83671 Benediktbeuern, Germany, E-Mail: andreas.ulrich@ph.tum.de

Zusammenfassung

Die Mitte-Rand Variation der Sonne wurde mit einfachen Mitteln sowohl räumlich als auch spektral aufgelöst beobachtet. Das Ergebnis wird mit Plancks Strahlungsgesetz interpretiert. Die Veränderung des Spektrums vom Sonnenlicht während einer Finsternis wird diskutiert.

Abstract

The solar center-edge variation was studied with spatial and spectral resolution using a simple setup. The results are discussed based on Planck's law of radiation. Variation of the solar spectrum during an eclipse is also discussed.

Received: 2023-10-23, Revised: 2023-11-22, Accepted: 2024-01-15

Editor: Daniel Sablowski

1. Einleitung

Die Verringerung der Helligkeit der Sonnenscheibe zu ihrem Rand hin ist von vielen Fotos bekannt und natürlich durch das Studium der Photosphäre seit den ersten spektralen Beobachtungen von Joseph von Fraunhofer wohl bekannt. Hier möchte ich zeigen, dass es gelingt, mit relativ einfachen Mitteln etwas mehr über die Mitte-Rand-Variation zu erfahren, wenn die Lichtintensität spektral aufgelöst gemessen wird. Es soll auch versucht werden, einen weitgehend qualitativen Bezug zu den physikalischen Bedingungen der Sonnenphotosphäre herzustellen.

Ausgangspunkt der Überlegungen war die Erklärung der Mitte-Rand-Variation, dass bei einer Plasmaschicht, wie sie die Sonnenphotosphäre darstellt, jeweils Licht aus der optischen Tiefe 1 (räumliches Integral über den optischen Absorptionskoeffizienten bei einer bestimmten Wellenlänge) beobachtet wird. Da wir die Sonne von der Erde aus in der Mitte senkrecht und am Rand tangential betrachten, wird die optische Tiefe 1 in der Mitte tief in der Photosphäre erreicht, am Rand weiter außen. Da die Temperatur nach außen hin abnimmt, ist zumindest die Kontinuumsstrahlung dort schwächer und entspricht einem Planck-Spektrum niedrigerer Temperatur als in der Mitte der Sonnenscheibe. Neben der „Verdunkelung“ zum Rand hin, ist also auch eine Rotverschiebung der Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum zu erwarten (Wiensches Verschiebungsgesetz, nicht zu verwechseln mit der Rotverschiebung der Fraunhoferlinien durch einen Dopplereffekt).

Die Frage ist nun, ob dies mit einfachen Mitteln zu beobachten ist. Zudem hat sich mir die Frage

gestellt, wie sich das über die Sonnenscheibe gemittelte Sonnenspektrum bei einer partiellen Sonnenfinsternis ändert, da ja zeitabhängig unterschiedliche Anteile der Randbereiche im Verhältnis zur Gesamtfläche vom Mond abgedeckt sind.

2. Beobachtungstechnik

Wichtigstes Hilfsmittel bei den Messungen war ein kleines Gitterspektrometer, dem das Licht mit einer Glasfaser (Quarz, 0,6 mm Durchmesser) zugeführt wird (Ocean Optics Modell 65000). Das Spektrometer hat einen Eintrittspalt mit 5 μm Breite und eine Auflösung von 0,5 nm. Es nimmt bei einer Belichtung einen Spektralbereich von 184 bis 972 nm auf. Die Dynamik entspricht 16 bit. Die Datenaufnahme kann einzeln ausgelöst werden. Es kann aber auch automatisch eine Serie von Spektren aufgenommen und in dem Rechner gespeichert werden, mit dem das Spektrometer betrieben wird. Eine Serie von Spektren wurde so gewonnen. Dabei wird mit einem kleinen Teleskop (Celestron C5) ein Sonnenbild von ca. 20 cm Durchmesser auf einen Schirm projiziert. Im Zentrum des Schirms war das Ende der Glasfaser des Spektrometers angebracht. Das Teleskop wurde nicht nachgeführt, so dass das Bild der Sonnenscheibe im Verlauf von ca. 2 Minuten über den Schirm wandert. Diese Anordnung wurde so eingestellt, dass möglichst genau ein voller Durchmesser der Sonnenscheibe über das Ende der Glasfaser hinweggewandert ist. Dabei wurde jede Sekunde ein Spektrum aufgenommen, das sich aus einer automatischen Mittelung von 50 Einzelspektren zusammensetzt. Mit der Durchgangszeit der Sonne wurde

so eine räumliche Auflösung von ca. 1 % des Sonnendurchmessers erreicht.

Zur Aufnahme von Spektren, die über die Sonnenscheibe gemittelt sind, wurde die Sonne mit einer kurzbrennweitigen Quarzlinse ($f = 8 \text{ cm}$) auf die Eintrittsöffnung einer Ulbrichtkugel abgebildet. Die Intensität wurde mit einer Irisblende vor der Linse geregelt. Die Glasfaser war an der vorgesehenen Stelle an der Ulbrichtkugel angeschlossen. Hier wurden während der partiellen Sonnenfinsternis am 20.3.2015 zu verschiedenen Zeiten Spektren aufgenommen. Die Anordnung ist in der Referenz 1 näher beschrieben.

3. Messergebnisse

Unter den 5 Messreihen, welche von Garching aus zur Beobachtung der Mitte-Rand-Variation am 7.4.2010 um ca. 11 Uhr aufgenommen wurden, war eine, die den Sonnendurchmesser sehr gut mittig abgetastet hat. Die so gewonnenen Daten bestehen aus 130 Spektren.

Mit den orts- und wellenlängenaufgelösten Daten kann nun zunächst die Frage betrachtet werden, wie sich Spektren der Mitte und des Randes der Sonne bei ca. 1 % Ortsauflösung unterscheiden. Die folgenden Spektren wurden zentral (blau) bzw. 1 bis 2 % des Durchmessers der Sonnenscheibe vom Rand entfernt (rot) aufgenommen (Abb. 1).

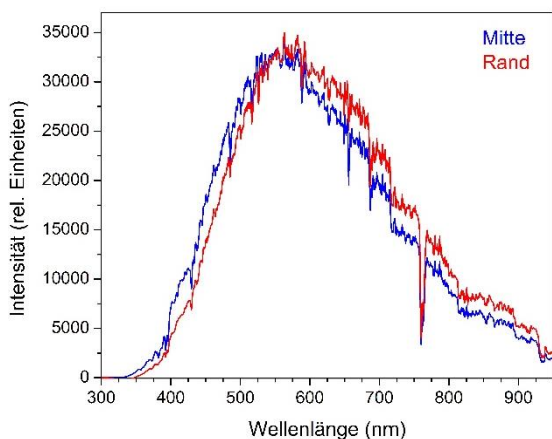


Abb. 1: Sonnenspektren von der Mitte (blau) und dem Rand (rot) der Sonnenscheibe (ca. 1 bis 2 % des Durchmessers vom Rand entfernt) im Vergleich. Die Spektren wurden bezüglich ihrer Maxima skaliert, um den spektralen Verlauf beurteilen zu können. Die Verschiebung des Kontinuums ins Rote am Rand ist deutlich erkennbar. Die Wellenlängen der Fraunhoferlinien sind identisch. Da nur der Vergleich der Spektren wichtig ist, wurden sie nicht auf die spektrale Ansprechfunktion des Nachweissystems korrigiert.

In einem nächsten Schritt stellt sich die Frage des Intensitätsverhältnisses in Abhängigkeit

von der Wellenlänge für die beiden Orte auf der Sonnenscheibe, Mitte und Rand (Abb. 2).

Dieses Verhältnis zeigt zwei Aspekte. Wenn die Spektren von der Kontinuumsstrahlung dominiert sind und diese als Schwarzkörperstrahlung angenommen wird, lässt sich aus dem Verlauf der Kurve mit Hilfe des Planckschen Strahlungsgesetzes die Temperaturdifferenz zwischen den beiden Orten auf der Sonnenscheibe abschätzen. Dazu ist in der Abbildung das Verhältnis der Intensitäten eines Spektrums in der Mitte der Sonne und ca. 2 % des Durchmessers vom Rand entfernt gezeigt. Der Zusammenhang für die Intensität von Planckstrahlern verschiedener Temperatur T_1 und T_2 ergibt sich zu

$$I_1/I_2 = \exp(c/\lambda \cdot (1/T_2 - 1/T_1)).$$

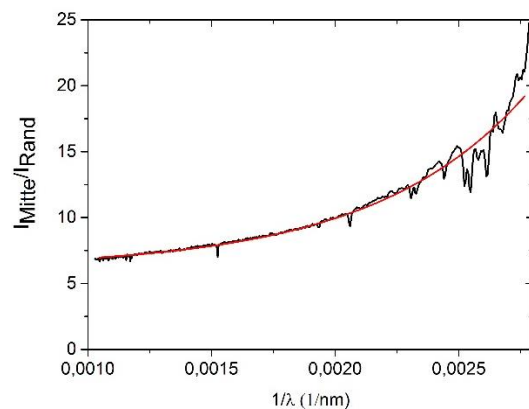


Abb. 2: Spektraler Verlauf der Intensitätsverhältnisse in der Sonnenmitte und am Rand. Aufgetragen ist das Verhältnis der Intensitäten eines Spektrums aus der Mitte und eines Spektrums ca. 2 % des Durchmessers der Sonnenscheibe vom Rand entfernt. Die rote Kurve ist eine exponentielle Kurvenanpassung (siehe Text).

Dabei ist c eine Konstante mit dem Wert von $14400 \mu\text{mK}$. Die Abbildung zeigt, dass der spektrale Verlauf bis herab zu einer Wellenlänge von ca. 560 nm ($1/\lambda = 0,0028 \text{ nm}^{-1}$) gut durch eine exponentielle Funktion der inversen Wellenlänge wiedergegeben ist, wie es die obige Formel vorhersagt. Das Intensitätsverhältnis ist z.B. bei 500 nm recht genau 10. Wird für die Sonnentemperatur in der Mitte 6000 K angesetzt, ergibt sich für den Sonnenrand durch Auflösen nach T_2 eine Temperatur von 4056 K , also etwa 4000 K . Abbildungen der Sonne mit Sonnenflecken zeigen, dass der Rand durchaus so dunkel erscheint, wie ein Sonnenfleck, der auch zwischen 4000 bis 5000 K heiß erscheint [2]. Ohne eine genauere Quantifizierung aller Parameter und ohne Fehlerrechnung ergibt sich daher aus der einfachen Betrachtung ein durchaus sinnvoller Wert für die Temperatur bei der optischen Tiefe 1 am Sonnenrand. Der glatte Verlauf des Intensitäts-

verhältnisses zeigt, dass der fluktuierende Verlauf der Spektren in Abbildung 1 kein Rauschen des Signals ist, sondern ein Effekt der Überlagerung von Wellenlängenauflösung und schwachen Fraunhoferlinien ist.

Der andere Aspekt ist, dass viele spektrale Strukturen, Fraunhoferlinien und tellurische Linien, gleich skalieren und sich über einen weiten Spektralbereich ein glatter Verlauf ergibt. Da, wo er unterbrochen ist, ist stets die Intensität im Spektrum in der Mitte kleiner, der spektrale Intensitätseinbruch in der Mitte der Sonnenscheibe also stärker. Das wird dadurch verständlich, dass der durchstrahlte Weg des Lichtes in der Sonnenmitte von der optischen Tiefe 0 bis zur optischen Tiefe 1 einem größeren Temperaturunterschied entspricht als am Sonnenrand, was offenbar zu ausgeprägteren Fraunhoferlinien führt. Die tellurischen Linien (z.B. Fraunhofer A und B) zeigen dieses Verhalten wegen ihres Ursprungs in der Erdatmosphäre natürlich nicht und das Intensitätsverhältnis verläuft in diesem Spektralbereich glatt.

Nun erlaubt der einfache, aber umfangreiche Datensatz eine weitere Form der Auswertung. Werden aus allen Spektren die Intensitäten bei einer bestimmten Wellenlänge extrahiert und in Abhängigkeit von der Nummer des Spektrums aufgetragen, ergibt sich ein Intensitätsprofil über die Sonnenscheibe hinweg bei der jeweiligen Wellenlänge (Abb. 3). In der folgenden Abbildung ist dies für den auch oben verwendeten Datensatz exemplarisch für kurze, mittlere und lange Wellenlängen dargestellt. Dies zeigt mit 400, 500 und 800 nm etwa den Unterschied der Profile bei verschiedenen Wellenlängen im sichtbaren Bereich.

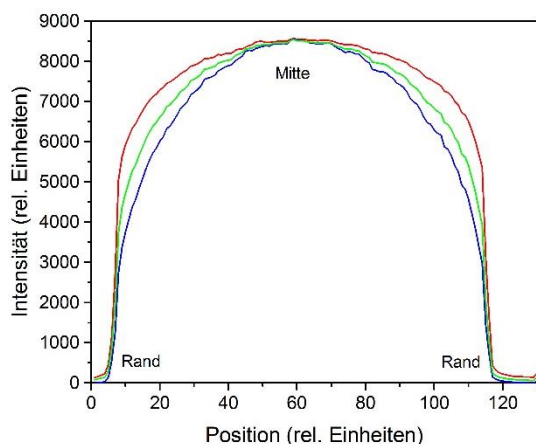


Abb. 3: Mitte-Rand-Variation auf der Sonnenscheibe bei verschiedenen Wellenlängen im sichtbaren Bereich: 400 nm blau, 500 nm grün, 800 nm rot. Die Verläufe wurden auf den Maximalwert skaliert.

Die Daten zeigen, dass die Mitte-Rand-Variation der Sonne doch deutlich von der Wellenlänge abhängt. Der Sonnenradius (Position des Randes in der obigen Abbildung) ist aber nicht merklich von der Wellenlänge abhängig, was zeigt, dass die Photosphäre der Sonne zumindest für den sichtbaren Spektralbereich eine dünne Schicht darstellt.

Um zu zeigen, dass die Sonne bei der Wellenlänge einer Fraunhoferlinie die optische Tiefe 1 geometrisch bei einem größeren Radius und damit in einem kälteren Bereich der Photosphäre beobachtet wird, ist in der folgenden Abbildung 4 das Profil bei der Wellenlänge der H α Linie mit Profilen bei unmittelbar benachbarten Wellenlängenbereiche verglichen.

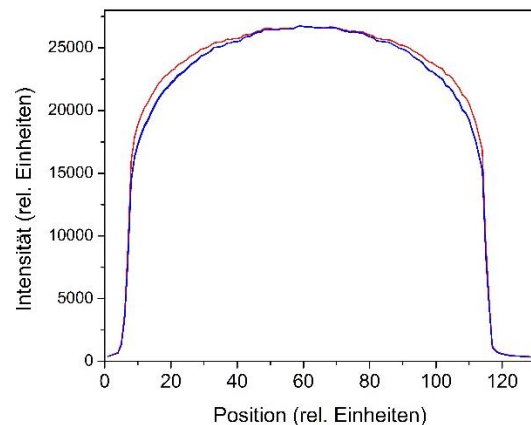


Abb. 4: Vergleich der Profile im Licht der H α Linie (rot) mit Profilen unmittelbar benachbarter Wellenlängen (blau). Es wurden zwei Profile bei kürzeren und längeren Wellenlängen zum Vergleich gewählt, um den Effekt der systematischen Veränderung mit der Wellenlänge auszuschließen. Wie zu erwarten, entspricht das Profil bei der H α Linie dem einer tieferen Temperatur, was einer deutlich längeren Wellenlänge im Kontinuum entspricht (siehe Abb. 3). Anmerkung: Die beiden Vergleichsprofile sind in der Abbildung dargestellt aber nicht zu unterscheiden. Dies bestärkt die Signifikanz der Beobachtung.

Die Beobachtung zeigt sehr deutlich das erwartete Ergebnis eines Intensitätsprofils innerhalb der Fraunhoferlinie, welches einer tieferen Temperatur entspricht als die Profile der spektralen Umgebung.

5. Sonnenlicht bei Finsternissen

Als Anwendung der Überlegungen zur Mitte-Rand-Variation kann die Frage betrachtet werden, wie sich das Spektrum des Sonnenlichtes, das die Erde erreicht, bei einer Sonnenfinsternis verändert. Hier ist zunächst zu betrachten, wie sich die Anteile von Rand und Fläche der Sonnenscheibe mit der Größe der Bedeckung verändern. Für die grobe Analyse genügt es,

zwei gleich große Scheiben anzunehmen, wobei sich der Abstand zwischen deren Mittelpunkten mit der Zeit verändert. Als Bedeckung wird hier der vom Mond abgedeckte Anteil des Sonnenrandes bzw. der Sonnenfläche bezeichnet. Parameter für den Verlauf der Bedeckung ist der Abstand der Mittelpunkte von Sonne und Mond, bezogen auf den (hier als gleich angenommenen) Radius der beiden Himmelskörper. Diese geometrische Fragestellung führt zu dem in der folgenden Abbildung 5 gezeigten Ergebnis.

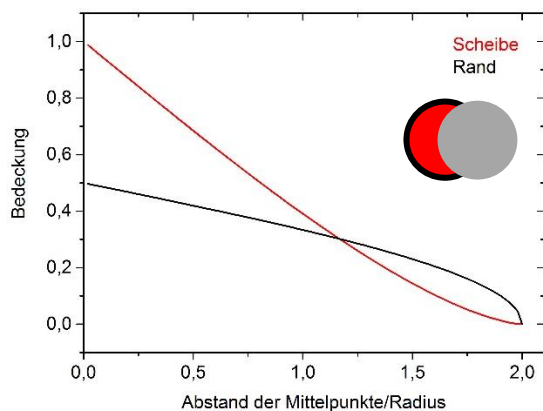


Abb. 5: Die Abbildung zeigt die anteilmäßige Bedeckung der Sonnenfläche („Scheibe“, rot) und des Sonnenrandes („Rand“, schwarz) in Abhängigkeit vom Abstand der Mittelpunkte von Sonne und Mond in Einheiten des als gleich angenommenen Radius von Sonne und Mond. Wenn sich die graue Scheibe fast ganz über die rote Scheibe schiebt, ist die Bedeckung der Scheibe fast vollständig (also 1 d.h. 100%). Vom Rand ist kurz vor der vollständigen Abdeckung noch etwa die Hälfte sichtbar (Bedeckung 0,5). Entfernen sich dagegen die Mittelpunkte der Scheiben um mehr als ihren doppelten Radius (x -Achsenwert = 2), sind weder der Rand noch die Scheibe bedeckt.

Für ein qualitatives Verständnis der Abbildung kann man die Daten von rechts nach links lesen. Bei einem Abstand der Zentren von zwei Radien beginnt die Bedeckung. Zuerst wird bevorzugt der Rand bedeckt, da die Fläche, die quadratisch von den Abmessungen abhängt, zunächst kaum erfasst wird. Bei einem Abstand der Mittelpunkte von 1,16 Radien sind beide, Rand und Scheibe, zu etwa 30% von der Bedeckung betroffen. Bis kurz vor der totalen Finsternis ist der Rand auf einer Seite noch frei, wodurch sich die Bedeckungswerte für „Rand“ 50% nähern, die Scheibe aber fast vollständig bedeckt ist. Große Unterschiede für die Anteile von Rand und Scheibe und damit auch der Spektren sollten sich also in einer frühen und einer späten Phase der Bedeckung ergeben.

Zum experimentellen Test nutzte ich die partielle Sonnenfinsternis vom 20. März 2015. An diesem Tag habe ich zu verschiedenen Zeiten das Licht von der teilweise bedeckten Sonnen-

scheibe, sowie ein Referenzspektrum der unbedeckten Sonne mit einer Ulbrichtkugel gemittelt aufgenommen (Abb. 6), (die Technik ist im Literaturhinweis [1] beschrieben). Leider habe ich kein Spektrum der frühen Phase. Die maximale Bedeckung war in Süddeutschland etwa 60 %, um ca. 10:40 Uhr. Wie die Grafik in Abb. 5 zeigt, ist bei 60 % Bedeckung die Scheibe stärker bedeckt als der Rand. Dass das globale Spektrum zu dieser Zeit einen größeren Anteil des „rötlichen“ Randes aufweist, zeigt die folgende Abbildung 6. Der Effekt ist klein, aber deutlich erkennbar. Es wäre also interessant, diesen Effekt bei einer totalen Finsternis zu beobachten, die in voller Länge verfolgt wird und eine größere maximale Bedeckung aufweist.

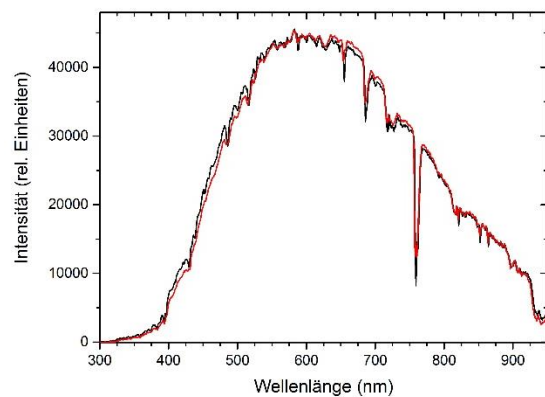


Abb. 6: Vergleich des spektral aufgelösten aber räumlich integrierten Sonnenlichtes, welches die Erde während der partiellen Sonnenfinsternis vom 20.3.2015 Süddeutschland bei einer maximalen Bedeckung von 60 % (rot) bzw. nach Ende der Finsternis (schwarz) erreicht hat.

6. Zusammenfassung

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass mit spektroskopischen Beobachtungen geringer Orts- und Wellenlängenauflösung Aussagen zur Mitte-Rand-Variation der Sonnenemission gemacht werden können, die einen gewissen Einblick in den zu Grunde liegenden Mechanismus dieser Erscheinung erlauben. Ähnliche Ergebnisse bezüglich der Profile wären auch mit fotografischen Beobachtungen durch schmalbandige Filter zu erzielen.

Literatur

- [1] Andreas Ulrich, „Wie der Mond scheint“, Sterne und Weltraum, Februar 2011, Seite 75
- [2] H. H. Voigt, Abriß der Astronomie, Bibliographisches Institut Mannheim/Wien/Zürich, 2. Auflage 1975, Seite 249 (siehe auch 6. Auflage)



Andreas Ulrich hat Physik an der TU München (TUM) ab 1973 mit Astronomie als Wahlfach studiert. Nach Promotion und Habilitation erfolgte 2017 die Ernennung zum Apl-Prof. Er ist Mitglied in der Vereinigung der Sternfreunde e.V. (VdS), Fachgruppe Spektroskopie seit ihrer Gründung.

Seine Arbeiten umfassen Beiträge zur Kalibrierung des Pierre Auger Observatoriums (kosmische Strahlung) und von Detektoren zur direkten Suche nach Dunkler Materie (Szintillation von Kristallen und flüssigen Edelgasen). Am Physik-Department der TUM richtete er das Fortgeschrittenenpraktikum Astronomie ein und betreute es langjährig. Derzeit hält er Vorlesungen zur "Astronomie im Überblick" im Studium Generale an der Hochschule für Angewandte Wissenschaften (HAW) Landshut.

Eine Näherungslösung für die wahre Luftmasse

Jan Sundermann

SNH e.V., Sedentaler Str.105, D-40699 Erkrath, Germany, E-Mail: sundermann@snh.nrw

Zusammenfassung

Planetariumsprogramme wie Cartes du Ciel, Stellarium und andere geben bei den Daten von Himmelsobjekten die Größe „airmass“ an. Diese geometrische Größe ist die Länge der Linie durch die Atmosphäre zwischen Objekt und Beobachter. In diesem Aufsatz wird die wahre Masse der Luftsäule in der Vertikalen berechnet, die in jedem anderen Winkel entsprechend ein Vielfaches ist. Der Begriff der Säulendichte zur quantitativen chemischen Analyse wird eingeführt.

Abstract

Programmes like Carte du Ciel or Stellarium and others are showing the value “airmass” for objects in the sky. That geometric unit is the length of the line in between observer and object within our atmosphere. This paper shows a calculation of the real vertical airmass, in every other angle of view it will be a multiple. The definition of “column density” is introduced for quantitative chemical analysis.

Received: 2021-04-21, Revised: 2024-01-29, Accepted: 2024-02-04

1. Einleitung

Planetariumsprogramme wie Cartes du Ciel, Stellarium und andere geben bei den Daten von Himmelsobjekten die Größe „airmass“ mit an. Diese Größe beruht auf dem geometrischen Lichtpfad zwischen Objekt und Beobachter durch die irdische Luftatmosphäre. Es ist von daher eine Längenangabe und keine Massenangabe. Diese Weglänge wird als ein Vielfaches von „1“ angegeben. Wobei die „1“ für die Luftmasse bzw. den Lichtpfad durch die Atmosphäre zwischen Nadir und Zenit des Beobachters festgesetzt wird. Dieser Lichtpfad bleibt in den Programmen immer „1“, auch wenn man die geografische Höhe seines Observatoriums probeweise beliebig ändert. Die geometrische Beziehung der Weglänge ist vielfach abgeleitet worden [1,2] und für die Spektrographie und die Photometrie von Bedeutung. Der Wertebereich für die Luftmasse liegt zwischen 1 bis knapp unter 7. Ein Vergleich der beiden genannten Programme an einer Anzahl zufällig gewählter Sterne zeigt, dass es Abweichungen gibt, aber überwiegend die Unterschiede der angezeigten Werte für die Luftmasse kleiner als 0,10 liegen. Im Folgenden wird für diese Basis „1“ in der Vertikalen die reale Luftmasse berechnet.

2. Der geographische Einfluss

Ausgangspunkt für die Betrachtung ist der barometrische Luftdruck am Observatorium. Druck p (in Pa) ist Kraft F pro Fläche A (in N/m^2).

Die Masse m (in kg) der Luftsäule vom Querschnitt A (in m^2) ist daher diese Kraft F/A dividiert durch die Erdbeschleunigung g (in m/s^2) am Observatorium. Das Resultat ist eine Flächenbelastung in kg/m^2 .

Das Licht auf seinem Pfad geht also bei einem optischen Querschnitt von $1 m^2$ durch diese Gesamtmenge an Luft. Die Anzahl von Teilchen entlang der Sichtlinie und innerhalb einer definierten Querschnittsfläche wird auch als die Säulendichte bezeichnet [3].

Ganz allgemein gibt die Säulendichte (engl. column density) einer Atmosphäre die Anzahl von Atomen (bzw. Ionen verschiedener Stufen bei Sternen) bzw. Molekülen (z.B. bei Exoplaneten) je Flächeneinheit, die über die Höhe einer Gasschicht vorhanden sind. Die bekannte Größe „Metallizität eines Sternes“ ist das Verhältnis der Säulendichte der Eisenatome zur Säulendichte der Wasserstoffatome in der Photosphäre.

Die Erdbeschleunigung g ist von zwei Größen ortsabhängig. Sie ändert sich auf Meereshöhe linear mit dem Breitengrad β im Winkelmaß zwischen Äquator und Pol.

$$g_1 = 9,78 + 0,0005778 \beta$$

Und sie ändert sich quadratisch mit dem Abstand h von der Oberfläche in Meereshöhe [4].

$$g_2 = g_1 \left(\frac{R_0}{R_0 + h} \right)^2$$

Dabei ist R_0 der Erdradius mit 6.356.766 m.

Hat man so die für den Standort gültige Erdbeschleunigung bestimmt, dann wird mit dieser vom Luftdruck auf die Masse der Luftsäule umgerechnet.

Erstes Beispiel Observatorium der SNH: 100 m über NN, 51,25° nördliche Breite, Barometerstand mit 1025 mbar abgelesen

$g_1 = 9,809 \text{ m/s}^2$,
 $g_2 = 9,808 \text{ m/s}^2$,
 gemessener Luftdruck
 $p = 1025 \text{ mbar} = 102.500 \text{ Pa}$ und damit
 $p/g_1 = 102.500/9,808 \text{ kg/m}^2 = 10.450 \text{ kg/m}^2$.

Zweites Beispiel Observatorium am Teide (Teneriffa): 2.390 m über NN, 28,3° nördliche Breite, Barometerstand 780 mbar

$g_1 = 9,796 \text{ m/s}^2$,
 $g_2 = 9,788 \text{ m/s}^2$,
 gemessener Luftdruck
 $p = 78.000 \text{ Pa}$ und damit
 $p/g_1 = 78.000/9,788 \text{ kg/m}^2 = 7.968 \text{ kg/m}^2$.

Diese stark unterschiedlichen Luftmassen werden also in einer rein geometrischen Beziehung immer als „Luftmasse 1,0“ ausgewiesen.

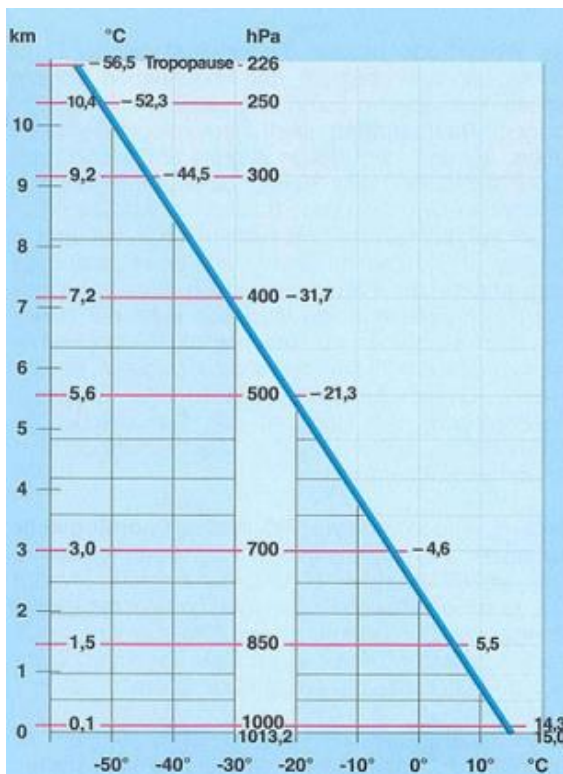


Abb. 1: Aufbau der ISA Troposphäre (DWD).

3. Die barometrische Höhenformel

In Lehrbüchern der Physik [4,5] findet man die barometrische Höhenformel.

$$p_1 = p_0 \cdot e^{-\frac{m \cdot \rho \cdot h}{p_0}}$$

mit p_0 dem statischen Druck auf Bezugshöhe $h = 0$, ρ die Gasdichte auf bei $h = 0$ für trockene Luft, g die lokale Erdbeschleunigung, h die Höhe und p_1 der statische Druck auf Höhe h .

Mit dieser sollten sich die Luftdrücke an den gewählten Messorten berechnen lassen. Das ist aber nicht der Fall. Diese barometrische Höhenformel bezieht sich nur auf einen hypothetischen Sonderfall und führt im Vergleich zu den realen Messungen der Erdatmosphäre immer zu falschen Ergebnissen. Manche Lehrbücher geben den Hinweis, dass diese Gleichung nur für eine trockene Gassäule bei konstanter Temperatur über die Höhe gilt. Das ist in der Realität nicht der Fall. Unsere Atmosphäre besteht aus verschiedenen Schichten mit jeweils spezifischen Temperaturgradienten. Im Bereich der Troposphäre (Abb.1) ist der so berechnete Druck immer zu hoch, wenn von den Standardbedingungen auf Meereshöhe mit $p = 1013 \text{ mbar}$, Temperatur $T = 15 \text{ °C}$, Dichte $\rho = 1,225 \text{ kg/m}^3$ und $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ ausgegangen wird.

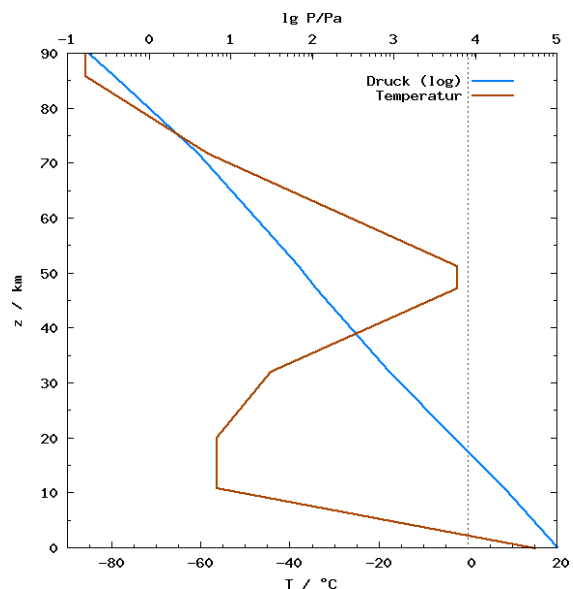


Abb. 2: Standardatmosphäre 1976 bis 90 km Höhe.

Es lässt sich aber daraus ablesen (Abb.2), dass Druck und Dichte oberhalb von 20 bis 25 km Höhe einen sehr niedrigen Wert erreichen, der darüber absolut nur noch wenig abnimmt. Dabei ist die Dichte ρ der Luft nach dem allgemeinen Gasgesetz

$$\rho = m/V = p \cdot M_G \cdot R \cdot T$$

wobei

$R = 8,3122 \text{ J/(K mol)}$,

$M_G = 0,028963 \text{ kg/mol}$ und

$V = 0,022401 \text{ m}^3/\text{mol}$ die spezifischen Werte für Luft bei 273 K sind. Diese weichen von den Lehrbuchangaben für ideale Gase ab. Das mittlere Molekulargewicht ist aus der Analyse der trockenen Luft berechnet.

Genaugenommen gilt die barometrische Höhenformel nur auf einem flachen scheibenförmigen Planeten unendlicher Ausdehnung. Sie berücksichtigt die adiabatische Expansion der Luft nicht. Bei dieser wird die Energie für die Expansionsarbeit der inneren Energie des Gases entnommen. Somit fällt die Temperatur des Gases bei Ausdehnung. Diese Ausdehnung ist die Vergrößerung eines Volumenelementes mit steigender Höhe. Diese Formel ist nur zur Extrapolation von Drücken bei sehr kleinen Höhendifferenzen anwendbar.

4. Die internationale Standardatmosphäre ISA

Dieses Atmosphärenmodell wurde als Standard zur Anwendung in der Meteorologie und der Luftfahrt definiert. Dementsprechend liefert es Daten zwischen Meereshöhe und dem unteren Beginn der Tropopause in 11 km Höhe. In diesem Bereich ist sie identisch mit der „US Standard Atmosphere (1976)“ [6]. Diese wurde aus Messungen von Höhensonden erstellt und enthält Daten bis 100 km Höhe. Nach einer umfangreichen Einleitung über physikalische Zusammenhänge und Annahmen für das Modell sind auf ca. 167 Seiten alle Daten als Tabellen im metrischen und imperialen Maßsystem enthalten. Für die Luft- und Raumfahrt wichtige Daten wie die Viskosität und die Schallausbreitungsgeschwindigkeit in der Atmosphäre sind enthalten (Abb.3). In einer aktualisierten Fassung sind diese Daten auch als Norm ISO 2533 (1997) publiziert.

56 Table 1
Geopotential Altitude, Metric Units

Altitude		Temperature			Pressure			Density	
H (m)	Z (m)	T (K)	t (°C)	T ₀ (K)	P (mb)	P (torr)	P/P ₀	ρ (kg/m ³)	ρ/ρ_0
7000	7000	223,150	-50,000	223,150	266,667	266,667	1,00000	0,74700	0,74700
7050	7050	222,825	-50,325	222,825	265,200	265,200	0,99800	0,74400	0,74400
7100	7100	222,500	-50,650	222,500	263,733	263,733	0,99600	0,74100	0,74100
7150	7150	222,175	-50,975	222,175	262,267	262,267	0,99400	0,73800	0,73800
7200	7200	221,850	-51,300	221,850	260,800	260,800	0,99200	0,73500	0,73500
7250	7250	221,525	-51,625	221,525	259,333	259,333	0,99000	0,73200	0,73200
7300	7300	221,200	-51,950	221,200	257,867	257,867	0,98800	0,72900	0,72900
7350	7350	220,875	-52,275	220,875	256,400	256,400	0,98600	0,72600	0,72600
7400	7400	220,550	-52,600	220,550	254,933	254,933	0,98400	0,72300	0,72300
7450	7450	220,225	-52,925	220,225	253,467	253,467	0,98200	0,72000	0,72000
7500	7500	219,900	-53,250	219,900	252,000	252,000	0,98000	0,71700	0,71700
7550	7550	219,575	-53,575	219,575	250,533	250,533	0,97800	0,71400	0,71400
7600	7600	219,250	-53,900	219,250	249,067	249,067	0,97600	0,71100	0,71100
7650	7650	218,925	-54,225	218,925	247,600	247,600	0,97400	0,70800	0,70800
7700	7700	218,600	-54,550	218,600	246,133	246,133	0,97200	0,70500	0,70500
7750	7750	218,275	-54,875	218,275	244,667	244,667	0,97000	0,70200	0,70200
7800	7800	217,950	-55,200	217,950	243,200	243,200	0,96800	0,69900	0,69900
7850	7850	217,625	-55,525	217,625	241,733	241,733	0,96600	0,69600	0,69600
7900	7900	217,300	-55,850	217,300	240,267	240,267	0,96400	0,69300	0,69300
7950	7950	216,975	-56,175	216,975	238,800	238,800	0,96200	0,69000	0,69000
8000	8000	216,650	-56,500	216,650	237,333	237,333	0,96000	0,68700	0,68700
8050	8050	216,325	-56,825	216,325	235,867	235,867	0,95800	0,68400	0,68400
8100	8100	216,000	-57,150	216,000	234,400	234,400	0,95600	0,68100	0,68100
8150	8150	215,675	-57,475	215,675	232,933	232,933	0,95400	0,67800	0,67800
8200	8200	215,350	-57,800	215,350	231,467	231,467	0,95200	0,67500	0,67500
8250	8250	215,025	-58,125	215,025	230,000	230,000	0,95000	0,67200	0,67200
8300	8300	214,700	-58,450	214,700	228,533	228,533	0,94800	0,66900	0,66900
8350	8350	214,375	-58,775	214,375	227,067	227,067	0,94600	0,66600	0,66600
8400	8400	214,050	-59,100	214,050	225,600	225,600	0,94400	0,66300	0,66300
8450	8450	213,725	-59,425	213,725	224,133	224,133	0,94200	0,66000	0,66000
8500	8500	213,400	-59,750	213,400	222,667	222,667	0,94000	0,65700	0,65700

Abb. 3: Ausschnitt Tabelle 1 aus US Standardatmosphäre.

5. Die gelöste Wassermenge

Luft kann wie auch andere Gase Wasser als Feuchtigkeit lösen. Wird bei einer Temperatur eine bestimmte Konzentration erreicht, dann ist die Luft gesättigt und jede zusätzliche Menge an Wasser wird flüssig oder fest ausgeschieden. Da dieser Überschuss Bestandteil einer anderen Phase ist, beeinflusst er den statischen Luftdruck nicht mehr. Bei Sättigung spricht man von 100 % relativer Luftfeuchtigkeit. Die gelösten Mengen werden in g/m³, manchmal auch in ppm (parts per million) angegeben.

Die Taupunkttemperatur ist die Temperatur bei der sich flüssiges Wasser bei Abkühlung aus der feuchten Luft ausscheidet. Sie wird als „frost-point“ bezeichnet, wenn unter 273 K festes Eis auskristallisiert. Der Verlauf der Sättigungskurve wird als die Wasserdampfdruckkurve bezeichnet (Abb.4). Bei der Temperatur von -70 °C erreicht diese Kurve mit 0,002 g/m³ praktisch ihren Endpunkt. Das Gesetz von Avogadro („Für ideale Gase nimmt 1 mol ein Volumen von 22,414 dm³ unter Normalbedingungen ein.“) verknüpft die Größen Wasserdampfdruck (in mbar bzw. Pa) oder Wasserdampfgehalt (in Vol.-%) mit der gelösten Wassermenge.

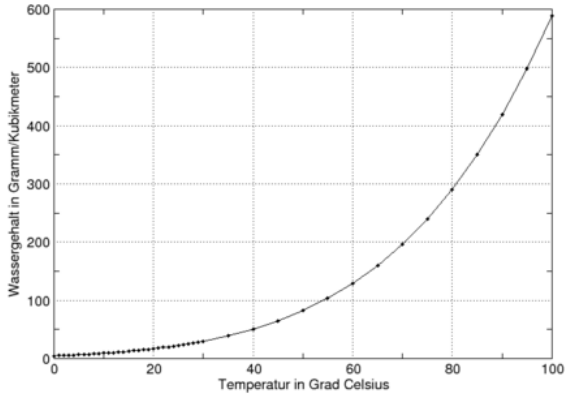


Abb. 4: Wasserdampfgehalt in feuchter Luft.

In der Thermodynamik sind Druck, Temperatur und die Konzentrationen bzw. chemischen Aktivitäten beteiligter Stoffe die bestimmenden Größen für die Phasengrenzen. Die Dampfdruckkurve des Wassers gilt streng nur für einen Gesamtdruck von 1.013 mbar des Systems. Davon abweichende Bedingungen verschieben die Phasengrenze und werden nach der Differentialgleichung von Clausius-Clapeyron berechnet [7]. Eine Lösung lautet

$$\Delta T = (p_0 - p_1) \cdot \frac{R \cdot T_0^2}{L_c \cdot p_0}$$

Mit L_c der spezifischen Verdampfungs- bzw. Kondensationswärme (in J/mol) des betrachteten Stoffes. Dies ist ein thermodynamischer Materialwert. $R = 8,319 \text{ J/(mol K)}$ ist die allgemeine Gaskonstante, p_0 der Ausgangsdruck, hier 101.300 Pa , p_1 der Zielwert des Druckes, für den die Temperaturänderung ΔT gesucht wird.

Bei Temperaturen oberhalb $0 \text{ }^\circ\text{C}$ ist die spezifische Verdampfungsenthalpie „flüssig zu gasförmig“ einzusetzen. Bei Temperaturen unterhalb $0 \text{ }^\circ\text{C}$ ist die spezifische Sublimationsenthalpie „fest zu gasförmig“ einzusetzen. Diese ist die Summe von Schmelz- und Verdampfungswärme. Enthalpie ist ein anderer Begriff für Wärmemenge. Das Resultat ist eine Temperaturkorrektur des Taupunktes bei Absenkung des Umgebungsdruckes. Bei fallendem Umgebungsdruck steigt die Taupunkttemperatur an. Anders ausgedrückt: mit steigendem Luftdruck steigt die Löslichkeit von Wasser bei konstanter Temperatur an. Die Differentialgleichung von Clausius und Clapeyron liefert eine exakte Lösung und ist für alle Stoffe anwendbar. In der Meteorologie wird dafür die empirische Magnus-Formel benutzt [8]. Diese ist nur für den Sättigungsdampfdruck über flüssigem oder festem Wasser gültig.

6. Meteorologische Daten

Täglich werden zweimal Höhenprofile verschiedenster Daten der Atmosphäre durch Radiosonden gemessen. Die Messwerte und deren grafische Auswertung werden von der University of Wyoming unter <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html> frei veröffentlicht. Die Höhe der Sonde wird mit Radar gemessen. Die Sonde selbst misst Druck, Temperatur und Taupunkt. Die anderen Daten sind daraus errechnet. Die Station Nr. 10410, EDZE, des Deutschen Wetterdienstes in Essen ist nicht weit vom Standort unseres Observatoriums entfernt. Für die sternklaren Nächte der letzten Märztagte 2021 sind diese Messdaten in Abb. 5 wiedergegeben.

In diesem Diagramm sieht man, dass die relative Luftfeuchtigkeit über der Höhe sehr stark schwankt und niemals die Sättigungsgrenze erreicht hat. Eine Extrapolation der Luftfeuchtigkeit von der Bodenmessung in die Höhe ist also wegen Grenzschichteffekten nicht möglich.

Die Werte für die Messung 30.3.2021 um 0 Uhr UTC nennt $5,02 \text{ mm}$ „niederschlagbarer Feuchte“ (engl. precipitable water, PWAT). Das ist das Ergebnis einer automatischen Integration der gemessenen Kurve. Die damals bestehende stabile Hochdrucklage hatte in keiner

Höhe die Sättigungsgrenze erreicht. Im Vergleich dazu sieht die Kurve für den Starkregentag vom 14. Juli 2021 mittags mit 42 mm PWAT vollkommen anders aus (Abb. 6). Umgerechnet entspricht 1 mm Niederschlag 1 kg Wasser/m^2 . Das sind $1000/18 = 55,5 \text{ mol}$. Multipliziert mit der Loschmidtschen Zahl $6,022 \cdot 10^{23}$ Teilchen/mol befinden sich $334 \cdot 10^{23}$ Wassermoleküle/ m^2 als dessen Säulendichte im Lichtweg.

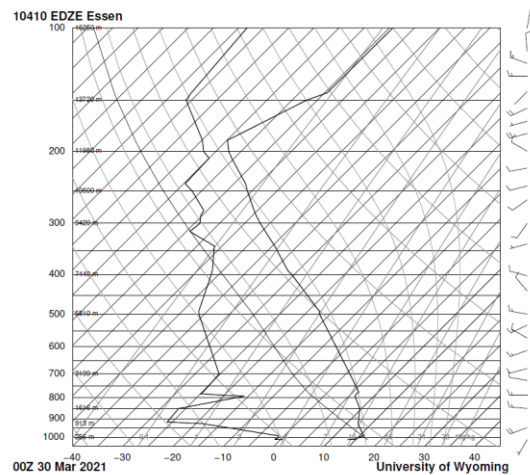


Abb. 5: Höhenprofil Essen 30.März 2021.

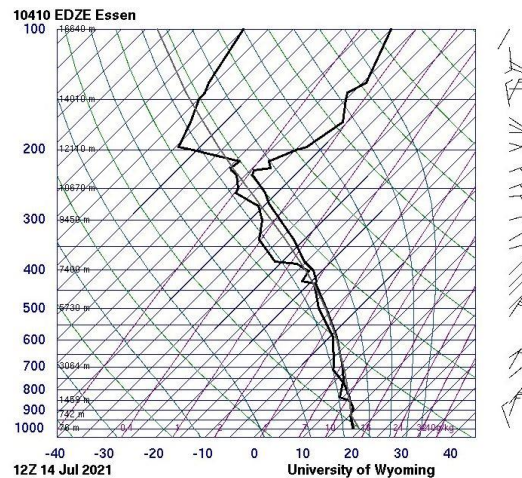


Abb. 6: Höhenprofil Essen 14.Juli 2021.

Mit diesen Auswertungen der Höhensonden von DWD und den meteorologischen Diensten anderer Staaten stehen dem Astronomen täglich aktuelle Daten der Atmosphäre zur Verfügung.

7. Zusammenfassung

Es wurde eine einfache Methode zur Berechnung der aktuellen vertikalen Luftsäule „air-mass“ aus den Daten der Wetterstation eines Observatoriums aufgezeigt. Es handelt sich um

eine Näherungslösung, da der im Observatorium gemessene Luftdruck sich aus einem statischen und einem dynamischen Anteil zusammensetzt. Nur der statische Druck der Luftsäule entspricht ihrer Masse. Die in der Säule gelöste Wassermenge als Ursache von tellurischen Banden im Spektrum ist aus den Messungen der Meteorologie ablesbar. Der Begriff der Säulendichte wurde eingeführt. Dieser ist von grundlegender Bedeutung für die quantitative chemische Analyse stellarer und planetarer Atmosphären.

Danksagung

Für Hinweise und Erläuterungen zu den Daten der Höhengonden möchte ich mich bei Herrn Christian Herold vom DWD bedanken.

Literatur

- [1] Rozelot, Neiner; *Astronomical Spectrography*, EDP Science, 2011
- [2] Roth: *Handbook of Practical Astronomy*, Springer Verlag, Berlin, 2009
- [3] Marian: *Extrem massereiche Schwarze Löcher und ihre Galaxien*, SuW 10/2021, S.16ff
- [4] Hütte: *Die Grundlagen der Ingenieurwissenschaften*, Springer Verlag, Berlin, 1989
- [5] Gerthsen: *Physik*, Springer Verlag, Berlin, 23.Auflage, 2006.
- [6] *US Standard Atmosphere 1976*, Originaldokument als Kopie verfügbar unter https://www.slideshare.net/Yo_Creo/nasatmx74335-us-standard-atmosphere-1976
- [7] Näser: *Physikalische Chemie*, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1974
- [8] www.dwd.de



Jan Sundermann ist Dipl.-Ing. der Eisenhüttenkunde und hat als immer schon astronomisch interessiert. Anfang der 2000er Jahre hat er das Gebiet der Spektroskopie für sich entdeckt. Das führte zur Gründung einer Arbeitsgemeinschaft an der Sternwarte Neanderhöhe SNH e.V.

Spectra Reduction Software – A Basic Comparison of Extraction Results

U. Thomas Hunger^{#,+}

[#] Volkssternwarte Drebach, Milchstraße 1, D-09430 Drebach, Germany, E-Mail: thunger03@web.de

⁺ Sternwarte Gönnsdorf, Weißiger Landstraße 6, D-01328 Dresden, Germany

Abstract

The paper deals with a comparison of the results of spectra extraction and wavelength calibration in various spectral reduction packages. It is shown that the results match to a sufficient extent even in the case of using the auto-functions. The slight differences seen are discussed.

Zusammenfassung

Der Artikel beschäftigt sich mit einem Vergleich der resultierenden Spektrumsextraktion und Wellenlängenkalibrierung verschiedener Spektrenreduktionspakete. Es zeigt sich, dass die Ergebnisse auch bei Verwendung der Autofunktionen hinreichend übereinstimmen. Die beobachteten geringfügigen Unterschiede werden besprochen.

Received: 2022-03-14, Revised: 2024-03-25, Accepted: 2024-04-02

1. Introduction

After exposing a spectrum using a certain spectroscopical setup one usually wants to extract the spectral information for further processing rather than simply displaying as an image alone. However, this needs data treatment to extract the spectral information out of the image. Professional data reduction packages such as MIDAS of ESO [1] and IRAF [2] can be used by amateurs. A severe hurdle to be overcome is sometimes the use of Linux or a derivative as the required computer operating system. Thanks to engaged amateurs a variety of MS Windows based software solutions is available.

A debate on the quality of data reduction has been ongoing over the past years including continuum normalization or (pseudo-)continuum corrections, respectively. Moreover, the data reduction routines implemented in amateur-made software are mostly proprietary source code in contrast to the professional packages mentioned above. Supposing that the authors prove their software before releasing it is interesting to note that nothing is published on external software evaluation so far. This paper, hence, is a first attempt to close the gap.

Table 1 summarizes the software used in this evaluation. The build-in auto-functions were used if not otherwise noted. We focus on the basic spectra extraction only. More advanced operation as (pseudo-)continuum normalization, water vapor removal and equivalent width

determination was not evaluated and remain subjects for further studies. Echellé spectra are excluded, too. Only a few comments on the operability will be given because the impressions are very subjective.

For comparison reasons the spectra were treated via a procedure based on pure data extraction via IRIS by C. Buil [8]) and subsequent analysis by MS Excel including wavelength calibration. This procedure allows for control of all working steps. These data serve then as a reference for all other software packages.

Software	Version	Author	
VSpec	4.4.7	Valérié Desnoux	[3]
ISIS	6.1.0	Christian Buil	[4]
BASS	1.9.7	John Paráskeva	[5]
Spectro- Calc2	2.0.3.2	Manfred Schwarz	[6]
MIDAS Context SMS	15SEPp1.0 22.01.2011	ESO Günter Gebhard	[1] [7]

Tab. 1: Overview of spectra data reduction packages used in this investigation.

2. Spectra

The spectra used in this investigation were gathered at Volkssternwarte Drebach, Saxony. A 180/1600 mm refractor was equipped with a LHiRes III spectrograph (slit 35 μm , grating 2400 l/mm). An ATIK 16200 monochrome CCD camera was utilized as a detector applying a 2x2 binning resulting in a 12x12 μm^2 effective pixel size. Fig. 1 shows the spectral images of

α Ori, β Ori and γ Ori together with Ne calibration light images. The $H\alpha$ absorption line at 6563 Å is centered. Note the widening of both the spectrum and the calibrations lines toward the blue and red edges of the image. This is due to enhanced image distortion effects caused by the size of the sensor clearly exceeding the originally designed field of view of the LHiRes III. No more image reduction as dark and flat corrections were applied. For our paper this is of sufficient accuracy.

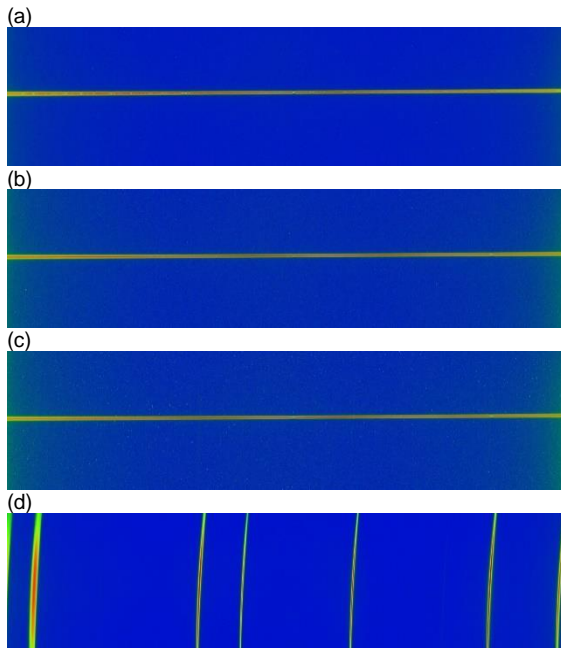


Fig. 1: Raw spectra of (a) α Ori (exposure time: 30 s), (b) β Ori (40 s), (c) γ Ori (180 s) and a Ne calibration light (2s). Date of recording: Dec 19th, 2020.

3. Manual Extraction

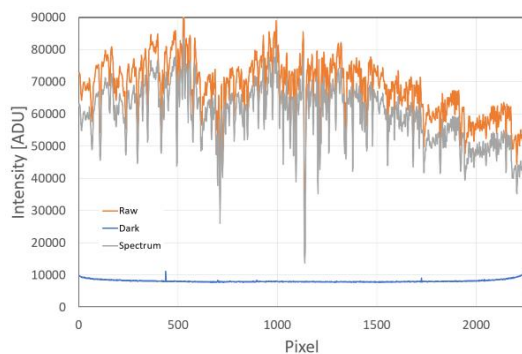


Fig. 2: Raw summed values (orange), dark taken beside spectral stripe (blue) and final spectrum as raw subtracted by dark (gray).

For comparison reasons an alternative reduction path was taken allowing for a full control of the data pipeline: the spectra as well as the Ne calibration images were preprocessed by IRIS 5.59 [8]: rotation for horizontal orientation

rot 0 0 [angle], where the angle is the outcome of `l_ori` command performed at the object spectra. With the `win` command the spectral stripe as well as sufficient dark reference region below the spectral stripe were cropped. It was tried to fully cover the stripe because the vertical width increases towards the image edges. The Ne calibration pixel row was chosen to be the same as the middle of the spectra stripe. The two-dimensional dataset containing the spectrum and the dark as well as the one-dimensional Ne calibration were then exported as ASCII via the `export_asc` command.

IRIS is elderly, but still powerful image processing system. Due to its command line feature it allows for a reproduction of work steps. Unfortunately, it is no longer under development or maintenance. Nevertheless, it is still useful, but needs some care e.g. when using FITS – internally it works with signed 16 bit.

The 2D data were imported into MS Excel. The pivot table functions allow for easy row-wise summation yielding in an intensity-pixel diagram both for the spectrum and the dark. Fig. 2 shows the results for α Ori. It must be noted that the summed dark values are modified by the factor $n_{\text{stripe}}/n_{\text{dark}}$ considering the different numbers of pixel rows used in the spectral stripe (n_{stripe}) and the dark (n_{dark}).

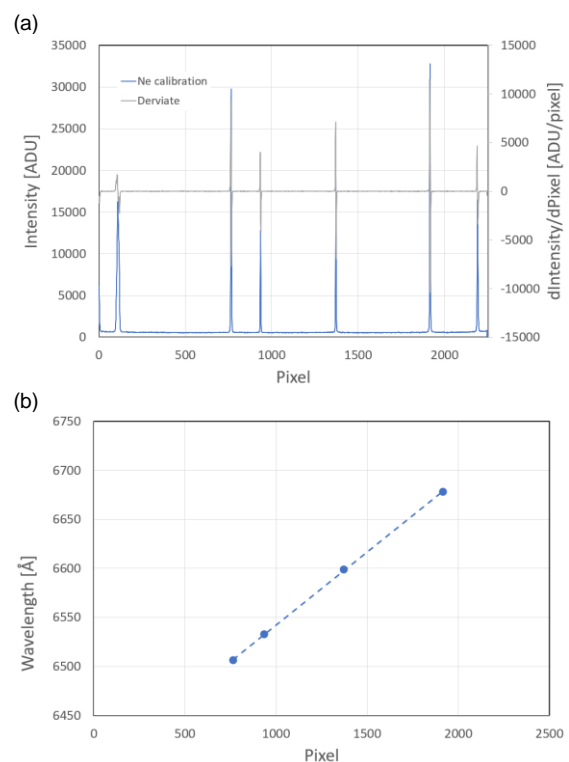


Fig. 3: (a) Neon calibration spectrum (blue) and derivate (gray) for evaluating the maximum position without fitting a suitable peaked function. (b) Wavelength calibration using four Ne lines, the quadratic trendline is shown dashed.

For the manual wavelength calibration, only the four Ne lines at $H\alpha$: 6506.5281 Å, 6532.8822 Å, 6598.9529 Å and 6678.2764 Å were used, which, is sufficient at least in the central spectral region of interest and for a quadratic fit of the calibration function $\lambda = \lambda(\text{pixel})$. The Ne line absorption maxima were determined by numerically differentiating the Ne spectrum and reading the zero-slope position for each line directly from the plots rather than fitting peaked functions like a Gaussian for each line. The trendline feature of MS Excel was finally used to determine the respective coefficients of the calibration function (fig. 3). Fig. 4 shows the extracted spectra used for further comparison.

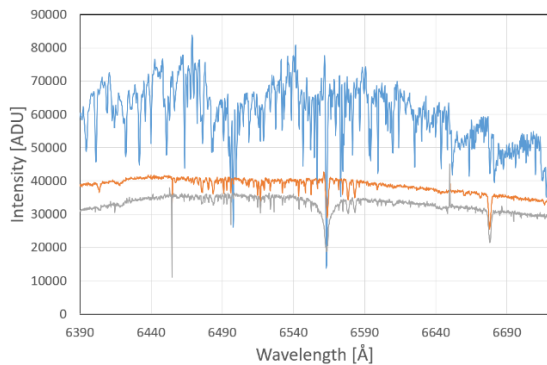


Fig. 4: Wavelength calibrated raw ADU values spectra of α Ori, β Ori and γ Ori.

4. Spectra Extraction Results in the Various Software Tools

Fig. 5 shows the start screen of VSpec with loaded Spectrum of β Ori. The spectrum was rotated with IRIS prior evaluation in VSpec. The reference Neon spectrum was treated under same conditions. The Neon spectrum of the line containing the object spectrum was then extracted and saved for further use in VSpec. Fig. 6, top, shows the extracted and wavelength calibrated Neon spectrum. The bottom picture shows the combined object and reference spectrum.

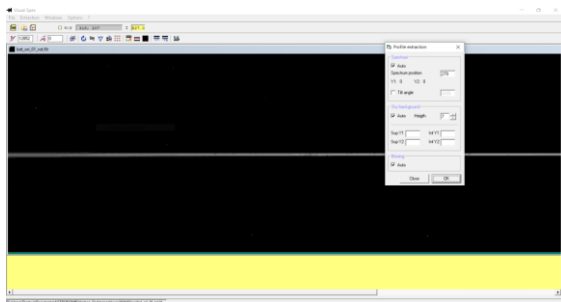


Fig. 5: Screen shot of the loaded spectrum of β Ori. The profile extraction settings are shown.

VSpec as a pure spectra extraction and processing tool obeys sometimes run-time instabilities (probably missing failure tolerance) and seems also no longer under development. It offers a comprehensive documentation and supplementary information.

Fig. 7 shows a screen shot taken during the preparation of the analysis in ISIS. ISIS is the widely used extraction software in e.g. the French community and offers powerful Echelle reduction capabilities too. The documentation is available online.

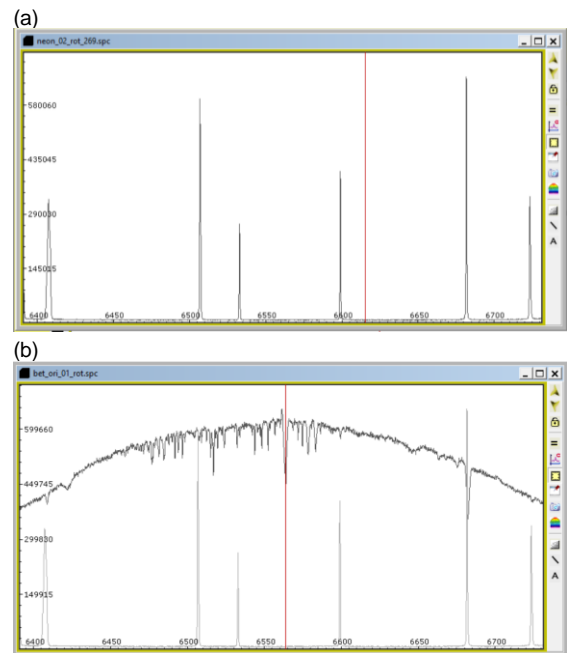


Fig. 6: (a) The Neon calibration spectrum after wavelength calibration step. (b) Both the object and reference spectrum are shown together.

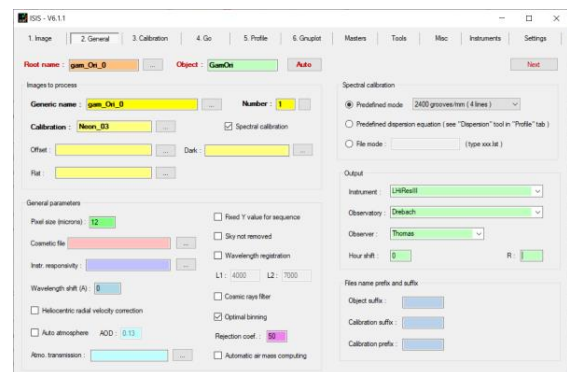


Fig. 7: Screen shot for preparation of analysis in ISIS.

Fig. 9 shows the result screen of BASS after the steps: rotate, slant, extract and wavelength calibration. It is recommended to store all the intermediate working steps. A surplus is an info file containing the important information for the reduction done, e.g. region of spectrum and background.

BASS uses a project structure for data reduction and allows to save and reload of whole project. It offers non-linear slanting and a very good documentation. Once the user learned the peculiarities (as for all software tools) it is an easy-to-use-tool and very powerful.

Fig. 10 shows screen shots of SpectroCalc2. It is a relatively new software package, but powerful and with a very good documentation.

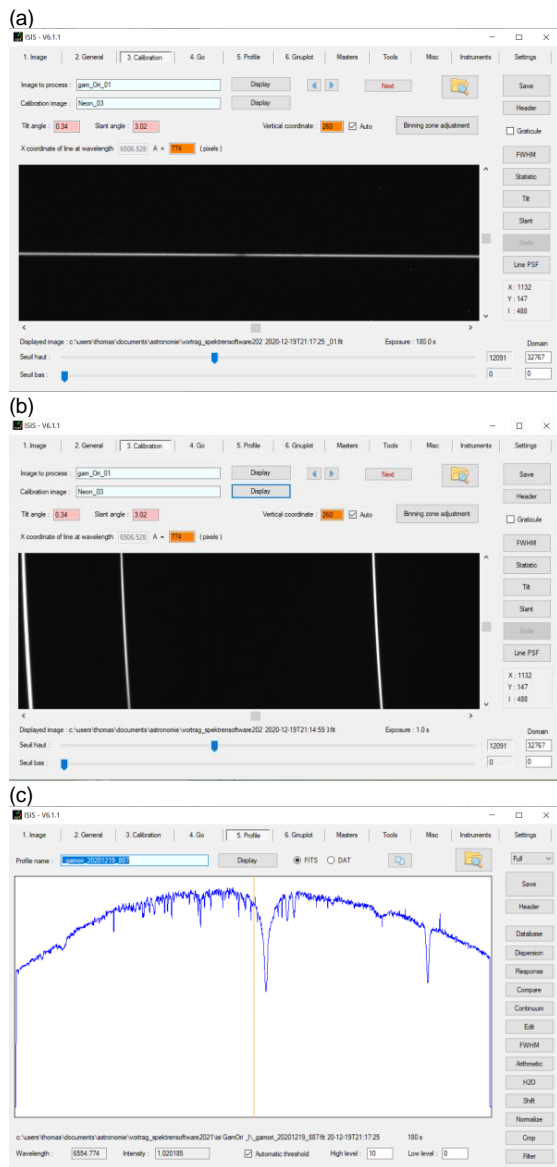


Fig. 8: Loaded (a) object and (b) reference spectrum. (c) Overview on extracted raw spectrum.

5. Comparison of results

Fig. 11 shows the spectra reduction results gathered by the various methods. The raw values of the analysis via MIDAS SMS and the manual extraction fit almost perfectly together. MIDAS SMS sums up the counts per column as in the manual analysis. Some deviation can be

recognized on the red side of the spectrum. VSpec performs similar, the slightly lower values especially at both sides of the spectrum signs a more aggressive perpendicular cropping of the spectral information. ISIS on the other hand provides a coarse normalization out of the reduction process. SpectroCalc2 and BASS deliver some intermediate values. As some software deliver the resulting 1D spectrum in FITS format, the software SpectroTools 1.3.0.10 by Peter Schlatter [9] was used to produce data readable in the data viewer program VEUSZ 3.1 by Jeremy Sanders et al. [10].

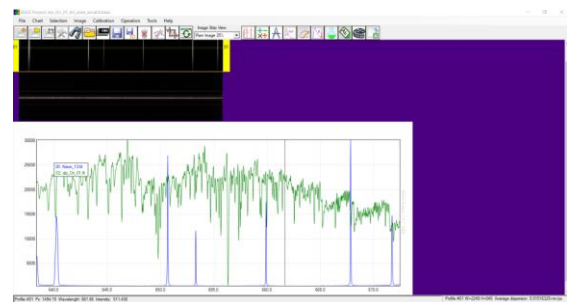


Fig. 9: BASS screen shot of the finally calibrated spectrum.

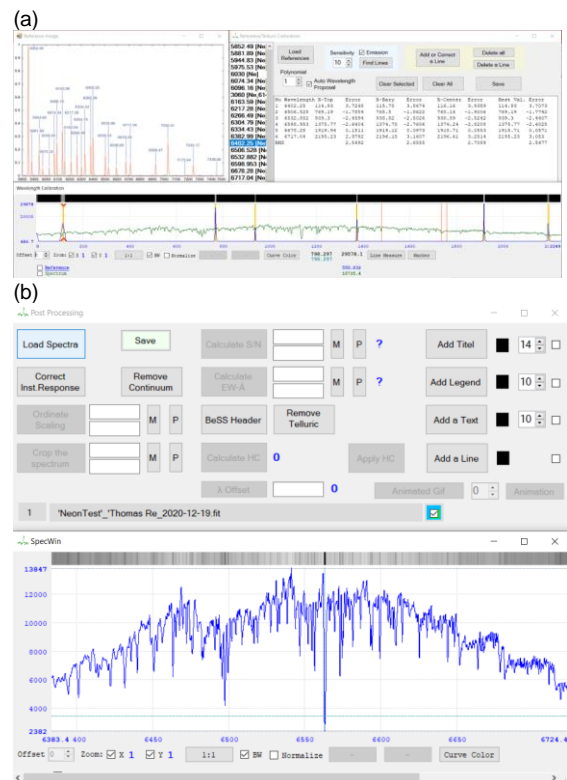


Fig. 10: (a) Calibration screen of SpectroCalc2, (b) Result screen showing the extracted spectrum.

The comparison allows more insights when normalizing all spectra as shown in fig. 11. The spectra classify into two classes according to the behavior at the edges. MIDAS SMS, ISIS and BASS behave similar to the manual analysis, SpectroCalc2 and VSpec seems to have

lower counts probably not counting enough pixel values at the outer edges. However, in the central region shown in fig. 12 all software tools deliver the same results. The only exception is the spectral shift of the result gathered with VSpec. It was not possible to finally resolve the discrepancy, a constant user made error is a possible explanation.

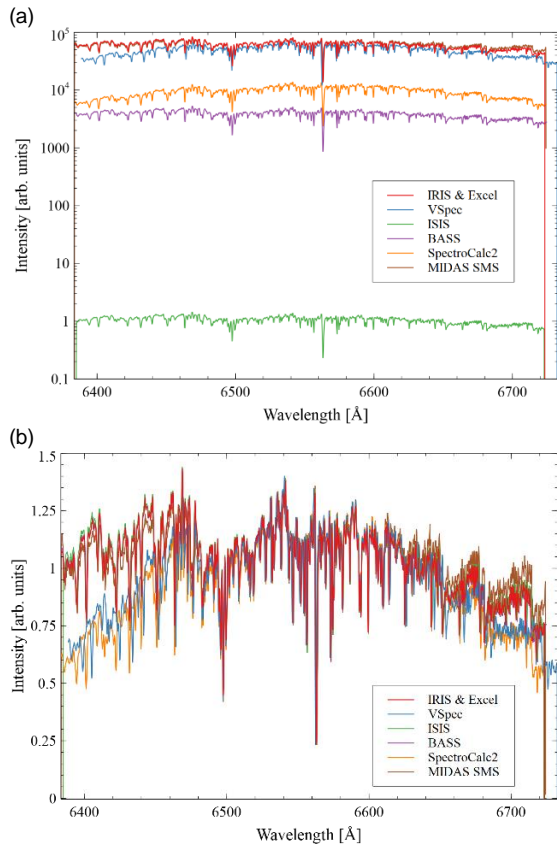


Fig. 11: (a) Raw values of extracted and wavelength-calibrated spectrum of α Ori obtained via the different software. (b) Normalized spectra. There are deviations at both red and blue end. For discussion see text.

Fig. 13 and 14 show the reduction results of β Ori and γ Ori. The features discussed above based on the spectrum of α Ori are visible again. The central parts of the spectrum match sufficiently together whereas the wing regions differ. Interestingly, MIDAS SMS sums significantly more spectral information on the red side than the manual assessment. However, the intensity distribution of the central part of the spectra is covered by all software sufficiently comparable. There are slight deviations in wavelength accuracy most pronounced for VSpec again.

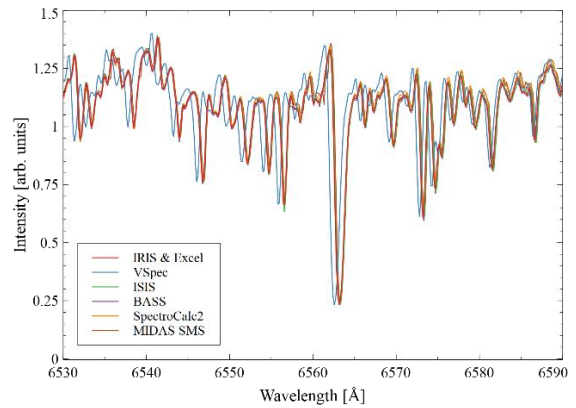


Fig. 12: Detail around $H\alpha$ of α Ori. An excellent match of all extraction methods is clearly visible. The wavelength calibration in VSpec resulted in a slight blue-shift.

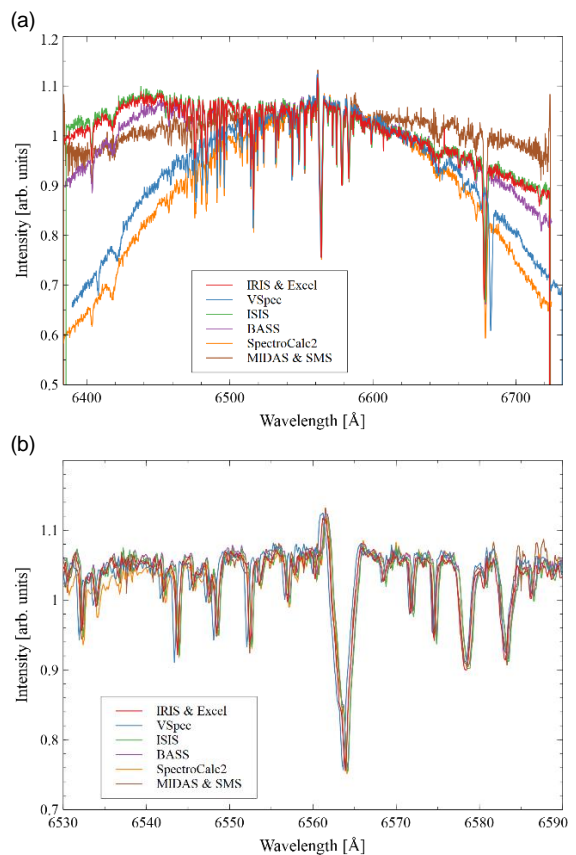


Fig. 13: (a) Overall spectra of β Ori. (b): Central detail.

6. Summary

In conclusion all software packages deliver similar spectra extraction results especially in the central part of the spectra. Deviations seen towards the outer edges are attributed to the varying shape of the spectral line itself where the auto-determination likely failed. The wavelength calibration works comparably fine except VSpec. The reason could not be revealed.

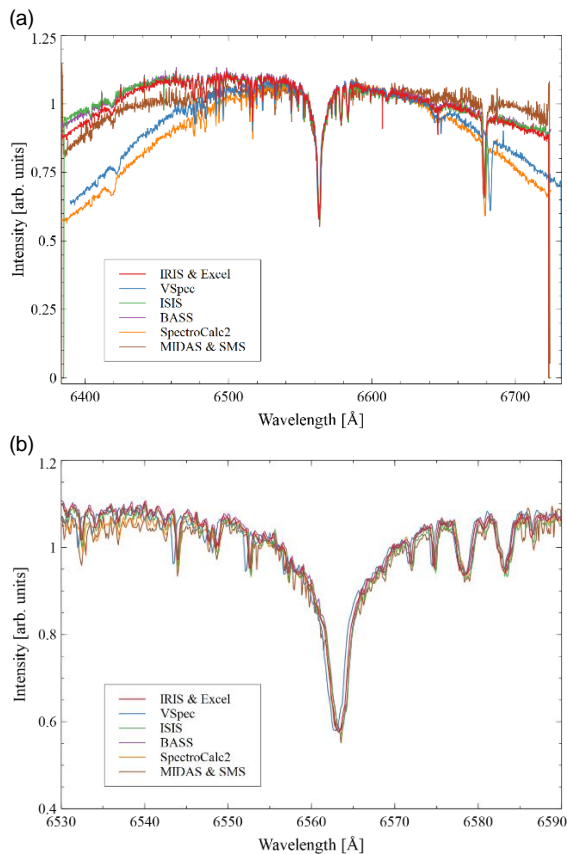


Fig. 14: (a) Overall spectra of γ Ori. (b): Central detail.



Thomas Hunger discovered his interest in celestial objects during his school time. During his Physics university education, he focused more on spectral investigations. Since 1997 he has been a member of the section Spectroscopy of VdS e.V.

The potential user is spoiled for choice. The personal preference might then decide on e.g. ease-of-use criteria. A clear recommendation is not given here. It is only highlighted to look for sufficient documentation and support. The authors of the software tools are encouraged to disclose the source code even for the case that their maintenance or development activities are stopped.

In the meantime, a lot more of extraction software packages were released which are not studied here. Furthermore, a next step of a comparing analysis could be the results of normalizing routines, equivalent line determination, ...

Acknowledgements: The author thanks the referee for many hints.

References:

- [1] <https://www.eso.org/sci/software/esomidas/>
- [2] <https://iraf-community.github.io/>
- [3] <http://www.astrosurf.com/vdesnoux/>
- [4] <http://www.astrosurf.com/buil/isis-software.html>
- [5] <https://groups.io/g/BassSpectro>
- [6] <https://www.astrophoto.at/spectrocalc2.html>
- [7] G. Gebhardt, private communication
- [8] <http://www.astrosurf.com/buil/iris-software.html>
- [9] <http://spektroskopie.vdsastro.de/files/data/Spectro-Tools.zip>
- [10] <https://veusz.github.io/>

Spektroskopische Untersuchung des zirkumstellaren Gases im Algol-System (β Per)

Lothar Schanne⁺, Bernd Bitnar⁺, Karlheinz Wolf[#]

⁺ Feldbergstrasse 62, 68163 Mannheim, Germany, E-Mail: l.schanne@gmx.de (Corresponding author)

^{*} E-Mail: bernd.bitnar@gmx.de

[#] Sophie-von-La-Roche-Str. 80, 56077 Koblenz, Germany, E-Mail: wolffkarlheinz@t-online.de

Zusammenfassung

Spektren der H α -Linie von β Per (Algol) weisen spezifische, schwache Emissions- und Absorptionsstrukturen auf, die durch zirkumstellares Gas hervorgerufen werden, das vom Begleiter zum Hauptstern fließt. Zur Untersuchung der Geometrie dieses zirkumstellaren Gases wurden H α -Spektren über einen Zeitraum von zehn Jahren von 2014 bis 2023 aufgenommen. Es wird eine Methode vorgestellt, die den Anteil der photosphärischen H α -Absorptionslinien der Sterne von der beobachteten H α -Linie subtrahiert, sodass sich die Signatur des zirkumstellaren Gases in den erhaltenen Differenzspektren detailliert untersuchen lässt. Auf diese Weise lassen sich zwei Emissions- und eine Absorptionskomponente des zirkumstellaren Gases identifizieren, die mit einem „hot spot“ nahe Algol B, einer scheibenartigen Struktur um Algol A und einer kühleren Gaswolke nahe Algol A als Teile des Gasstroms von Algol B zum Hauptstern erklärt werden. Aus dem Verlauf der Radialgeschwindigkeit des Emissionspeaks in den Differenzspektren konnte die Position der Emissionsgebiete im Geschwindigkeitsraum bestimmt werden. Die Resultate wurden mit entsprechenden Untersuchungen aus der Literatur verglichen. Es konnte gezeigt werden, dass in verschiedenen Publikationen ein Fehler in der Angabe des Bezugssystems vorliegt bzw. vorliegen könnte, weswegen die dort ermittelte Position des hot spot-Emissionsgebiets im Geschwindigkeitsraum um die Radialgeschwindigkeitsamplitude von Algol A zu klein ist. Die beobachtete Absorptionsstruktur wurde unseres Wissens bisher noch nicht publiziert. Wir vermuten, dass deren Quelle eine ausgedehnte Gasregion ist, die eine unvollständige Scheibe um Algol A bildet und aus dem Gasstrom von Algol B gespeist wird.

Abstract

Spectra of the H α line of β Per (Algol) show a specific weak emission and absorption structure, which is formed in circumstellar gas that flows from the secondary to the primary star. To investigate the geometry of this circumstellar gas H α spectra were taken from 2014 until 2023. A method is presented to subtract the photospheric H α absorption of the stars from the observed spectra to obtain difference spectra clearly showing the signature of the circumstellar gas. We identified two emission- and one absorption component of the circumstellar gas. A model was created containing a hot spot near Algol B, a disk-like structure near Algol A and a cooler gas region near Algol A as parts of the gas stream from the secondary to the primary. From the change of the radial velocity of the emission peak with orbital phase the position of the emitting regions in velocity coordinates were determined. The result was compared with literature data. It could be shown that in the literature the reported velocity of the emission region is too low by the radial velocity amplitude of the primary due to a likely error in the chosen coordinate system. To our knowledge, the observed absorption structure has not been published, so far. We assume its source in a large gas region forming a disk segment around the primary. This region is fed by the gas stream from the secondary.

Received: 2024-03-11, Revised: 2024-10-12, Accepted: 2024-10-22

1. Einleitung

β Per (Algol) ist der Prototyp einer Klasse von eng umlaufenden Bedeckungsveränderlichen, bei denen ein Massenaustausch zwischen den Komponenten stattfindet. Der Hauptstern (Komponente A) ist ein heißer Hauptreihenstern vom Spektraltyp B8V und der Begleiter B ein kühler Unterriese des Spektraltyps K2IV. Zusätzlich gibt es eine weit außen umlaufende dritte Komponente C des Spektraltyps F1V, die

keine Bedeckung verursacht. Die physikalischen Parameter des Algol-Systems sind in [1] gelistet. Eine spektroskopische Bestimmung der detaillierten Sternparameter von β Per wurde von Kolbas et al. vorgenommen [2]. Mehrere Arbeiten von Richards et al. konzentrieren sich auf die spektroskopische Untersuchung des Gasflusses von der B- zur A-Komponente [3,7,5]. Es wurde eine charakteristische H α -

Emission des heißen Gases zeitaufgelöst beobachtet und daraus die Position des Emissionsgebietes im Geschwindigkeitsraum abgeleitet. Weiterhin konnte mittels der Doppler-Tomografie-Methode eine zweidimensionale Karte des Emissionsgebiets im Geschwindigkeitsraum erstellt werden [5]. Für diese Untersuchungen wurden Spektren der Zeiträume 1976/77, sowie 1992 verwendet.

In neueren Arbeiten [4,6] nutzten Bitnar et al. Spektren des Zeitraums 2014 - 2019 und werten diese vergleichbar zu Richards in [7] aus. Insbesondere wurden durch Differenzbildung gemessener H α -Profile mit einem Modell Überschuss-Emissionen des heißen zirkumstellaren Gases im Algol-System extrahiert und dessen Bahnlauf untersucht. Die in [6] angewandte Methode ist in [8] ausführlich beschrieben. Wie in [7] diskutiert wird, ist die Genauigkeit der Methode durch die Wahl des benutzten Modellspektrums limitiert. Das Modell berücksichtigt nur die H α -Absorptionslinie der Hauptkomponente und subtrahiert diese von den gemessenen H α -Profilen. Die dadurch erhaltenen Differenzspektren enthalten neben der Signatur des zirkumstellaren Gases noch die H α -Linien der Komponenten B und C. Wegen der hierdurch limitierten Genauigkeit der berechneten Differenzspektren konnte in [6] nur ein grober Vergleich mit den Resultaten von [7] gemacht werden. Insbesondere ließ sich keine zeitliche Variabilität der Emission des zirkumstellaren Gases im Vergleich zu früheren Beobachtungszeiträumen nachweisen. So sind in [7] Spektren des Zeitraums von 1976/77 und in [5] solche von 1992 ausgewertet.

Ausgangspunkt der vorliegenden Untersuchung ist [6]. Für weitere Details der Voruntersuchung wird daher an dieser Stelle auf [6] verwiesen. Das Ziel der Arbeit ist die Verbesserung des Modellspektrums aus [6] durch Berücksichtigung der H α -Absorptionsprofile aller drei Sterne des Algol-Systems. Mit den hieraus berechneten Differenzspektren wird die Auswertung zur Charakterisierung der Emission des zirkumstellaren Gases verbessert und deren Ergebnisse mit den früheren Resultaten von Richards et al. aus [3, 7, 5] verglichen. Weiterhin wurde der Datensatz aus Spektren von 2014 - 2019 auf den Zeitraum bis 2023, insbesondere durch neue Echelle-Spektren, erweitert.

2. Aufnahmen der Spektren, Datenreduktion und weitere Vorbereitung der Spektren

2.1 Herkunft der Spektren

Für diese Arbeit wurde auf einen umfangreichen Datensatz (360 Einzelspektren) unterschiedlicher Beobachter an verschiedenen Orten und im Zeitraum 2014-2023 mit unterschiedlichem Equipment zurückgegriffen (siehe Tab. 1).

Beobachter / Ort Ausrüstung /	Zeitraum
BB / Ban C8 f/10 / LHiRes III 2400 l/mm	2014 - 2015
BB / Ban / RC 16" f/8 / LHiRes III 2400 l/mm	2015 - 2019
UW / Ber LX200 10" f/10 / Czerny Turner 1200 l/mm	2015
UW / Ber C14 f/10 / Echelle 79 l/mm, 63°	2017 - 2019
UZ / Gie 60/330 APO / 25 cm ² Objektiv-Gitter, 600 l/mm	2017
UZ / Gie 80/500 APO / 25 cm ² Objektiv-Gitter, 300 l/mm	2017 - 2019
HP / Ant 400/2700 / Echelle 79 l/mm	2020
BS / GIM C14 f/5,5 / Echelle 79 l/mm	2021
SH / StM 300/6000 / Echelle 79 l/mm	2023

Tab. 1: Liste der Beobachter und der entsprechenden Spektrographen. Legende: BB / Ban – Bernd Bitnar / Bannewitz (D), UW / Ber – Ulrich Waldschläger / Berlin (D), UZ / Gie – Uwe Zurmühl / Giesen (D), HP / Ant – Herbert Pühringer / Anthering (A), BS / GIM – Berthold Stober / Glan-Münchweiler (D), SH / StM - Siegfried Hold / St. Marein (A)

Durch die Verwendung sehr unterschiedlicher Spektrographen, vom LHiRes III Gitter-Spektrographen über Objektiv-Transmissionsgitter bis hin zu Echelle Spektrographen liegt ein wenig homogener Datensatz zugrunde, was hohe Anforderungen an die Auswertung der Spektren stellt. Eine genaue Beschreibung der benutzten Ausrüstung ist in [6] zu finden. Der überwiegende Teil der verfügbaren Spektren erstreckt sich über den Zeitraum bis 2019 und umfasst Spektren des LHiRes III Gitterspektrographen, die nur den Bereich der H α -Linie enthalten. Erste Echelle-Spektren des Datensatzes liegen ab dem Jahr 2017 vor und erweitern den Datensatz bis ins Jahr 2023.

Jeder Einzelbeobachter lieferte extrahierte und wellenlängenkalibrierte Spektren in einen Datenpool. Die weitere Bearbeitung der Daten umfasst eine Normierung der Spektren, die baryzentrische Korrektur sowie die Berechnung von

Differenzspektren mittels Subtraktion eines theoretischen Summenspektrums des Algol-Systems.

2.2 Vorbereitung der gemessenen Spektren

Da die gemessenen Spektren von unterschiedlichen Beobachtern stammen und deren verwendeten Datenreduktionsprogramme unterschiedliche Header-Einträge in die 1D-FITS-Dateien schreiben, wurden in einem ersten Schritt in allen Spektren der Beobachtungszeitpunkt (als Julianisches Datum JD) im Header gesucht, dieses Datum in einen Header-Eintrag „JD“ geschrieben und die modifizierte Datei abgespeichert. Mit diesen Dateien wurde weitergearbeitet und im nächsten Schritt wurden alle gemessenen Spektren baryzentrisch korrigiert.

Die gemessenen Spektren besitzen unterschiedliche Auflösungen R , unterschiedliche Dispersionen (Schrittweite in $\text{\AA}/\text{Pixel}$) und verschiedene Wellenlängenbereiche. Um sie mathematisch zu den gewünschten Differenzspektren weiter bearbeiten zu können, wurden sie im nächsten Schritt auf einen gemeinsamen Wellenlängenbereich (im Falle der $H\alpha$ -Linie auf 6490 bis 6605 \AA) beschnitten und eine einheitliche Schrittweite von 0,05 $\text{\AA}/\text{Pixel}$ gewählt. Ebenso wurden die theoretischen Spektren (Beschreibung weiter unten) behandelt.

Im nächsten Schritt wurden alle gemessenen Spektren auf das Quasikontinuum normiert. Dies war in der Mehrzahl der mit dem Spektrographen LHiRes III aufgenommenen Spektren mit Schwierigkeiten verbunden, weil genau im Bereich der $H\alpha$ -Linie eine sprunghafte Änderung des Kontinuumsverlaufs beobachtet wurde, der bisher nicht erklärt werden konnte. In Abb. 1 ist ein solcher Fall dargestellt. Für die sehr breite $H\alpha$ -Linie verbleibt an den Rändern des mit dem Spektrographen erfassten Wellenlängenbereichs nur ein kleiner Bereich, um Stützpunkte für die Festlegung des Quasikontinuums bereitzustellen. Es muss ein großer Wellenlängenbereich mittels eines Splines (der als Normierungsfunktion verwendet wird) überbrückt werden, so dass dessen etwas willkürlicher Verlauf einen nicht unerheblichen Einfluss auf die Eigenschaften des damit berechneten normierten Linienprofils hat. Lediglich die Wellenlänge des Minimums bleibt unbeeinflusst.

Die so gewonnenen normierten Spektrenausschnitte, die alle die gleiche Schrittweite und den gleichen Wellenlängenbereich wie die theoretischen Spektren haben, konnten dann verwendet werden, um die Differenzspektren zu berechnen. Außerdem wurden sie verwendet, um die Radialgeschwindigkeiten aus den Minima der $H\alpha$ -Linie zu bestimmen.

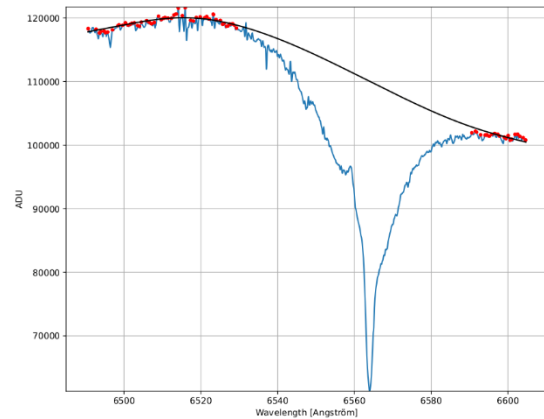


Abb. 1: Beispiel für die Festlegung der Normierungsfunktion (schwarze Linie) mittels eines Splines durch Stützpunkte (rote Punkte). Das gemessene Spektrum ist in blau dargestellt.

3. Methodik der Auswertung

3.1 Berechnung der theoretischen Spektren der drei Systemsterne A, B und C

Die theoretischen Spektren wurden mit der Software „Turbospectrum“ in iSpec [15] berechnet. Die benötigten Sternparameter effektive Temperatur T_{eff} , Oberflächenbeschleunigung $\log g$ mit der Oberflächenbeschleunigung g in cgs-Einheiten, projizierte Rotationsgeschwindigkeit $v \sin i$ mit der Inklination i , Geschwindigkeit der Mikroturbulenz v_{Mik} und mittlere Metallizität $[M/H]$ wurden für die drei Sterne der Tabelle 5 in Kolbas [2] entnommen. Sie sind in Tab. 2 aufgeführt. Die Spektren wurden für eine Auflösung $R=15.000$ und eine Schrittweite von 0,05 \AA im Wellenlängenbereich 4000 bis 7000 \AA berechnet. In Abb. 2 sind die theoretischen Spektren im Wellenlängenbereich der $H\alpha$ -Linie zum Vergleich dargestellt.

Algol	A	B	C
T_{eff} [K]	12550	4900	7550
$\log g$ [dex]	4,05	3,254	4,18
$v \sin i$ [km/s]	50,5	62	12,4
v_{Mik} [km/s]	0,4	k.A.	1,68
$[M/H]$ [dex]	-0,03	k.A.	0,04

Tab. 2: Für die Berechnung der theoretischen Spektren verwendete Sternparameter.

3.2 Berechnung der phasenabhängigen Radialgeschwindigkeiten der Sterne im inneren Orbit (System Algol A + B) und äußeren Orbit (System Algol AB + C)

Die Orbitalelemente der beiden Orbits des Dreisterne-Systems sind bekannt und wurden aus Tabelle 3 in [11] und Tabelle 1 in [2] entnommen (siehe auch [14]). Die in dieser Arbeit verwendeten Orbitalelemente sind in Tab. 3 und 4 aufgeführt.

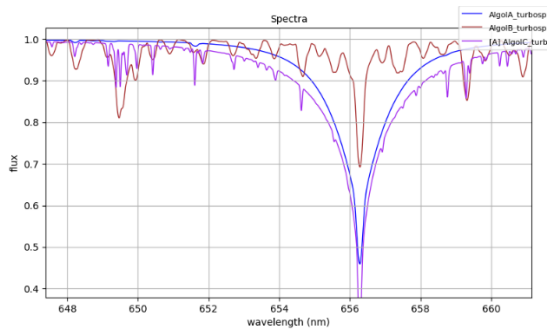


Abb. 2: Vergleich der drei theoretischen Spektren von Algol A, B und C.

Periode P_{AB} [d]	2,867328
Exzentrizität e_{AB}	0,0
Radialgeschwindigkeitsamplitude K_A von Algol A [km/s]	44,1
Radialgeschwindigkeitsamplitude K_B von Algol B [km/s]	194,2
Zeitpunkt des Minimums der Lichtkurve (Bedeckung des Algol A) $T_{0,AB}$ [JD]	2441773,49

Tab. 3: Verwendete Orbitalparameter des inneren Orbits A + B

Periode P_C [d]	680,168
Exzentrizität e_C	0,227
Länge des Periastrons ω_C [°]	138,1
Radialgeschwindigkeitsamplitude K_{AB} von Algol AB [km/s]	11,9
Radialgeschwindigkeitsamplitude K_C von Algol C [km/s]	32,9
Zeitpunkt des Periastrons $T_{0,C}$ [JD]	2454433,2
Systemgeschwindigkeit γ [km/s]	3,7

Tab. 4: Verwendete Orbitalparameter des äußeren Orbits AB + C

Eine mathematische Ableitung führt für die aus einem Kepler-Orbit folgenden, spektroskopisch messbaren, zeitabhängigen Radialgeschwindigkeiten (= projizierte Geschwindigkeiten auf die Sichtlinie) auf die folgenden Zusammenhänge für die Radialgeschwindigkeiten:

$$v_r(t) = \gamma + K(e \cos(\omega) + \cos(\omega + v(t))) \quad (1)$$

und deren Amplituden

$$K = \frac{2\pi a \sin(i)}{P\sqrt{1-e^2}} \quad (2)$$

Darin ist $v(t)$ die wahre Anomalie (der zeitabhängige Winkel vom Periastron bis zur aktuellen Position der Komponente, er durchläuft in einer Periode 0° bis 360°), a die Große Halbachse der Bahn-Ellipse und i der Inklinationwinkel.

Während bei kreisförmigen Bahnbewegungen der Geschwindigkeitsbetrag eines Objekts konstant bleibt und die Radialgeschwindigkeit einen sinusförmigen, symmetrischen Verlauf hat, werden bei elliptischen Bahnen die Zusammenhänge transzendent. Wieder ist Gl. 1 der Ausgangspunkt, in der nur die wahre Anomalie $v(t)$ zeitabhängig ist. Alle anderen Größen sind Konstanten. Die Zeitabhängigkeit von $v(t)$ lässt sich mit der exzentrischen Anomalie $E(t)$ und der Keplerschen Gleichung darstellen:

$$\tan(E/2) = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \tan(v/2), \quad (3)$$

$$E - e \sin(E) = (2\pi/P)(t - T_0). \quad (4)$$

Wegen der Transzendenz der Gl. 4 lassen sich die Bahnparameter über die Gl. 1 bis 4 nur iterativ an die Messwerte anpassen bzw. umgekehrt die Radialgeschwindigkeit aus den Bahnparametern lediglich iterativ berechnen.

In Abb. 3 sind die mit den Orbitalelementen aus Tab. 3 und 4 berechneten Radialgeschwindigkeiten gegen die Phase des Orbits aufgetragen, wobei die Systemgeschwindigkeit nicht berücksichtigt ist. Man beachte, dass der untere Graph in Abb. 3 von Abb. 1 in [2] leicht abweicht, obwohl wir die in [2] publizierten Orbitalparameter des äußeren Orbits für unsere Berechnung verwendet haben.

In Abb. 4 sind alle gemessenen und baryzentrisch korrigierten Spektren der H α -Linie in einem dynamischen Plot im Geschwindigkeitsraum gegen die Phase des inneren Orbits (System Algol A+B) aufgetragen. Dabei ist die Stärke des Flusses farbcodiert dargestellt.

Es ist zweifelsfrei festzustellen, dass die Absorptionsminima als Funktion der Phase der Radialgeschwindigkeitskurve von Algol A, dem Primärstern, folgen, also vom Spektrum des Algol A dominiert werden. Außerdem ist eine Vertiefung und Verbreiterung der Absorption im Phasenbereich der Bedeckung von Algol A (0,9 bis 1 und 0 bis 0,1) zu beobachten. Und im Phasenbereich 0,1 bis 0,5 (0,5 = Bedeckung von Algol B durch Algol A) ist die Absorptionsflanke auf der rotverschobenen Seite (positive Geschwindigkeiten) steiler als auf der blauverschobenen Seite (negative Geschwindigkeiten). Zwischen den Phasenwerten 0,5 und 0,9 kehrt sich dies um. Das scheint der Einfluss der schwachen Emission zu sein, die durch zirkumstellares Gas zwischen Algol A und B verursacht wird, siehe Abschnitt 5.

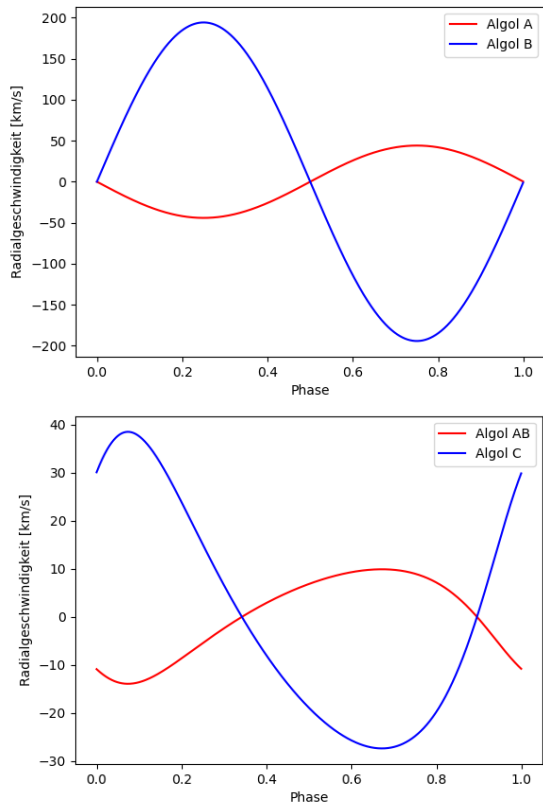


Abb. 3: Radialgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Phase. Oben: Innerer Orbit des Systems Algol A+B, Phase 0 = Bedeckungszeitpunkt von Algol A. Unten: Äußerer Orbit von Algol AB+C, Phase 0 = Zeitpunkt des Periastrons.

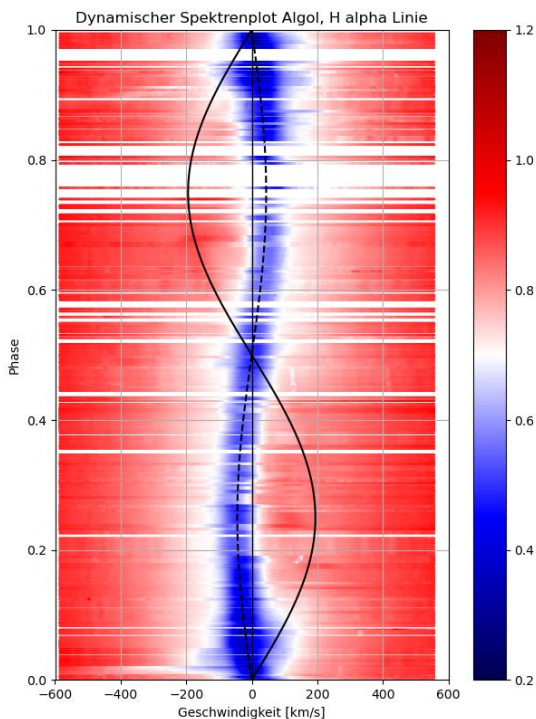


Abb. 4: Dynamischer Spektrenplot der H α -Spektren im baryzentrischen Geschwindigkeitsraum. Schwarze durchgezogene Linie = Radialgeschwindigkeit Algol B, gestrichelte schwarze Linie = Radialgeschwindigkeit Algol A.

3.3 Darstellung des Algol-Systems und Berechnung der Energieflussdichten mit PHOEBE II

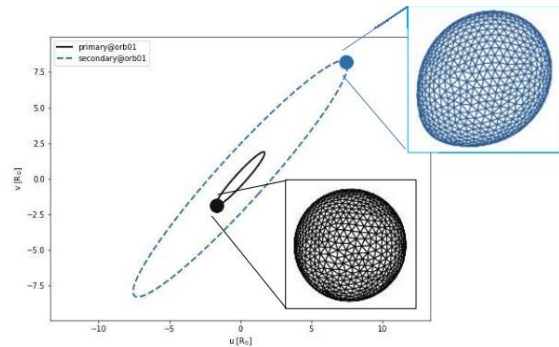


Abb. 5: Bahnen von Algol A und B (schwarz und blau), projiziert auf die Himmelssphäre und Vernetzung.

Ziel ist es, die *gemessene* spektrale Gesamt-Energieflussdichte $F_{\lambda, \text{gem, ges}}$ (auf den Detektor einfallende Energie pro Zeiteinheit pro Flächeneinheit pro Wellenlängeneinheit) von Algol A, B und C mit der theoretischen spektralen Gesamt-Energieflussdichte $F_{\lambda, \text{theoret, ges}}$ für einen Beobachter auf der Erde zu vergleichen und aus den Unterschieden auf das zirkumstellare Gas zwischen Algol A und B zu schließen. Theoretisch liegen jedoch die einzelnen spektralen Energieflussdichten von Algol A, B und C nur mit einem auf 1 normiertem Kontinuum vor, wie in Abb. 3.1 beispielhaft dargestellt. Wegen der Normierung können diese nicht einfach aufsummiert werden. Dies ist möglich, wenn sie absolut kalibriert wären, z.B. in der Einheit $1 \text{ W}/(\text{nm}^2)$ oder $1 \text{ W}/\text{m}^3$. Solche theoretischen spektralen Energieflussdichten sind jedoch nicht verfügbar. Gesucht sind daher geeignete Gewichtungsfaktoren für die einzelnen normierten, spektralen Energieflussdichten, damit sie der absoluten Kalibration möglichst nahekommen. Es zeigt sich in Abschnitt 3.3.4, dass hierfür die tatsächlichen Energieflussdichten, das sind die Wellenlängenintegrale der absolut kalibrierten spektralen Energieflussdichten über das gewählte Wellenlängenintervall, in der Einheit $1 \text{ W}/\text{m}^2$, von Bedeutung sind. Diese werden von der Software PHOEBE II [16] (ferner mit PHOEBE bezeichnet) berechnet, deren zugrunde liegende Physik in [12] beschrieben wird. Im folgenden Abschnitt wird zunächst das innere Algol-System A+B, so wie PHOEBE es sieht, dargestellt.

3.3.1 Darstellung des inneren Systems Algol A+B in PHOEBE

PHOEBE steht für PHysics Of Eclipsing BinaRiEs. Damit können sich gegenseitig bedeckende Doppelsterne analysiert und modelliert werden. Aus den Bahndaten errechnet PHOEBE die Ephemeriden. Den Anblick der

Orbits von Algol A und B auf der Himmelskugel zeigt Abb. 5 mit den Positionen zur Phase 0,25. Die Koordinaten u und v stellen die Himmelskoordinaten dar. Die Abszisse u weist nach Ost, die Ordinate v nach Nord. Die Neigung in der u - v -Ebene ergibt sich aus der Länge des aufsteigenden Knotens von $47,8^\circ$, die Bahnneigung aus der u - v -Ebene heraus aus der Inklination von $81,4^\circ$ [2]. Schaut man von links oben auf die Bahnen, erfolgt die Bewegung entgegen dem Uhrzeigersinn. Die Oberflächen der Sterne werden durch ein Netz aus je 1500 Dreiecks-Elementen dargestellt. Sie sind zum einen durch die wechselseitigen Gravitationswirkungen, zum anderen durch Rotation nicht mehr kugelförmig, sondern deformiert. Für Algol A (primary, Hauptstern) und B (secondary, Begleiter) ergibt sich zur Phase 0,25 der Anblick gemäß Abb. 5. Während der kleinere Algol A noch fast kugelförmig ist, füllt Algol B sein Roche-Volumen aus und erlaubt damit einen Gasstrom zu Algol A über den zu Algol A nächstgelegenen Punkt, den Lagrangepunkt L1 (dieser Gasstrom kann von PHOEBE weder berücksichtigt noch dargestellt werden).

3.3.2 Photosphärenphysik

Für die Beschreibung der Photosphäre greift PHOEBE auf tabellierte Atmosphärenmodelle zurück. Darin werden relevante Linienübergänge von Molekülen, Atomen und Ionen sowie die Kontinuumsstrahlung im Transport durch die Photosphären berücksichtigt. Gemäß [3] eignen sich für Algol die Modelle von Castelli & Kurucz [13] mit planparalleler Geometrie und der Annahme von lokalem, thermodynamischem Gleichgewicht (LTE). Die Farbkodierung der Abb. 6 zeigt die sich daraus ergebende Verteilung der lokalen Effektivtemperaturen. Insbesondere bei Algol B machen sich aufgrund der Photosphärenphysik größere lokale Unterschiede bemerkbar. Die sich daraus ergebenden emittierten, spektralen Intensitäten werden in einem vom Nutzer vorgegebenen Wellenlängen-Passband zusammengefasst. Das Passband kann sich für photometrische Anwendungen aus der Transmissionskurve eines Filters oder, um wie im vorliegenden Fall für die spektrographische Anwendung die Flussdichten in einem Wellenlängenintervall zu erhalten, aus einer „Hut“-Funktion (θ -Funktion) über dem Wellenlängenintervall der Messungen ergeben. Für z.B. die hier vorliegenden Spektren um $H\alpha$ lautet der gewählte Wellenlängenbereich 649-660 nm und die „Filter“-Kurve ergibt sich gemäß Abb. 7 mit Transmission 1 im gewählten Intervall und 0 außerhalb.

Die daraufhin von PHOEBE erzeugte Passband-Datei muss nun im PHOEBE-System registriert werden, wonach PHOEBE Passband-Intensitäten in Tabellenform sowie Koeffizienten für die Randverdunklung (engl. limb-darkening, weiter unten beschrieben) produziert. Auf diese Daten greift PHOEBE im weiteren Verlauf zurück, wenn der Nutzer seine konkreten Werte von T_{eff} , $\log g$, $[M/H]$ und von weiteren Parametern gewählt hat. Auf dieser Basis werden für jedes Dreieckselement die gewünschten Ergebnisse errechnet, von denen einige im Folgenden am Beispiel des Algol A+B-Systems vorgestellt werden.

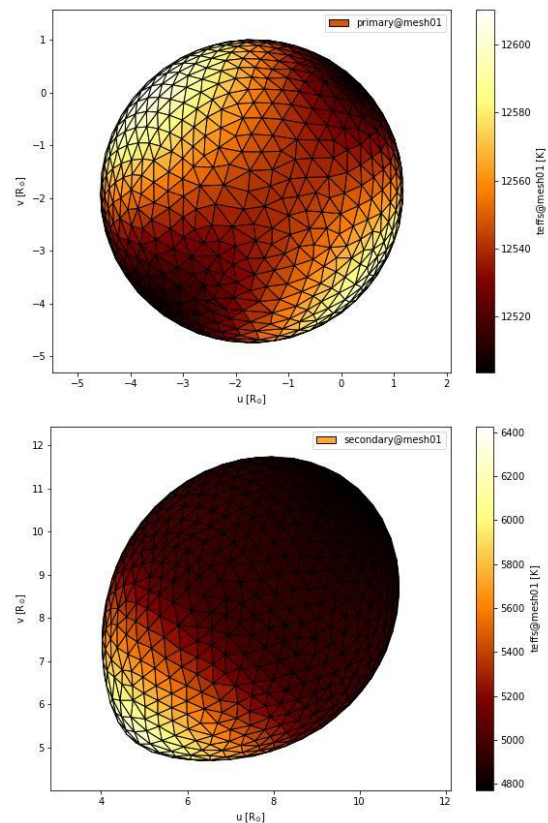


Abb. 6: Verteilungen der Effektivtemperatur auf Algol A (oben) und Algol B (unten).

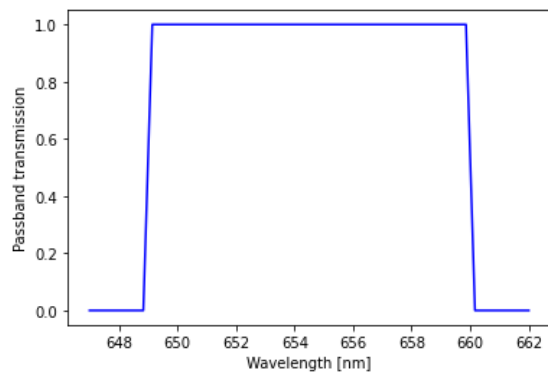


Abb. 7: "Filter"-Kurve für die Umgebung von $H\alpha$.

Die lokalen $\log g$ -Verteilungen sind in Abb. 8 dargestellt. Der deformierte Stern weist an den Polen eine höhere und an den Äquatorwülsten eine geringere lokale Schwerebeschleunigung g auf. Da Algol A durch die Rotation nur gering deformiert ist, sind dessen Unterschiede auch nur gering. Bei Algol B macht sich die $\log g$ -Variation infolge des ausgefüllten Roche-Volumens deutlich bemerkbar (mit den Parametern gemäß [2] erreicht PHOEBE das Roche-Volumen nicht ganz. Der Äquivalentradius für eine Kugel gleichen Volumens beträgt nur $3,43 R_{\odot}$ während ein ausgefülltes Roche-Volumen $3,54 R_{\odot}$ erfordern würde). Mit g variiert die Strahlungsintensität nach dem von Zeipel'schen Theorem. Die Wirkung wird als „gravity darkening“ bezeichnet. Sofern gravity darkening vorherrscht, macht das die Polregionen im Vergleich zu den Äquatorregionen heller. Es spielen jedoch noch andere Effekte mit Auswirkung auf die Abstrahlung eine Rolle.

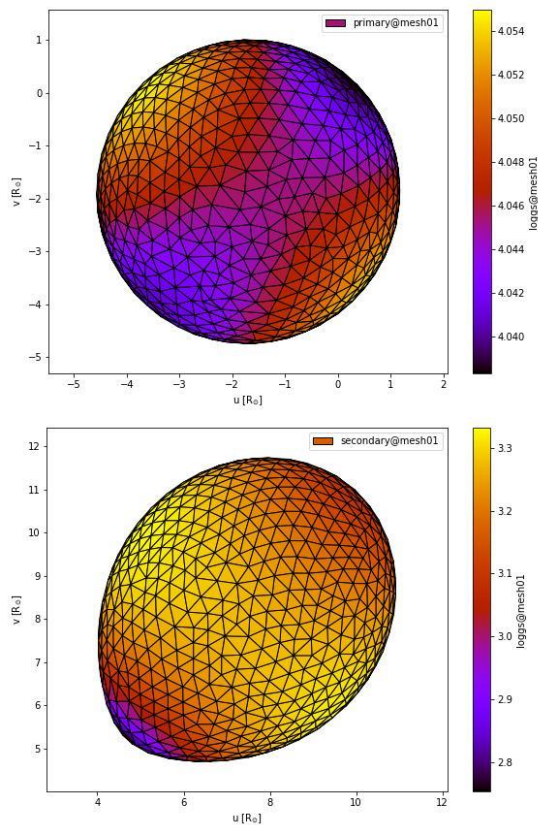


Abb. 8: Verteilung von $\log g$ bei Algol A (oben) und Algol B (unten).

Die von den einzelnen Oberflächenelementen tatsächlich zu erwartenden abgestrahlten Intensitäten in Richtung des Beobachters auf der Erde unter Einschluss der interstellaren Extinktion sind in Abb. 9 dargestellt. Der Rand von Algol A zeigt im Bild oben geringere Intensitäten als die Mitte, da die Strahlung vom Rand eher aus den höheren und damit kühleren, dunkleren

Schichten der Photosphäre stammt. Zur Sternmitte hin sieht man in tiefere, somit heißere und folglich intensiver strahlende Schichten. Dieser Effekt heißt „limb darkening“. Man kennt ihn aus der Randverdunkelung der Sonne. Weiter wird die Reflexion des abgestrahlten Sternlichtes am gegenüberliegenden Stern berücksichtigt, was wiederum die Umgebung von L_1 des eigentlich kühlen Algol B intensiver strahlen lässt. Die Intensitäten können nun bezüglich weiterer physikalischer Eigenschaften ausgewertet werden.

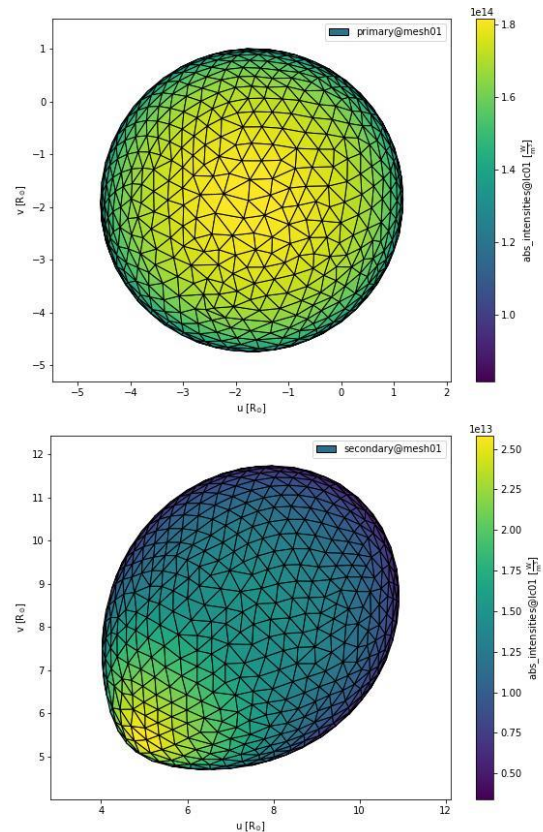


Abb. 9: In Richtung des Beobachters abgestrahlte Intensitäten von Algol A (oben) und Algol B (unten).

Aus der Wellenlängenverschiebung von Spektrallinien kann ein Beobachter über die Auswertung des Doppler-Effekts auf Radialgeschwindigkeiten schließen. Mit PHOEBE können die Radialgeschwindigkeiten der einzelnen Oberflächenelemente berechnet werden. Gemittelt ergibt sich die Radialgeschwindigkeit des Sterns. Zur Phase 0,25 ermittelt PHOEBE die lokalen Radialgeschwindigkeiten gemäß Abb. 10. Negative Werte bedeuten eine Bewegung zum Beobachter hin, positive vom Beobachter weg.

Die Situation ändert sich jedoch phasenabhängig, da sich für den Beobachter die sichtbare Gestalt von Algol B ändert. Noch deutlicher wirken sich Bedeckungen aus, da nun Flächenele-

mente mit ihren lokal verschiedenen Radialgeschwindigkeiten für den Beobachter je nach Bedeckungsgrad nicht mehr sichtbar sind.

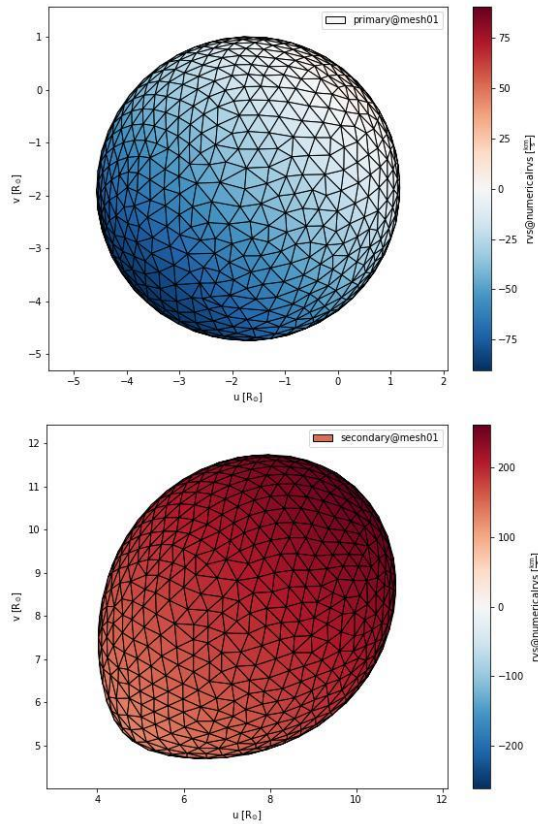


Abb. 10: Verteilung der Radialgeschwindigkeiten von Algol A (oben) und Algol B (unten).

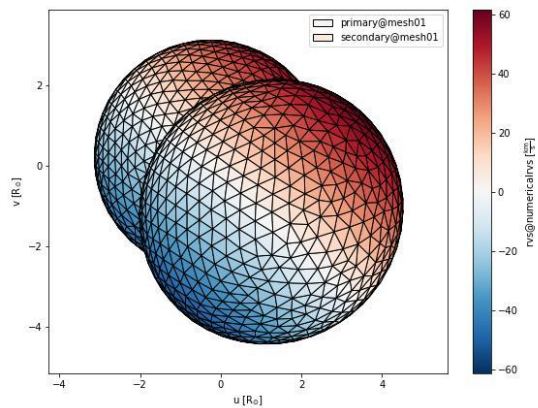


Abb. 11: Lokale Radialgeschwindigkeiten während der Bedeckung von Algol A zur Phase 0.

Abb. 11 zeigt die Konfiguration zur Phase 0. Die gegenseitige Bewegung erfolgt wieder bei Blick von links oben entgegen dem Uhrzeigersinn. Beide Sterne haben zu diesem Phasenwert die Radialgeschwindigkeit Null. Für spätere Phasenwerte würde man bei punktförmigen Sternen erwarten, dass die Radialgeschwindigkeiten sich sinusförmig verhalten. Es kommt jedoch hinzu, dass bei späteren Phasenwerten vom hinteren Algol A weniger rotverschobene,

also sich entfernende und mehr blauverschobene, also sich annähernde Oberflächenelemente sichtbar werden. Insgesamt wird daher die Radialgeschwindigkeit von Algol A noch negativer erscheinen, als es einem reinen Sinusverlauf entspricht. Beide Effekte mit Auswirkung auf die ermittelten Radialgeschwindigkeiten, die Änderung der sichtbaren Gestalt von Algol B als auch die Bedeckungseffekte, zeigt Abb. 12. Der gestrichelte Verlauf ergibt sich unter der Annahme, dass Algol A und B Massepunkte ohne Volumen sind, also ohne Gestaltänderungs- und Bedeckungseffekte. Die Abweichungen davon in den tatsächlich zu erwartenden, durchgezogenen Kurven nennt man den Rossiter-McLaughlin-Effekt. Für Algol A führt er jedoch nur zu maximal 13,4 km/s Abweichung zu den Zeiten 0,057 d bzw. 2,810 d im Vergleich zu Bahnen von Massepunkten.

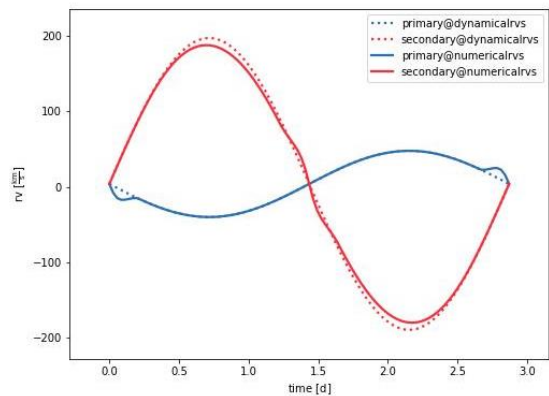


Abb. 12: Radialgeschwindigkeiten von Algol A und B mit und ohne Rossiter-McLaughlin-Effekt.

3.3.3 Flussdichten von Algol A, B und C

Für die gewichtete Summe der theoretischen spektralen Energieflussdichten soll PHOEBE gemäß Abschnitt 3.3.4 die wellenlängenintegrierten Energieflussdichten von Algol A, B und C für einen Beobachter auf der Erde phasenabhängig ausgeben. Dabei wird C als isoliert strahlender Einzelstern behandelt, da er weder bedeckt wird noch bedeckend wirkt, und sein Beitrag als zeitlich konstantes „third light“ beiträgt. Für die in [2] angegebenen Sterndaten und das Passband 649-660 nm ermittelt PHOEBE für Algol C eine Energieflussdichte $f_{\text{PHOEBE,C}} = 0,354 \cdot 10^{-11} \text{ W/m}^2$. In entsprechender Weise, jedoch phasenabhängig, werden Algol A und B behandelt. Dargestellt über eine komplette Phase ergeben sich die Flussdichten gemäß Abb. 13.

Um die Phase 0 bzw. 1 ist der Primärstern Algol A vom ausgedehnten Sekundärstern Algol B weitgehend bedeckt, wie Abb. 11 zeigt. Um die Phase 0,5 erfährt der lichtschwächere B eine

Teilbedeckung durch A, die sich sehr viel geringer auswirkt. Vom Phasenwert 0 bis ca. 0,45 steigt die Flussdichte von B an, da seine sichtbare Fläche zunimmt und Reflexion des Sternlichts von Algol A eine Rolle spielt. Vom Phasenwert 0,55 bis 1 nehmen die Flussdichten aus entsprechenden Gründen ab. Die Flussdichten werden in einer Textdatei phasenabhängig ausgegeben und, wie im folgenden Abschnitt beschrieben, für die gewichtete Addition der Einzelspektren genutzt.

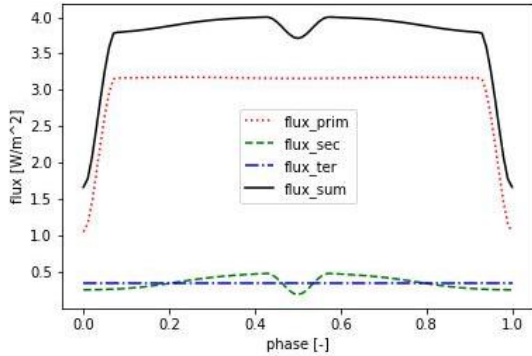


Abb. 13: Mit PHOEBE ermittelte Flussdichten von Algol A, B und C im Passband um H α .

3.3.4 Bestimmung der Gewichtungsfaktoren zur Addition der theoretischen Spektren

Die Software „Turbospectrum“ liefert die drei theoretischen spektralen Flussdichten $F_{\text{turbo},i}(\lambda)$, mit Index i stellvertretend für Algol A, B, oder C, jedoch im Kontinuum auf 1 normiert, wie in Abb. 2 dargestellt. Würde eine absolut kalibrierte spektrale Energieflussdichte $F_{\text{abskal},i}(\lambda)$ vorliegen, würde deren Integral über das Wellenlängenintervall von λ_1 bis λ_2 des Passbandes die zugehörige Energieflussdichte $F_{\text{abskal},i}$ in W/m^2 ergeben:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_{\lambda,\text{abskal},i} d\lambda = F_{\text{abskal},i}. \quad (5)$$

Die Größen $F_{\text{abskal},i}$ lassen sich als theoretische Werte aus der der Abb. 13 zugeordneten Textdatei entnehmen. Wir setzen also:

$$F_{\text{abskal},i} = F_{\text{PHOEBE},i}. \quad (6)$$

Nun liegen aber nur die *normierten* spektralen Energieflussdichten $F_{\lambda,\text{turbo},i}(\lambda)$ vor, die in einem unbekanntem, wellenlängenabhängigen Verhältnis $g_{\lambda,i}$ zur absolut kalibrierten $F_{\lambda,\text{abskal},i}$ stehen:

$$g_{\lambda,i} \equiv \frac{F_{\lambda,\text{abskal},i}}{F_{\lambda,\text{turbo},i}}. \quad (7)$$

Der Zusammenhang zu den PHOEBE-Flussdichten ergibt sich mit Gln. 5 und 6 aus

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} g_{\lambda,i} F_{\lambda,\text{turbo},i} d\lambda = F_{\text{PHOEBE},i}. \quad (8)$$

Aus der linken Seite von Gl. 8 lässt sich jedoch nur

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_{\lambda,\text{turbo},i} d\lambda \equiv A_i \quad (9)$$

als Fläche unter den bekannten $F_{\lambda,\text{turbo},i}(\lambda)$ bestimmen. Angenommen, dass die Intervallgrenzen λ_1, λ_2 so nahe beieinanderliegen, dass die $g_{\lambda,i}$ im Intervall konstant sind:

$$g_{\lambda,i} \approx g_i, \quad (10)$$

ergibt sich näherungsweise:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} g_i F_{\lambda,\text{turbo},i} d\lambda \approx F_{\text{PHOEBE},i} \quad (11)$$

und damit:

$$g_i = \frac{F_{\text{PHOEBE},i}}{A_i}. \quad (12)$$

Die Produkte $g_i F_{\lambda,\text{turbo},i}$ in Gl. 11 sollen also im betrachteten Wellenlängenabschnitt $F_{\lambda,\text{abskal},i}$ in Gl. 5 approximieren. Über alle Wellenlängen verteilt sieht das etwa so aus, wie wenn eine Treppenfunktion eine kontinuierliche Funktion approximiert.

Die g_i dienen nun als Gewichtungsfaktoren zur Approximation des tatsächlichen spektralen Energieflussdichten:

$$F_{\lambda,\text{abskal},i} \approx g_i F_{\lambda,\text{turbo},i}. \quad (13)$$

Aufsummiert ergibt sich die theoretische Gesamt-Energieflussdichte

$$F_{\lambda,\text{theoret, ges}} = g_A F_{\lambda,\text{turbo},A} + g_B F_{\lambda,\text{turbo},B} + g_C F_{\lambda,\text{turbo},C}. \quad (14)$$

$F_{\lambda,\text{theoret,ges}}$ weist - wie gewünscht - die Eigenschaft auf, dass sein Wellenlängenintegral die

gesamte Flussdichte $F_{\text{PHOEBE,ges}}$ des Passbandes ergibt.

Vor der Differenzbildung mit den gemessenen $F_{\lambda,\text{gem,ges}}$ wird $F_{\lambda,\text{theoret,ges}}$ im Kontinuum noch auf 1 normiert. Der Extinktionseffekt auf die spektralen Energieflussdichten kürzt sich hierbei heraus, da er als für Algol A, B und C gemeinsamer Korrekturfaktor dargestellt wird, siehe [12], Gl. 5.24. Sollten die A_i in Gl. 14 für alle i gleich groß sein, würden sie sich bei dieser Normierung ebenfalls herauskürzen. Es versteht sich, dass die genannten Schritte phasenabhängig auszuführen sind.

3.4 Berechnung des phasenabhängigen Summenspektrums der drei Sterne und der Differenzspektren

Um die Differenzspektren berechnen zu können, ist das theoretische Summenspektrum erforderlich, das sich aus den synthetischen Spektren der drei beteiligten Sterne unter Gewichtung gemäß der phasen- und wellenlängenabhängigen Energieflussdichten der drei Sterne zusammensetzt. Dabei ist zu berücksichtigen, dass zu jedem Beobachtungszeitpunkt (und damit der Phase des Zeitpunkts für den jeweiligen Orbit) jeder Stern eine definierte Radialgeschwindigkeit besitzt und sein theoretisches Spektrum um den entsprechenden Betrag Dopplerverschoben in das Summenspektrum einzurechnen ist.

Das Summenspektrum wird von jedem beobachteten Spektrum abgezogen, um ein Differenzspektrum zu erhalten, das keine spektralen Beiträge der Photosphären der drei Sterne des Algol-Systems enthält. Die Differenzspektren sollten eventuelle spektrale Signaturen des zirkumstellaren Gases deutlich sichtbar machen, so dass sich diese auswerten lassen.

Die Differenzspektren der H α -Linie zeigen deutliche Beiträge in Emission und in Absorption, die auf den Gasfluss von Algol B auf den Hauptstern zurückgeführt werden (siehe [4, 6]).

3.5 Test des theoretischen Summenspektrums an der FeII 4583,83 Å-Linie

Die Qualität des theoretischen Summenspektrums und dessen Eignung zur Berechnung von Differenzspektren, in denen die Beiträge der drei Sternkomponenten nicht mehr enthalten sind, lässt sich untersuchen, indem Differenzspektren einer Linie berechnet werden, die aus physikalischen Erwägungen heraus nur Beiträge der Sterne und keine Beiträge des zirkumstellaren Gases enthält. Dazu gehört gemäß [3] die H γ -Linie. Aufgrund vergleichbarer Anregungsenergie sollte das auch für die FeII 4583,83 Å-Linie gelten. Diese Linie kann gut in den vorhandenen Echelle-Spektren des Daten-

satzes untersucht werden und ist in den theoretischen Spektren aller drei Sterne vorhanden, wie Abb. 14 zeigt.

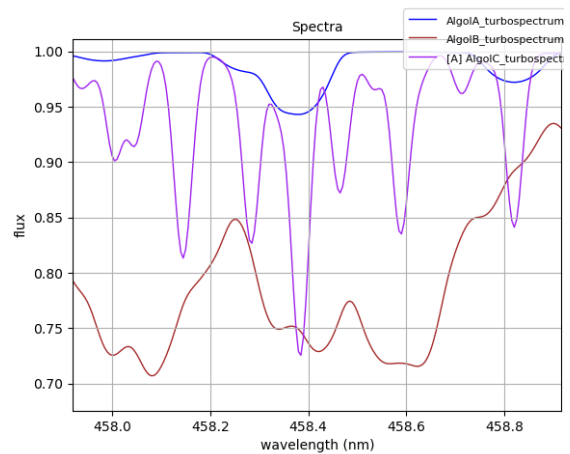


Abb. 14: Die FeII 4583,83Å-Linie in den theoretischen Spektren von Algol A, B und C.

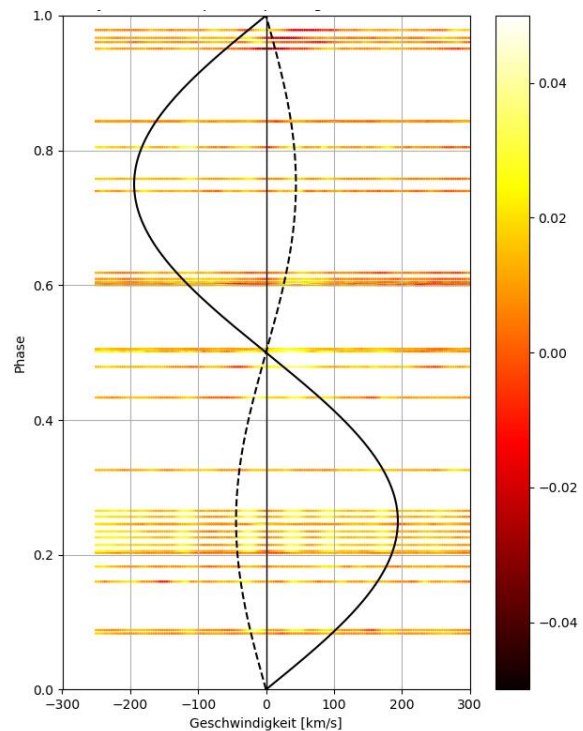


Abb. 15: Dynamischer Spektrenplot der FeII 4583,83Å-Linie im baryzentrischen Bezugssystem mit Radialgeschwindigkeitsverläufen von Algol A (gestrichelte Linie) und Algol B (durchgezogene Linie). In den Flüßen sind keine Emissionen oder Absorptionen mehr zu erkennen, sondern nur Rauschen.

In Abb. 15 sind die Differenzspektren dieser Linie zusammen mit den Radialgeschwindigkeitsverläufen von Algol A und Algol B gezeigt. Tatsächlich sieht man keine Strukturen in den Differenzspektren, sondern sie enthalten nur Rauschen. Die Beiträge der Sterne werden durch Abzug des theoretischen Summenspektrums

von den beobachteten Spektren vollständig abgezogen und es sind keine Signaturen erkennbar, die dem Geschwindigkeitsverlauf von Algol A oder Algol B folgen. Einen ähnlichen Test besteht das theoretische Summenspektrum von H γ . Die Eignung des theoretischen Summenspektrums zur Berechnung von Differenzspektren ist damit über den gesamten Phasenverlauf bestätigt.

4. Ergebnisse

4.1 Periodizität der H α -Linie

Es wurden die Wellenlängen der Minima der H α -Linie in den nach Abschnitt 2.2 bearbeiteten Spektren gemessen und daraus die Radialgeschwindigkeiten berechnet. Der gleichen Prozedur wurden auch die theoretischen Summenspektren unterworfen. Die so ermittelten Radialgeschwindigkeiten wurden auf Periodizität überprüft. Dabei wurden zwei Methoden verwendet: Lomb-Scargle [17] und die Stringlängen-Methode [18], die identische Periodenlängen ergaben. In Abb. 16 ist das Ergebnis für die gemessenen Spektren und die theoretischen Summenspektren grafisch dargestellt. Die ermittelte Periode von 2,86729 d stimmt mit der in Tab. 3 enthaltenen Literatur-Periode von 2,867328 d für das System Algol A+B gut überein. Die gemessenen Radialgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Phase des inneren Orbits folgen ungefähr den theoretischen in Abb. 3 für den Primärstern Algol A, was bereits in Abb. 4 sichtbar war. Dass das Spektrum von Algol C mit seiner eigenen Radialgeschwindigkeit des äußeren Orbits die Lage des Minimums der H α -Linie beeinflusst, wird in Abb. 16, unteres Diagramm, deutlich, womit sich die Streuung der Messpunkte im oberen Diagramm (und in Abb. 17) im Wesentlichen erklären lässt.

Werden die Radialgeschwindigkeiten der Minima der H α -Linie der gemessenen Spektren gegen die mit den Orbitalparametern der Tab. 3 berechnete Phase des inneren Systems Algol A+B des jeweiligen Messzeitpunktes aufgetragen, ergibt sich Fig 17.

Einen deutlichen Zusammenhang mit der Phase des inneren Orbits zeigt der auf das Kontinuum normierte Fluss des Linienminimums in Abb. 18. Die H α -Linie ist in Bezug zum Kontinuum am tiefsten um die Phase 0 bzw. 1, also zum Zeitpunkt der Bedeckung des Primärsterns Algol A mit seiner kräftigen H α -Absorption durch Algol B mit schwächerer H α -Absorption gemäß Abb. 2. Um die Phase 0,5, wenn Algol B durch Algol A bedeckt wird, ist ein zweites Minimum zu sehen und am wenigsten tief ist die Linie bei den Phasen 0,25 und 0,75.

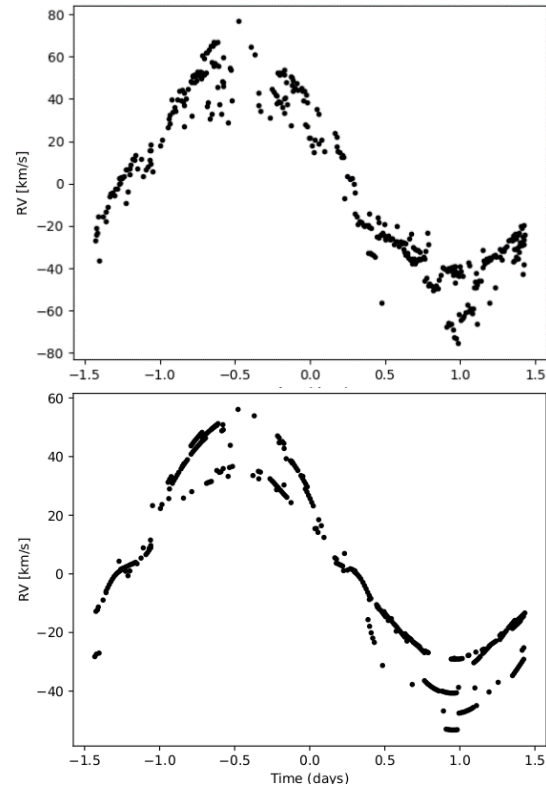


Abb. 16: Ergebnisse der Periodenbestimmung der H α -Minima mit der Stringlängenmethode. Oben: experimentell bestimmte Radialgeschwindigkeiten, unten: Radialgeschwindigkeiten aus den theoretischen Summenspektren für die Zeitpunkte der Messungen. Die Abszisse umfasst eine Periode (Bezugszeitpunkt ist ein beliebiger Beobachtungszeitpunkt der Zeitserie, hier JD 2457844,28958).

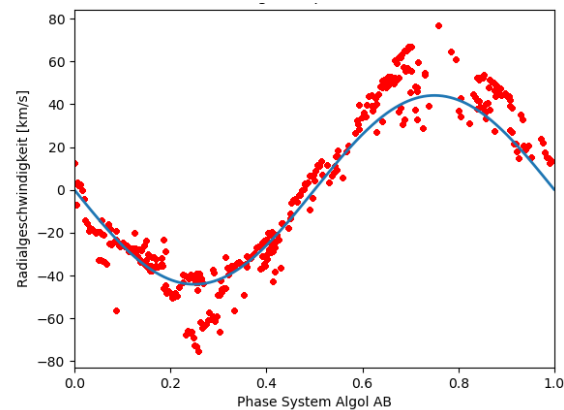


Abb. 17: Gemessene Radialgeschwindigkeiten des Minimums der H α -Linie in Abhängigkeit von der Phase des inneren Orbits. Die blaue Linie ist die aus den Orbitalparametern berechnete Radialgeschwindigkeitskurve des inneren Orbits für Algol A.

Auffällig stellt sich ein ähnlicher Verlauf bei den im nächsten Abschnitt behandelten Flüssen der Maxima der Emissionen in den Differenzspektren ein, wie in Abb. 19 gezeigt. Zur Erläuterung verweisen wir daher auf die nachfolgenden Abschnitte.

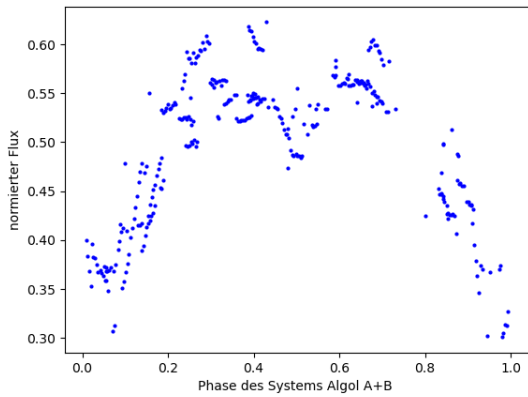


Abb. 18: Auf das Kontinuum normierte Flüsse der Minima der H α -Linie in Abhängigkeit von der Phase des inneren Orbits.

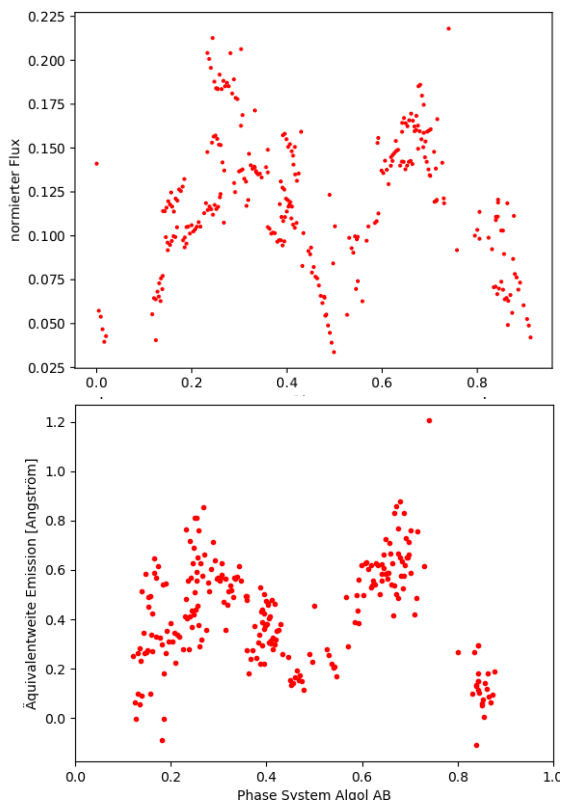


Abb. 19: Auf das Kontinuum normierte Flüsse der Maxima (oben) und Äquivalentbreiten der Emissionen (unten) der Differenzspektren der H α -Linie in Abhängigkeit von der Phase des inneren Orbits.

4.2 Differenzspektren der H α -Linie

Die Differenzspektren, berechnet als Differenz von nach Abschnitt 3 aufbereiteten, gemessenen Spektren und zugehörigen theoretischen Summenspektren, zeigen Intensitäten über 0 (durch zirkumstellares Gas verursachte, zusätzliche Emissionen) und auch unter 0 (zusätzliche Absorptionen). Das Beispiel eines Differenzspektrums mit ausgeprägter Zusatzemission zeigt Abb. 28 weiter hinten. In Abb. 19 sind die Maxima und die Äquivalentbreiten der Emissionen in den Differenzspektren in Abhängigkeit von der Phase des inneren Orbits aufgetragen.

Die Äquivalentbreiten der Emissionen wurden durch Integration der Überschuss-Emission in den Differenzspektrum über die Wellenlänge bestimmt. In den Differenzspektren hat das Kontinuum die Intensität 0. Deutlich sind zwei Minima und zwei Maxima in der Verteilung zu sehen, ähnlich Abb. 18. Die Emissionen verschwinden bei etwa Phase 0 bzw. 1 (Teilbedeckung des Primärsterns Algol A durch Algol B) und 0,5 (Teilbedeckung von Algol B durch Algol A) und sind dazwischen an- und absteigend mit Maxima etwa bei den Phasen 0,25 und 0,75, wenn die beiden Sterne sich dem Beobachter mit höchster positiver bzw. negativer Radialgeschwindigkeit präsentieren (ihre Verbindungslinie senkrecht zur Sichtlinie des Beobachters ist). Dies legt nahe, dass die Raumbereiche, welche die Emissionen ausstrahlen, bei den beiden Sternbedeckungen ebenfalls größtenteils verdeckt werden, sich also zwischen den beiden Sternen in ihrer Umlaufebene befinden müssen, irgendwo auf der Verbindungslinie von Algol A und B. Diese Emissions- und Absorptionsanteile, die nicht von den Sternen des Algol-Systems stammen, lassen sich zirkumstellarem Gas zuschreiben, das von Algol B auf den Hauptstern strömt. In [3] wird eine Temperatur des emittierenden Gases von 5000-10000 K abgeschätzt.

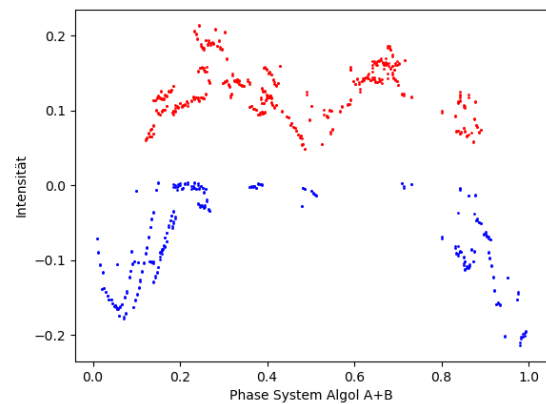


Abb. 20: Auf das Kontinuum normierte Flüsse der Maxima (rot) und Minima (blau) der Differenzspektren.

Neben den Emissionsmaxima lassen sich in den Differenzspektren auch die Minima der zusätzlichen Absorption auswerten. In Abb. 20 sind die Absorptionen gemeinsam mit den Emissionen gezeigt. Eine Absorption, die nicht von den Sternen des Algol-Systems stammt, macht sich im Bereich der Bedeckung von Algol A im Phasenbereich 0,8 (bzw. -0,2) bis +0,2 bemerkbar. Etwa zeitgleich mit dem Verschwinden der Absorption bei der Phase 0,2 entsteht eine Emission, die bei der Bedeckung von Algol B bei der Phase 0,5 minimal wird, danach wieder ansteigt und ab der Phase 0,8 durch eine Absorption abgelöst wird. Das zirkumstellare Gas tritt daher kurz vor, während und nach der

Bedeckung von Algol A in Absorption und im restlichen Bereich der Phase in Emission auf.

In Abb. 21 sind die Radialgeschwindigkeiten der Emissionsmaxima gegen die Phase aufgetragen. Durch diese Punktverteilung lässt sich grob die Radialgeschwindigkeitskurve von Algol B legen (vgl. Abb. 3), wobei die Amplitude der Radialgeschwindigkeitskurve durch die Messpunkte ca. 50 km/s geringer ist wie diejenige von Algol B. Daraus folgt, dass sich der die Emissionen verursachende Raumbereich nahe Algol B, aber zwischen A und B, befinden muss.

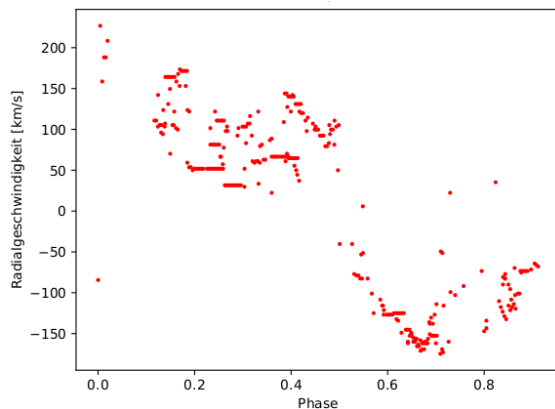


Abb. 21: Radialgeschwindigkeiten der Emissionsmaxima in Abhängigkeit von der Phase des inneren Orbits.

Noch deutlicher werden die Verhältnisse in einem dynamischen Differenzspektrenplot (Abb. 22). Dieser Plot ist oben in baryzentrisch korrigierter Geschwindigkeit und unten in der Geschwindigkeit relativ zu Algol A aufgetragen. Die Auftragung der Geschwindigkeit im Bezugssystem von Algol A, wie sie im unteren Graphen gezeigt ist, hat den Vorteil, dass die Geschwindigkeit von Algol A eine senkrechte Linie beschreibt und man viel leichter Beiträge der Spektren erkennen kann, deren Verlauf von dieser senkrechten Linie abweicht und die daher nicht von Algol A stammen können.

Folgendes ist daraus festzustellen:

1. Im Bereich der Teilbedeckung von Algol A (Phasenbereich 0,92 bis 1 und 0 bis 0,08) verstärkt und verbreitert sich die Absorption im Kern der H α -Linie (vgl. auch Abb. 4 und 18).
2. Die Absorption folgt der Radialgeschwindigkeitskurve von Algol A (gestrichelte schwarze Linie in Abb. 2), gehört also zu diesem Stern.
3. Mit dem Ende der Algol A-Teilbedeckung bei Phase 0,08 taucht auf der rotverschobenen Seite (positive Geschwindigkeit) eine zusätzliche Emission auf, die bei Phase 0,25 maximal wird und einen Geschwindigkeitsbereich von ungefähr 200 km/s umfasst. Sie liegt überwiegend zwischen den Radialgeschwindigkeitskurven von Algol A und B und verschwindet wieder bei der Phase 0,92. Diese Emissionssignatur

wird im Folgenden in Anlehnung an [7] als Einzelpeak-Emission bezeichnet.

4. Bei einer Phase nahe 0,5 verschwindet die Einzelpeak-Emission zu den Zeiten, in denen Algol A Algol B teilweise verdeckt. Das bedeutet, dass auch der kleinere Algol A den emittierenden Raumbereich zu verdecken vermag. Da sowohl Algol A wie auch Algol B den emittierenden Raumbereich verdecken, muss er in der Orbitalebene der beiden Sterne liegen und eine Ausdehnung besitzen, die nicht größer als der ungefähre Durchmesser von Algol A ist.

5. Dafür tritt um die Phase 0,5 eine Emissionsstruktur mit zweifachem Maximum auf, die in Anlehnung an [7] als Doppelpeak-Emission bezeichnet wird. In Abb. 23 ist der Bereich des dynamischen Phasenplots um die Phase 0,5 vergrößert dargestellt. Des Weiteren erkennt man in Abb. 22 neben den Einzelpeak-Emissionen schwächere, horizontal gegenüberliegende Emissionsstrukturen (mit schwarzen Ellipsen umrandet), deren Maxima bei etwa ± 80 km/s symmetrisch zum Geschwindigkeitsnullpunkt von Algol A liegen. Diese Signatur lässt sich als scheibenartige Struktur interpretieren, die mit einer Geschwindigkeit von etwa 80 km/s um Algol A rotiert.

6. Ab einer Phase von 0,57 erscheint die Einzelpeak-Emission auf der blauverschobenen (negative Radialgeschwindigkeiten) Seite und das Spiel wiederholt sich. Die Emission wird bei Phase ca. 0,7 maximal und liegt wieder zwischen den Radialgeschwindigkeitskurven von Algol A und B und umfasst etwas mehr als 200 km/s in der Breite. Oberhalb der Phase 0,92 verschwindet die Emission. Algol B verdeckt sie.

7. Die Absorption durch zirkumstellares Gas beginnt etwa bei Phase 0,8, verstärkt sich auf ein Maximum zwischen 0,9 und 1,15 ($\pm 0,15$) und läuft bei Phase 1,2 ($\pm 0,2$) wieder aus. Dieser visuelle Befund aus Abb. 22 ist in Abb. 20 quantitativ dargestellt. Er erklärt sich daraus, dass kurz vor und nach der Bedeckung von Algol A das Licht von Algol A Raumbereiche zwischen Algol A und B durchläuft, in denen eine zusätzliche Absorption des H α -Lichts von Algol A stattfindet. Im Phasenbereich zwischen 0,2 und 0,8 ist dies nicht der Fall. Dies lässt eine räumliche Eingrenzung des im Vergleich zum emittierenden Bereich etwas kühleren und deshalb absorbierenden Gasbereiches zu.

8. Ein Vergleich der Phasenplots in Abb. 22 mit Abb. 2 in [6] zeigt, dass in [6] ein fehlerbehaftetes Orbitalmodell zur Berechnung der Differenzspektren verwendet wurde, und dass die x-Achse in baryzentrischen Geschwindigkeiten wie die linke Grafik in Abb. 22 skaliert ist und nicht, wie in [6] behauptet, in einer Geschwindigkeit relativ zu derjenigen von Algol A.

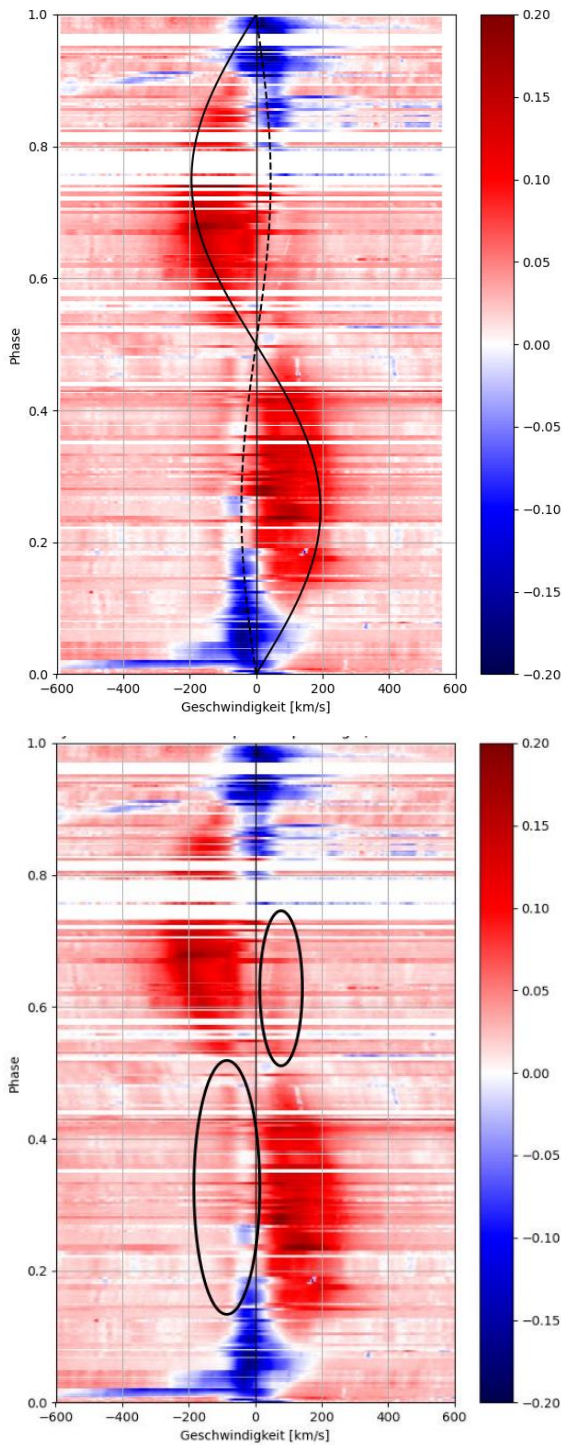


Abb. 22: Dynamischer Differenzspektrplot mit farbko-dierten Intensitäten. Oben: Geschwindigkeit bezogen auf das baryzentrische System, unten: Geschwindigkeit bezogen auf Algol A. Blau = Absorption, Rot = Emission. Durchgezogene schwarze Linie = Radialgeschwindigkeit Algol B, gestrichelte schwarze Linie = Radialgeschwindigkeit Algol A, schwarze Ellipsen im Bild rechts umranden Signaturen, die für eine scheibenartige Struktur um Algol A sprechen.

Die räumliche Lage der Emissions- und Absorp-tionsregionen wird nochmals in Abschnitt 5 auf-gegriffen. Zunächst werden die Spektren und Differenzspektren im Phasenbereich um 1 (Teilbedeckung von Algol A) gemäß Abb. 24 disku-tiert. Es ist zwischen Phase 0,94 und 1,06 eine

deutliche Vertiefung und eine S-förmige Ver-schiebung des Kerns der H α -Linie zu sehen. Der untere Teil der Abb. 24 zeigt die zugehörigen Differenzspektren, wobei hier die Ge-schwindigkeiten auf die Primärkomponente Al-gol A bezogen sind.

In Abb. 24 sind im Plot der Differenzspektren Werte für die zu erwartende Linienverschiebung Rossiter-McLaughlin Effekt nach [9] eingezeich-net (schwarze Punkte). Der Rossiter-McLaughlin-Effekt entsteht durch die Teilbedeckung eines rotierenden Sterns wie oben beschrieben, bei der durch die Teilbedeckung eines Sterns eine Verschiebung der Absorptionslinie auftritt. Eine nähere Beschreibung des Rossiter-McLaughlin-Effekts ist in [6] zu finden.

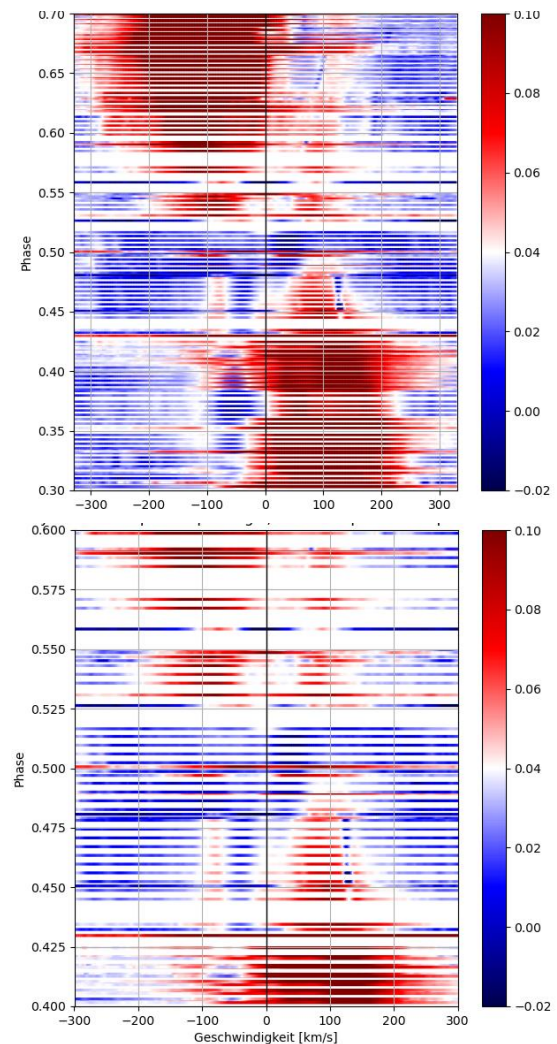


Abb. 23: Zwei Ausschnitte des Phasenplots in Abb. 22, die den Bereich der Phase um 0,5 in zwei unterschiedlichen Vergrößerungen zeigen. In diesem Bereich der Phase tritt die Doppelpeak-Emission auf. Die Geschwindigkeiten sind bezogen auf Algol A.

Gemäß Abb. 12 sollte der maximale Unter-schied infolge des Rossiter-McLaughlin-Effekts nur 13,4 km/s zu den Phasen 0,02 bzw. 0,98

betragen, sodass der beobachtete Verlauf der Absorption nur teilweise durch diesen Effekt erklärt werden kann. Der Hauptgrund für die Variation der Lage und der Vertiefung der H α -Linie scheint in der zusätzlichen Absorption des zirkumstellaren Gases zu liegen, die der Absorption des H α -Lichts in der Photosphäre der Primärkomponente überlagert ist. Wie bereits weiter oben festgestellt, macht sich diese zusätzliche Absorption durch einen Raumbereich von kühlerem, zirkumstellarem Gas nur im Phasenbereich 0,8 bis 1,2 bemerkbar, ist also auf den Raumbereich zwischen den beiden Sternen Algol A und B einzugrenzen. Dieser Phasenbereich ist in Abb. 25 noch einmal vergrößert dargestellt. Es ist deutlich ein Ansteigen der Absorption ab Phase 0,8 zu sehen, die zwischen 0,9 und 1,1 maximale Linienvertiefungen erzeugt und ab 1,1 bis 1,2 sich wieder abschwächt und ganz verschwindet.

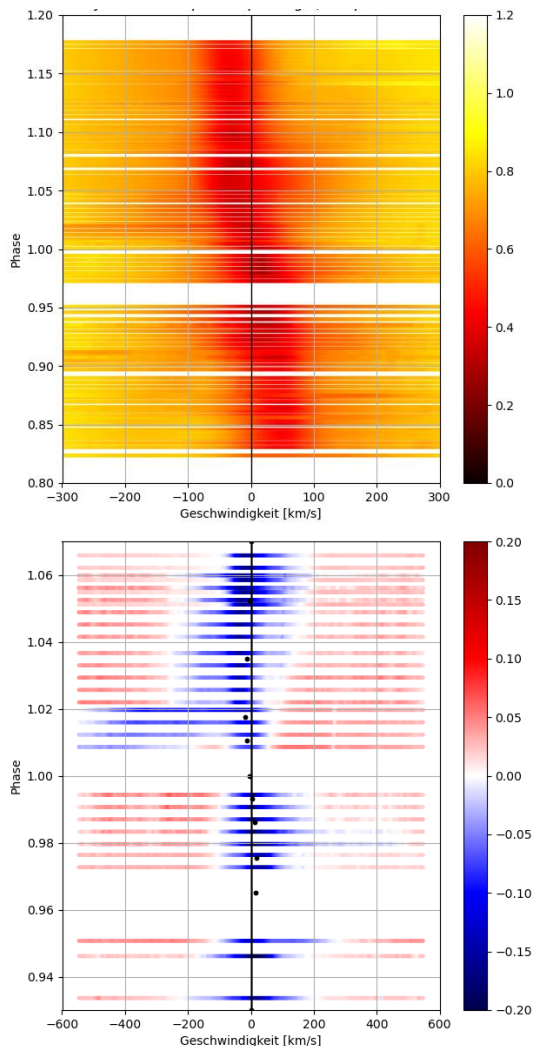


Abb. 24: Oben: farbcodierte Spektren (Geschwindigkeiten im baryzentrischen System), unten: Differenzspektren (Geschwindigkeiten auf Algol A bezogen) im Phasenbereich der Teilbedeckung von Algol A mit Messwerten des Rossiter-McLaughlin-Effekts (schwarze Punkte, nach [9]).

4.3 Lage des zusätzlich emittierenden Raumbereichs im Geschwindigkeitsraum von Algol A

Aus der Zeitabhängigkeit der Radialgeschwindigkeit des Emissions- bzw. Absorptionsprofils des zirkumstellaren Gases lassen sich dessen Koordinaten im Geschwindigkeitsraum im Bezugssystem des Algol-Systems bestimmen.

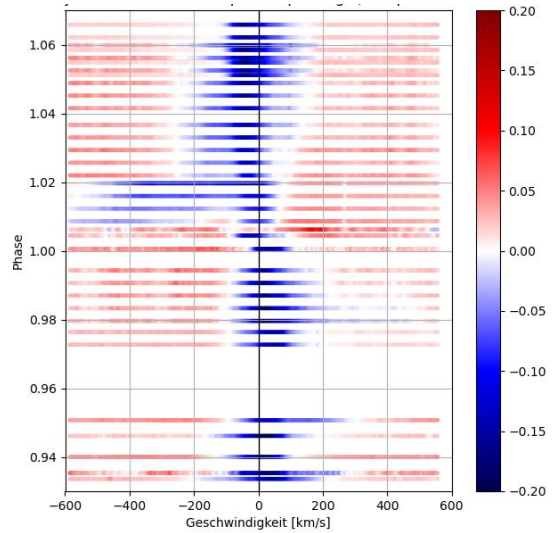


Abb. 25: Auf Algol A bezogener dynamischer Differenzspektrenplot im Phasenbereich 0,8 bis 1,2.

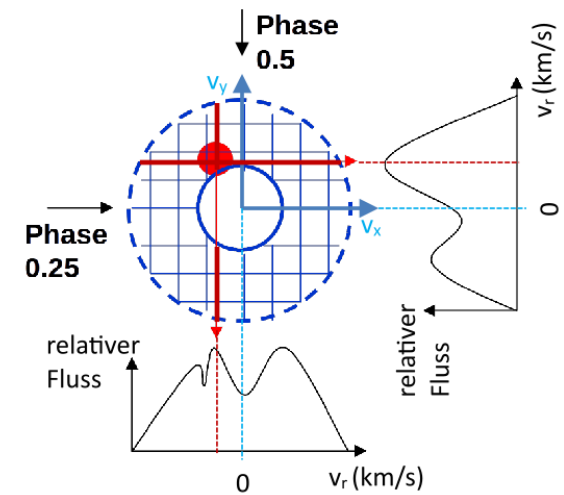


Abb. 26: Modell einer lokalen Emissionsregion (rote Kreisscheibe) in einer emittierenden Gasscheibe (Region zwischen den blauen Kreisen) im Geschwindigkeitsraum. Die horizontale Achse stellt die Geschwindigkeit v_x in x-Richtung, die vertikale Achse die Geschwindigkeit v_y in y-Richtung dar. Der Koordinatenursprung ist der Schwerpunkt des Systems. Zu den Phasen 0,25 und 0,5 sind die zugehörigen Spektren gezeigt.

Abb. 26 zeigt das Modell einer Emissionsregion (rote Kreisscheibe), die sich auf einer kreisförmigen Bahn um einen Massenschwerpunkt im Koordinatenursprung bewegt, zusammen mit einer rotierenden emittierenden Gasscheibe (blau). Dabei stellt der gestrichelte Kreis den

geometrischen, schnell rotierenden Innenrand, der durchgezogene Kreis den geometrischen, langsam rotierenden äußeren Rand der Scheibe dar. Die blaue horizontale Achse stellt die Geschwindigkeit v_x in x-Richtung, die vertikale Achse die Geschwindigkeit v_y in y-Richtung dar. Die Position der Emissionsgebiete in v_x - bzw. v_y -Koordinaten ist konstant, während sich der Beobachter in Abhängigkeit der Phase des Bahnumlaufs im Uhrzeigersinn um den Koordinatenursprung bewegt. Beispielhaft sind beobachtete Emissionsspektren des Modells für einen Beobachter bei der Phase 0,25 (rechtes Spektrum) und 0,5 (unteres Spektrum) eingezeichnet. Die Werte des relativen Flusses zu einem v_r -Wert ergeben sich durch Integration der Flusswerte längs der dick rot gezeichneten Linien innerhalb der Scheibe. Das Spektrum besteht dabei aus einer Überlagerung der Emission der roten Quelle, die sich im Verlauf der Änderung der Phase im Spektrum bewegt, und der konstanten Emission der Scheibe. Bei einem kreisförmigen Umlauf der roten Emissionsregion bewegt sich deren Emissionspeak im beobachteten Spektrum entsprechend einer $\cos(\phi)$ -Funktion. Eine detailliertere Einführung in den Geschwindigkeitsraum ist in [10] gegeben.

Da die beiden inneren Komponenten Algol A und B auf einem kreisförmigen Orbit umlaufen, kann für den Gasstrom von Algol B zu Algol A und den eingelagerten Emissions- und Absorptionsgebieten davon ausgegangen werden, dass deren Geschwindigkeiten im Wesentlichen auch durch einen kreisförmigen Orbit bestimmt werden, ergänzt durch eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente von Algol B zu Algol A. Unter der Annahme, dass diese zusätzliche Komponente klein ist, können die Verläufe der Radialgeschwindigkeiten der Emissionsmaxima, die in Abb. 21 dargestellt sind, mit den folgenden Funktionen gefittet werden:

$$v_r(\phi) = v_y \sin(2\pi\phi) - v_x \cos(2\pi\phi), \quad (15)$$

bzw. optional mit einer additiven Konstante

$$v_r(\phi) = v_y \sin(2\pi\phi) - v_x \cos(2\pi\phi) + \text{Konstante}. \quad (16)$$

Die Konstante in Gl. 16 könnte physikalisch durch einen Ausfluss in z-Richtung von 0 verschieden sein. Dieser wäre, falls vorhanden, leicht sichtbar, da die Bahnebene des inneren Orbits des Algol-Systems mit der Inklination $81,4^\circ$ gemäß [2] nur leicht gegen die Sichtlinie geneigt ist. Ein solcher Ausfluss in z-Richtung wird in [5] beschrieben.

Abb. 27 zeigt die Messdaten der Radialgeschwindigkeiten der Emissionsmaxima der Differenzspektren mit den Fittfunktionen Gl. 15 und 16. Die Geschwindigkeiten der Emissionsmaxima beziehen sich dabei auf das Bezugssystem von Algol A. Die Fitparameter v_x und v_y geben die Position des Emissionsgebiets im Geschwindigkeitsraum wieder.

Die Genauigkeit des Ergebnisses ist dadurch eingeschränkt, dass die Radialgeschwindigkeiten der Emissionen in den Differenzspektren stark streuen und die Form der Emissionen von einem Gauß-Profil signifikant abweicht. Da die Emissionen über einen weiten Phasenbereich nur schwach sichtbar sind und deren Profile sehr unsymmetrisch erscheinen, ist die Bestimmung der Maxima unsicher. Ein Beispiel von Differenzspektren mit einem stark ausgeprägten Emissions-Profil ist in Abb. 28 gezeigt.

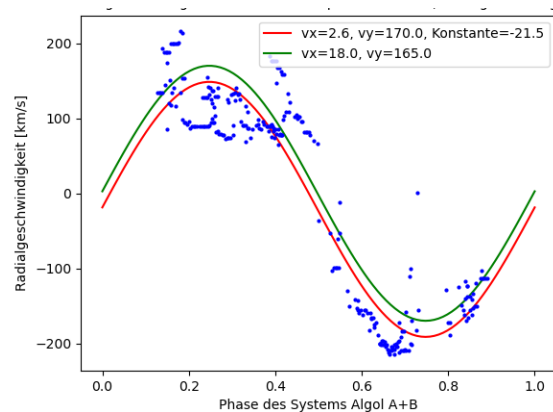


Abb. 27: Radialgeschwindigkeit der Emissionsmaxima der Differenzspektren in Abhängigkeit von der Phase des inneren Orbits mit Fits gemäß Gl. 15 und 16. Die Radialgeschwindigkeit der Emissionsmaxima ist im Bezugssystem Algol A dargestellt.

Es ist daher zu vermuten, dass sich das Emissionsgebiet über eine größere Fläche erstreckt, was durch die Doppler-Tomographie in [7] bestätigt wurde. Dadurch ist die Angabe eines Messfehlers von v_x und v_y sehr schwierig. Eine Aussage darüber, ob die Konstante von 0 verschieden ist, lässt sich mit den vorliegenden Daten nicht treffen. Im Folgenden werden die Geschwindigkeitskoordinaten des Fits mit verschwindender Konstante betrachtet, also $v_x = 18$ km/s und $v_y = 165$ km/s.

In Abb. 29 ist die Position des H α -Emissionsgebiets im Geschwindigkeitsraum eingetragen. Der Koordinatenursprung liegt auf der Geschwindigkeit von Algol A. Ebenfalls eingezeichnet sind die Position von Algol B, gemäß Tab. 3 $v_{x,B} = 0$, $v_{y,B} = 194,2$ km/s + 44, km/s = 238,3 km/s und die entsprechende Position des Emissionsgebiets aus [7], Table 1, $v_x = -7,5$ km/s, $v_y = 121,3$ km/s (es sind die Werte für „All profi-

les (SP + DP)“ heranzuziehen, da in der vorliegenden Arbeit *alle* Emissionsmaxima gefittet werden).

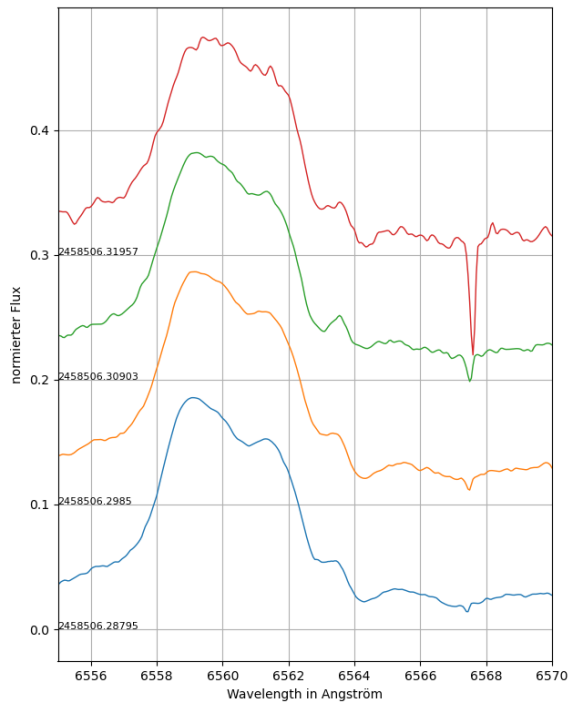


Abb. 28: Beispiele für Differenzspektren der Phase 0,68 mit stark ausgeprägtem Emissionsprofil. JD2458506,2 bis JD2458506,4.

Die Lage des Koordinatenursprungs bei Algol A ergibt sich daher, dass die gefitteten Radialgeschwindigkeiten in Abb. 27 relativ zu Algol A berechnet wurden. Eine Koordinatentransformation des Geschwindigkeitsraumes in Abb. 29 auf den Schwerpunkt des Algol A+B-Systems könnte sehr einfach durch eine Verschiebung um die Radialgeschwindigkeitsamplitude von Algol A in y-Richtung erfolgen.

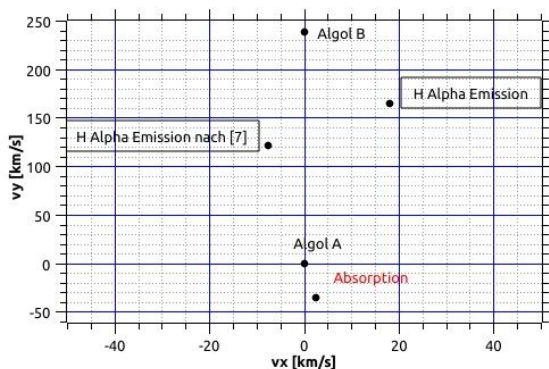


Abb. 29: Algol A+B System im Geschwindigkeitsraum. Der Koordinatenursprung ist auf Algol A bezogen. Neben den Positionen von Algol A und B ist die Lage der H α -Emission dieser Untersuchung sowie der entsprechende Wert aus [7] eingezeichnet. Weiterhin ist die Lage der Absorption eingetragen (Diskussion im Text).

Zunächst kann die Abb. 29 mit der entsprechenden Abb. 13 in [6] verglichen werden. Die Diskrepanz der Geschwindigkeitskoordinaten des Emissionsgebietes ist dadurch bedingt, dass in [6] die Geschwindigkeiten nicht im Bezugssystem von Algol A, sondern im baryzentrischen Bezugssystem berechnet wurden. Der Unterschied der v_y -Koordinate entspricht etwa der Radialgeschwindigkeitsamplitude von Algol A von 44 km/s.

Eine genauere Betrachtung erfordert die Diskrepanz der Position des Emissionsgebietes aus der vorliegenden Untersuchung im Vergleich zu der entsprechenden Position aus [7]. Auch wenn ein direkter Vergleich aufgrund der sehr unterschiedlichen Datensätze nur mit Einschränkungen möglich ist, ist es denkbar, dass in [7] das Bezugssystem der Geschwindigkeiten baryzentrisch ist und nicht Algol A, wie dort behauptet. In diesem Fall müssten die v_y -Werte aus [7] um die Radialgeschwindigkeitsamplitude 44 km/s von Algol A aus Tab. 3 nach oben korrigiert werden und würden im Rahmen der Messgenauigkeit mit unserer v_y -Position im Geschwindigkeitsraum übereinstimmen. Zum Unterschied in den v_x -Positionen lässt sich jedoch keine Aussage machen.

4.3.1 Zeitabhängigkeit

Abb. 29 zeigt die Position des H α -Emissionsgebietes aus dem Fit aller Emissionsmaxima von $v_x = 18$ km/s, $v_y = 165$ km/s. In der Arbeit von Richards [7] wurden $v_x = -7,5$ km/s, $v_y = 121,3$ km/s bestimmt. Der signifikante Unterschied in v_y zwischen der Arbeit von Richards, die Spektren von 1976/1977 verwendet und unserer Untersuchung könnte prinzipiell auch auf eine physikalische Variabilität des Systems zurückgeführt werden.

Zur Untersuchung einer eventuellen Zeitabhängigkeit der Position des Emissionsgebietes innerhalb des vorliegenden Datensatzes wurden Spektren aus spezifischen Zeitintervallen getrennt ausgewertet. Die zeitabhängigen Radialgeschwindigkeiten der Maxima mit den zugehörigen Fitfunktionen sind in Abb. 30 dargestellt. Da die Beobachtungsperioden eine sehr unterschiedliche Datenüberdeckung aufweisen, ist ein Vergleich der unterschiedlichen Zeiträume schwierig. Im Rahmen der Messgenauigkeit ist in dieser Auswertung keine signifikante Änderung der Position des Emissionsgebietes erkennbar. Falls die Position des Emissionsgebietes im Geschwindigkeitsraum des Algol-Systems daher als weitgehend konstant anzusehen ist, stützt dies die Interpretation der unterschiedlichen Geschwindigkeitskoordinaten des H α -Emissionsgebietes in [7] und unserer Arbeit durch unterschiedliche Bezugssysteme. Dass

es jedoch zeitliche Änderungen im Algol-System gibt, zeigt die Beobachtung einer zeitlichen Variabilität der Äquivalenzbreite der H α -Emission, die in [3] innerhalb des Zeitraumes 1976/1977 beobachtet wurde. Wir planen, unseren Datensatz zu erweitern, um über einen längeren Beobachtungszeitraum nach zeitlichen Veränderungen zu suchen.

4.4 Lage des zusätzlich absorbierenden Raumbereichs im Geschwindigkeitsraum von Algol A

In der gleichen Weise wie für die Emissionsmaxima lässt sich der Radialgeschwindigkeitsverlauf der Absorptionsminima untersuchen. Dabei wurden nur Minima im Phasenbereich 0,7 bis 1,0 und 0,0 bis 0,4 berücksichtigt, also dem Phasenbereich, in dem die zusätzliche Absorption in den einzelnen Differenzspektren signifikant auftritt. Der entsprechende Plot ist in Abb. 31 gezeigt. Man erkennt, dass sich auch die Absorptionsminima nach Gl. 15 und 16 fitten lassen, aber eine deutlich kleinere Radialgeschwindigkeitsamplitude und einen gegenläufigen Verlauf (negative Radialgeschwindigkeiten im Phasenbereich 0 bis 0,4) zu den Emissionsmaxima (positive Radialgeschwindigkeiten im Phasenbereich 0 bis 0,5) im Geschwindigkeitsraum von Algol A aufweisen. Das zeigt, dass die Quelle der Absorption und diejenige der Emission nicht identisch sind.

Die Lage der Absorptionsstruktur im Geschwindigkeitsraum gemäß dem Fit nach Gl. 15 mit $v_x = 2,5$ km/s und $v_y = -35$ km/s (siehe Abb. 31) ist in Abb. 29 eingezeichnet. Diese Absorptionsstruktur ist unseres Wissens in der Literatur bisher nicht veröffentlicht worden. Um zu überprüfen, ob die Absorption in den Differenzspektren durch eine Unsicherheit im theoretischen Summenspektrum vorgetäuscht wird, wurden die Simulationsparameter $\log g$ und T_{eff} für die theoretischen Spektren variiert. Dabei wirkt sich eine Variation von $\log g$ auf die Breite der Linienflügel, eine solche von T_{eff} auf die Tiefe des Absorptionsminimums aus. Auch wenn man T_{eff} von Algol A um ± 1000 K verändert, was der sensibelste Modellparameter für das theoretische Summenspektrum der H α -Linie ist, bleibt die Absorptionsstruktur in den Differenzspektren vorhanden und ändert ihre Stärke nur unwesentlich.

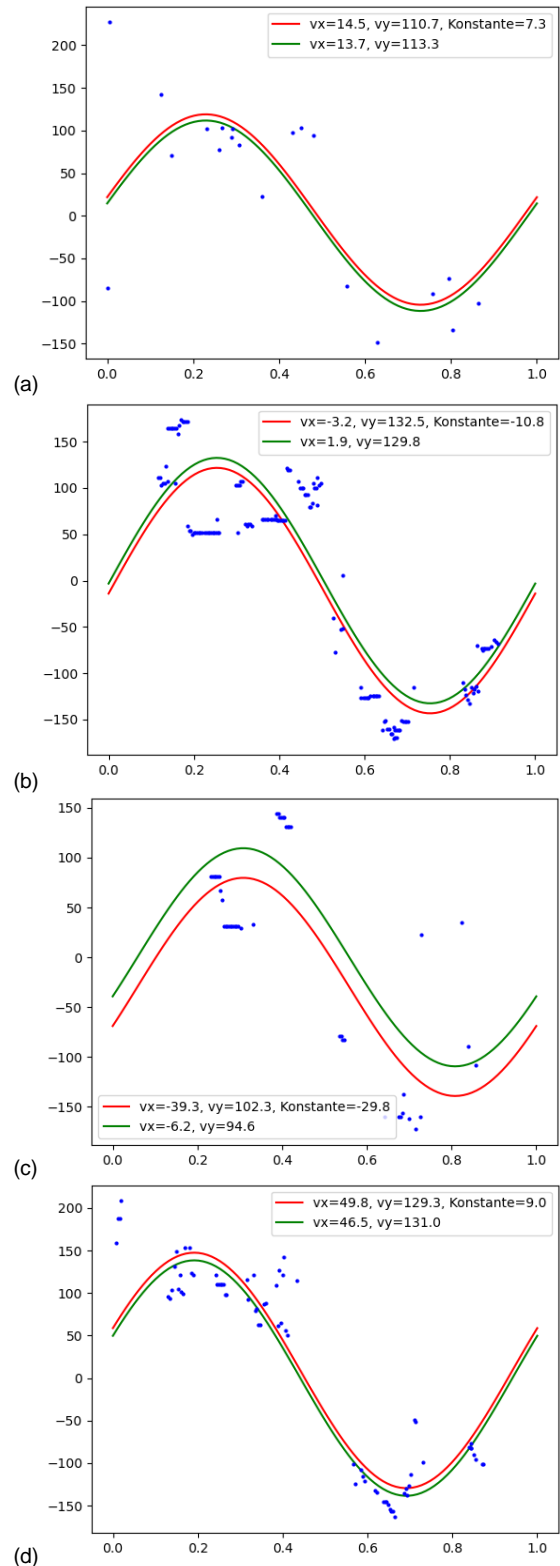


Abb. 30: Zeitlicher Verlauf der Radialgeschwindigkeit der Emissionsmaxima der Differenzspektren und Fits gemäß Gl. 15 und 16, a: JD von 2456934 bis 2457468 (Beobachtungsperiode 2014/2015), b: JD 2457982 bis 2458183 (Beobachtungsperiode 2017/2018), c: JD 2458434 bis 2458543 (Beobachtungsperiode 2017/2018), d: JD 2458747 bis 2458950 (Beobachtungsperiode 2019/2020)

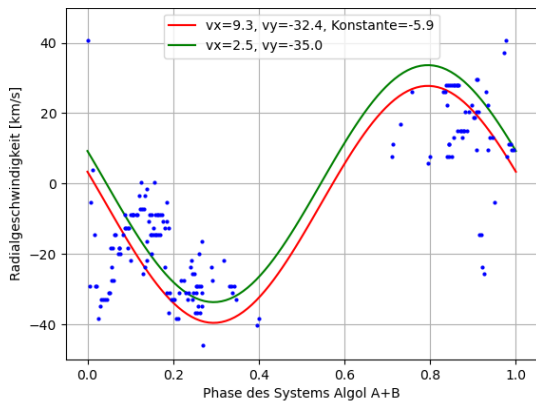


Abb. 31: Verlauf der Radialgeschwindigkeit der Absorptionsminima der Differenzspektren und Fits gemäß Gln. 15 und 16. Darstellung im Bezugssystem von Algol A.

5. Modell des zirkumstellaren Gases im Algol A+B-System

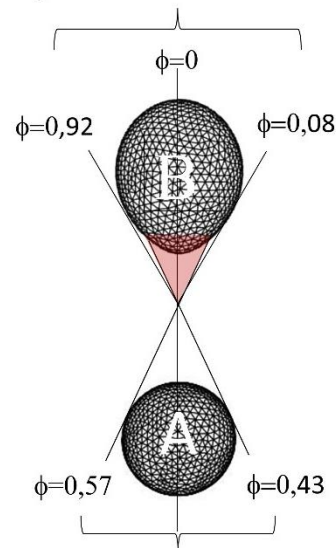
Aus der Summe der spektroskopischen Daten lassen sich die Lagen der Einzelpeak-Emissionsregion und der Absorptionsregion des zirkumstellaren Gases im Ortsraum bestimmen, wenn man deren Lagen im Geschwindigkeitsraum und deren phasenabhängiges Auftreten berücksichtigt.

Abb. 32 zeigt die Geometrie des inneren Algol-Systems mit Algol A und Algol B sowie der H α -Einzelpeak-Emissionsregion als rotes Dreieck symbolisiert. In diesem Modell sind die Sterne und die Emissionsregion fixiert und der Beobachter bewegt sich in Abhängigkeit der Phase im Uhrzeigersinn um die Grafik. Er beobachtet bei der Phase $\phi = 0$ (Blickrichtung des Beobachters von oben) die Bedeckung von Algol A durch Algol B und bei $\phi = 0,5$ (Blickrichtung des Beobachters von unten) die Bedeckung von Algol B durch Algol A. Das Modell ist auf den Massenschwerpunkt des Algol A+B-Systems zentriert, der sich nahe der Sternoberfläche von Algol A befindet. Die Einzelpeak-Region befindet sich sehr nahe der Verbindungslinie Algol A - Algol B, da dessen v_x -Komponente mit 18 km/s klein ist, während $v_y = 165$ km/s auf eine Nähe zum Lagrangepunkt L1 bei Algol B hindeutet.

Die genauere Lage und die Ausdehnung ergibt sich aus dem Phasenbereich, in dem die Emission auftritt bzw. verschwindet (siehe Abschnitt 4.2 und Abb. 20). Ab $\phi = 0,08$ gehen Sehstrahlen des Beobachters (aus der Richtung blickend, wo die Phasenangaben stehen) durch die eingezeichnete Emissionsregion, die damit sichtbar wird, ab 0,43 verdeckt Algol A zunehmend diese Region und gibt sie ab 0,57 wieder vollständig frei, bevor sie ab 0,92 durch Algol B erneut verdeckt wird. Es ergibt sich also sowohl

durch die Algol A- als auch die Algol B-Bedeckung das weitgehend übereinstimmendes Raumgebiet des rot markierten Dreiecks als Ort der Einzelpeak-Emission nahe dem L1-Punkt. An dieser Stelle verlässt das Gas von Algol B, der sein Roche-Volumen vollständig ausfüllt, dessen Gravitationsbereich und fließt in Richtung von Algol A. Es ist zunächst erstaunlich, dass an diesem Punkt eine Gastemperatur von 5000 - 10000 K vorliegt, die für die H α Emission nötig ist, da Algol B nur ein T_{eff} von 4900 K aufweist. Wir können an dieser Stelle nur vermuten, dass das am L1 sehr stark verdünnte Gas durch die hochenergetische UV-Strahlung von Algol A auf die für die H α -Emission nötige Temperatur aufgeheizt bzw. ionisiert wird. Daher rührt seine Bezeichnung als „hot spot“.

von $\phi=0,92$ bis 0,08 ist die single-peak-Emission nur eingeschränkt bzw. nicht sichtbar

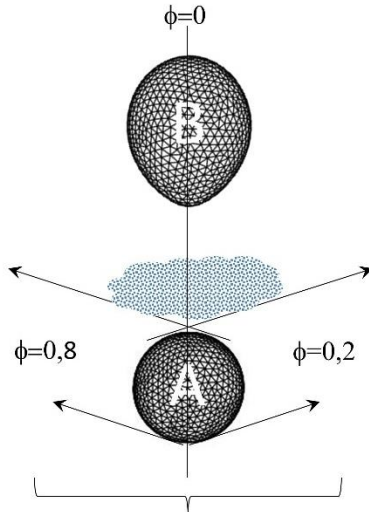


von $\phi=0,43$ bis 0,57 ist die single-peak-Emissionsregion nur eingeschränkt bzw. nicht sichtbar

Abb. 32: Algol A+B-System in Aufsicht auf die Bahnebene mit Lage der Einzelpeak-Emissionsregion des zirkumstellaren Gases nahe L1 (rot), mit begrenzenden Sehstrahlen des Beobachters.

Abb. 33 zeigt die Geometrie des inneren Algol-Systems mit der H α -Absorptionsregion des zirkumstellaren Gases als blau gerasterte Wolke. Deren Lage und Ausdehnung ergibt sich aus der Überlegung, dass ein Beobachter Absorption nur wahrnimmt, wenn entsprechende Strahlung von Algol A durch diese Gasregion hindurchtritt und dabei absorbiert wird. Das ist, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, nur im Phasenintervall 0,8 bis 0,2, nicht jedoch im Intervall 0,2 bis 0,8 beobachtet. Absorption während der Algol A-Bedeckung tritt auch auf, da das innere Algol-System leicht gegen die Sichtlinie geneigt ist, wie in Abb. 11 dargestellt, und daher die Be-

deckung nur partiell erfolgt. Die Quelle der Absorption muss daher in z-Richtung eine Ausdehnung mit mindestens dem Radius von Algol A haben. Weiterhin ist die Radialgeschwindigkeitsamplitude dieser Region mit 35 km/s relativ zu Algol A wesentlich geringer als diejenige der Einzelpeak-Emission und zeigt, wie erwähnt, ein zur Emissionsregion und Algol B gegenläufiges Verhalten (vgl. Abb. 27 mit Abb. 31).



von $\phi=0,2$ bis $0,8$ gibt es für den Beobachter kein Gas, das Strahlung von Algol A absorbieren würde

Abb. 33: Algol A+B-System in Aufsicht auf die Bahnebene mit Lage der Absorptionsregion des zirkumstellaren Gases (blaue Wolke) und Strahlung von Algol A, die die Absorptionsregion gerade nicht durchdringt, mit zugehöriger Phasenangabe.

Unter der Annahme, dass auch die Absorption im Gasstrom von Algol B auf Algol A entsteht und sich damit synchron zu Algol B bewegt, sollte sich diese auch aus diesem Grund deutlich näher an Algol A befinden als die Emissionsregion.

Zum zu Algol B *gegenläufigen* Verlauf der Radialgeschwindigkeit der Absorptionsregion kann nur vermutet werden, dass die resultierende Radialgeschwindigkeit von einer Geschwindigkeitskomponente des auf Algol A einfallenden Gases im Gasstrom mitbestimmt wird. Denkbar ist, dass der Gasstrom von Algol B einen unvollständigen Umlauf um Algol A vollführt, bevor das Gas auf die Oberfläche von Algol A auftritt. Zur Klärung der genauen Geometrie der Absorptionsregion sind weitere Untersuchungen notwendig.

Ein sehr ähnliches Modell des zirkumstellaren Gases im Algol-System ist in [3] beschrieben. Hier wird auch eine Akkretionsscheibe um Algol A und eine lokalisierte Region, die die Quelle der Einzelpeak-Emission ist, skizziert. Im Ge-

gensatz zu unserem Modell befindet sich die lokalisierte Region in [3] näher an Algol A, was aber unserer Meinung nach dem beobachteten Verlauf der Radialgeschwindigkeit der Einzelpeak-Emission widerspricht. Als dritte Komponente wird in [3] eine Hochgeschwindigkeitsregion um Algol A beschrieben, die zur beobachteten starken Verbreiterung der Absorption in den Differenzspektren führt. Diese Hochgeschwindigkeitsregion wird aber nicht mit einer lokalisierten Absorption in Verbindung gebracht, deren Radialgeschwindigkeit dem Umlauf von Algol A und B folgt, wie wir sie in der Absorptionsstruktur beobachtet haben.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Die erneute Auswertung der Spektren des Algol-Systems, die in [6] vorgestellt wurden, mit verbesserten theoretischen Spektren, die die stellaren Anteile aller drei Komponenten berücksichtigt, sowie die Erweiterung des Datensatzes bestätigen wesentliche Aussagen aus [6]. Im Phasenplot der Differenzspektren treten in der hier beschriebenen, verbesserten Auswertung neben der Einzelpeak-Emission auch eine Doppelpeak-Emission und eine Absorptionsstruktur klar hervor. Durch den Fit des Verlaufs der Radialgeschwindigkeiten der einzelnen spektralen Signaturen konnte die Lage der Einzelpeak-Emission im Geschwindigkeitsraum neu bestimmt werden. Dabei wird eine signifikante Abweichung zu den Ergebnissen in [6] und [7] gefunden, die sich auf unterschiedliche Bezugssysteme in [6] und eventuell in [7] zurückführen lässt. Eine zeitliche Veränderung der Position des Emissionsgebiets im Geschwindigkeitsraum ist im Rahmen der Messgenauigkeit nicht erkennbar.

Weiterhin konnte ein Absorptionsgebiet des zirkumstellaren Gases identifiziert werden, das eine gegenläufige Orbitalbewegung zu Algol B um Algol A zeigt. Diese Absorptionsstruktur wurde unseres Wissens bisher noch nicht publiziert. Aus der Sichtbarkeit der Absorption und dem Verlauf von deren Radialgeschwindigkeit vermuten wir als Quelle eine ausgedehnte Gasregion, die eine unvollständige Scheibe um Algol A bildet und aus dem Gasstrom von Algol B gespeist wird.

In Zukunft sollen weitere Spektren, insbesondere Echelle-Spektren, aufgenommen werden, um durch eine Erweiterung der zeitlichen Überdeckung des Datensatzes die Frage nach einer eventuellen Zeitabhängigkeit der Position des Emissionsgebietes genauer zu klären. Weiterhin sollen Signaturen des zirkumstellaren Gases in anderen Spektrallinien, wie z.B. der H β -

Linie ausgewertet und die Geometrie des Absorptionsgebiets genauer untersucht werden.

Danksagung: Wir danken Ulrich Waldschläger, Uwe Zurmühl, Berthold Stober, Siegfried Hold und Herbert Pühringer für die Aufnahme und Bereitstellung von Spektren von β Persei. Otmar Stahl danken wir für eine kritische Durchsicht des Manuskripts und wertvolle Hinweise zur besseren Verständlichkeit.

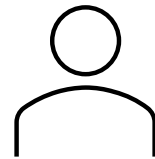
Literaturverweise:

[1] 9th Catalogue of spectroscopic binary orbits, <http://sb9.astro.ulb.ac.be>
 [2] Kolbas, V. et al., MNRAS 451 (2015) 4150
 [3] Richards, M.T. et al., Astrophys. J. Sup. Ser. 86 (1993) 255
 [4] Bitnar, B., Spektrum 52 (2017) 4
 [5] Richards, M.T. et al., Astrophys. J. 760 (2012) 8
 [6] Bitnar, B. et al., Spektrum 55 (2019) 27
 [7] Richards, M.T. et al., Astrophys. J. 459 (1996) 249
 [8] Brock, C., Spektrum 55 (2019) 4
 [9] McLaughlin, D. B., Astrophys. J. 60 (1924) 22
 [10] Marsh, T. R., Horne, K., MNRAS 235 (1988) 269
 [11] Zavala, R. T. et al., The Astrophysical Journal Letters, 715:L44-L48, 2010 May 20
 [12] Prsa, A., Modeling and Analysis of Eclipsing Binary Stars, IOP, 2018
 [13] Castelli, F., Kurucz, R., IAU Symposium 2004, <https://arXiv:astro-ph/0405087v1>
 [14] Baron, F., Monnier, J. D., Pedretti, E., et al. 752 (2012) 20
 [15] <https://www.blancocuaresma.com/s/iSpec>
 [16] <https://phoebe-project.org>
 [17] <https://docs.astropy.org/en/stable/api/astropy.timeseries.LombScargle.html#astropy.timeseries.LombScargle>
 [18] <https://pyastronomy.readthedocs.io/en/latest/pyTimingDoc/stringlength.html>



2004 begann sich **Lothar Schanne** zunehmend für Astronomie zu interessieren. Nach anfänglichen Versuchen mit kleineren Teleskopen und Montierungen sowie der Astrofotografie baute er 2007 eine eigene

Sternwarte mit einem C14-Teleskop auf, damit er sich der zwischenzeitlich entdeckten astronomischen optischen Spektroskopie ausgiebig widmen konnte. Nach der Verwendung seines Selbstbau-Spektrographen („Mäusevilla“) kaufte er einen der ersten LHi-Res III-Spektrographen von Shelyak und arbeitete mit diesem Arbeitspferd jahrelang bis aus privaten Gründen die Sternwarte aufgegeben wurde. Parallel entwickelte und baute er Échelle-Spektrographen, hielt als Referent Vorträge, führte Spektroskopiekurse durch und unterstützte Schüler in Sachen Astrospektroskopie. Ein Höhepunkt war die Herausgabe des Buches „Astrophysikalische Instrumentierung und Messtechnik für die Spektroskopie“ im Jahr 2018.



Bernd Bitnar ist Physiker. Beruflich entwickelt er Leistungshalbleiterchips. Als Amateurastronom schaut er auf viele Jahre Deep Sky Fotografie zurück. Über die letzten Jahre ist die Spektroskopie sein Hauptbetätigungsfeld geworden.



Karlheinz Wolf hat sich schon während des Studiums der Physik mit Themen aus der Astronomie beschäftigt. Nach der Promotion an der Uni Tübingen in Theoretischer Astrophysik blieb neben der beruflichen Tätigkeit wenig Zeit, aber seit der Pensionierung widmet er sich der visuellen und fotografischen Beobachtung und der Spektroskopie. Interesse findet auch die computergestützte Modellierung astrophysikalischer Vorgänge.

Nur für Mitglieder der Fachgruppe Spektroskopie in der VdS /
Members of the section group Spectroscopy only