

SPEKTRUM

Mitteilungsblatt der
Fachgruppe

Spektroskopie

der Vereinigung der
Sternfreunde e.V.

Ausgabe Nr. 33 (2007)

Einzelheft: 3,50 Euro (plus Porto)

Herausgeber: Ernst Pollmann

Emil Nolde Straße 12

51375 Leverkusen

Impressum

Das Mitteilungsblatt SPEKTRUM erscheint halbjährlich als Kommunikationsorgan der Fachgruppe SPEKTROSKOPIE der Vereinigung der Sternfreunde e.V.
Für den Inhalt sind die Autoren selbst verantwortlich.

Kontakt

Ernst Pollmann
Emil Nolde Straße 12
51375 Leverkusen

Fax: 0403603038949

eMail: ErnstPollmann@aol.com

Telefon: 0214-91829

Bankverbindung:

Konto Nr. 202029344; Bankleitzahl 37551440; Sparkasse Leverkusen

Inhalt

	Seite
Lothar Schanne	Grundsätzliche Gesetzmäßigkeiten zum Thema Signal-Rausch-Verhältnis..... 1
Michael Winkhaus	Über die Eigenschaften und die Problematik der Be-Sterne..... 6
Bernd Hanisch	Digitale Spiegelreflexkamera Canon EOS 20 D – ein Detektor für die Sternspektroskopie..... 18

Grundsätzliche Gesetzmäßigkeiten zum Thema Signal-Rausch-Verhältnis

(von Lothar Schanne, Völklingen)

In D.F. Gray, The Observation and Analysis of Stellar Photospheres, John Wiley & Sons, New York 1976, habe ich einen verblüffend einfachen, aber instruktiven und leicht zu verstehenden Abschnitt über das Verhältnis von Messsignal und überlagerndem Rauschen gefunden, den ich hier wegen des grundsätzlichen und wichtigen Inhalts mit meinen Worten, inhaltlich etwas erweitert und auf unsere Bedürfnisse angepasst, weitergeben möchte.

Wir messen mit unserem Spektrographen das wellenlängendispersive (Gitter) oder energiedispersive (Prisma) Spektrum. In Dispersionsrichtung benutzen wir eine Reihe von gleichartigen Detektoren, beispielsweise die Pixel der CCD-Kamera oder die lichtempfindlichen Körner eines photographischen Films. Der Einfachheit halber betrachten wir im Folgenden ein einzelnes Pixel, dem über die Optik eine bestimmte Anzahl Lichtquanten l einer bestimmten Wellenlänge zugeführt wird. Diese Menge l ergibt sich aus einem zeitlich konstantem Lichtfluss L , multipliziert mit der Belichtungszeit t . Es gilt

$$l = L \cdot t$$

Wir gehen davon aus, dass die Bose-Einstein-Statistik des Photonenrauschens näherungsweise beschrieben wird durch die mittlere Fluktuation

$$\Delta l = \sqrt{l}$$

Die Quantenanzahl l wird durch den linear arbeitenden Detektor (ein Pixel) in ein Signal transformiert, dem während der Belichtungszeit t Rauscheffekte überlagert werden, die thermisch vom Detektor, durch Streulicht, Himmelshintergrund, die Elektronik etc. erzeugt werden und die zu einem Background b^1 zusammengefasst werden können. Die entsprechende Backgroundrate ist $B (= b/t)$. Die Fluktuationen von b seien ebenfalls zufälliger Natur, so dass auch sie gausskurvenähnlich verteilt sind. Dann gilt für die mittlere Fluktuation des Backgrounds b

$$\Delta b = \sqrt{b}$$

Wir messen die Summe n aus der echten Photonenmenge und der durch das Rauschen vorgetäuschten Photonenmenge.

$$n = l + b = (L + B) \cdot t$$

Den Rauschanteil b ziehen wir vom Messsignal n ab, soweit wir ihn kennen. In der Regel berücksichtigen wir den Dunkelstrom, das Ausleserauschen, den Himmelshintergrund ...² Dabei berechnen wir eine korrigierte Größe S (Signal) aus den beiden Messgrößen n und b (oder n , B und t)

$$S = n - b = n - B \cdot t$$

Der quadratisch gemittelte Fehler ΔS von S ist dann³

$$\Delta S = (\Delta n^2 + \Delta b^2)^{1/2}$$

oder mit obigen Fehlerausdrücken für Δn und Δb

$$\Delta S = (n + b)^{1/2}$$

Das Signal-Rausch-Verhältnis beträgt dann

¹ Ausgedrückt durch eine dem Rauschen äquivalente Anzahl Photonen.

² Tatsächlich arbeiten wir nicht mit Quantenanzahlen, sondern mit einer Messgröße, bei CCD-Kameras mit Elektronen/Pixel, die im linearen Bereich des Detektors (Pixel) der Quantenanzahl n proportional ist. Das lässt sich in den mathematischen Gleichungen berücksichtigen, kompliziert die Sache aber nur, ohne zu wesentlichen Erkenntnissen zu führen. Deshalb tun wir hier so, als würde unser Detektorsystem direkt die Quanten zählen.

³ Das entspricht einer Faltung der beiden Gaußverteilungen von n und b .

$$\frac{S}{\Delta S} = \frac{S}{\sqrt{n+b}} = \left(\frac{L \cdot t}{1 + 2B/L} \right)^{1/2} \quad (1)$$

Diese Beziehung ist für uns von hoher praktischer Bedeutung, wie wir gleich sehen werden. Betrachten wir den von uns angestrebten Fall $B/L \ll 1$. Die Rauschrate ist verschwindend klein im Vergleich zur Photonenzahl. Dann ist das Signal-Rausch-Verhältnis identisch mit dem reinen Photonengeräusch und nur abhängig vom Produkt aus der Belichtungszeit (Integrationszeit) und dem Lichtfluss, also der Anzahl Quanten, die das messende Pixel erreicht.

$$\frac{S}{\Delta S} \approx \left(\frac{L \cdot t}{1+0} \right)^{1/2} = \sqrt{S} \quad (2)$$

Das Signal-Rausch-Verhältnis kann durch jede Maßnahme verbessert werden, welche die belichtende Lichtmenge (Quantenzahl S) erhöht, z.B. durch eine Verlängerung der Belichtungszeit t . Der relative Messfehler⁴ verbessert sich aber nur mit der Wurzel aus der Belichtungszeit. Alternativ kann das Signal-Rausch-Verhältnis erhöht werden durch alle weiteren Maßnahmen, die den registrierten Lichtfluss L verstärken (größere Teleskopöffnung, kleinere Teleskopbrennweite, optimale Fokussierung, öffnen des Spalts, höhere Quantenausbeute des CCD, höhere Transmissivität der Optik, optimiertes blazing des Gitters, geringere Dispersion des Gitters). Aber auch hier wächst das Signal-Rausch-Verhältnis nur mit der Wurzel des Lichtfluss L . Entspricht S etwa 10.000 Lichtquanten, beträgt das Signal-Rausch-Verhältnis $10.000^{1/2} = 100$. Um beispielsweise bei gleicher Messgenauigkeit zu bleiben, können L und t so variiert werden, dass ihr Produkt gleich bleibt. Beispielsweise kann bei verzehnfachtem L die Belichtungszeit t auf ein Zehntel verkürzt werden, ohne dass der relative Messfehler verändert wird. Wohlgemerkt: Das Signal-Rausch-Verhältnis kann mit obigen Maßnahmen verbessert werden, obwohl nichts an der Rauschrate B geändert wurde! Verbesserungsmaßnahmen an der Rauschrate B bewirken im Fall $B/L \ll 1$ (fast) nichts mehr. Ist dagegen die Messung stark verrauscht, ist also $B/L \gg 1$, dann gilt

$$\frac{S}{\Delta S} \approx \left(\frac{L \cdot t}{2B/L} \right)^{1/2} = \left(\frac{t}{2B} \right)^{1/2} \cdot L \quad (3)$$

Diese Situation ergibt sich an jeder Messapparatur, wenn nur der Lichtfluss L hinreichend gering ist, das Messobjekt also zu lichtschwach ist. Der Lichtfluss L erhöht direkt proportional das Signal-Rausch-Verhältnis. Jede Maßnahme, welche L erhöht, führt zur unmittelbaren Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses. Eine Verlängerung der Belichtungszeit trägt nur in geschwächter Form (Wurzel) zur Verbesserung bei, ebenso jede Maßnahme, welche die Rauschrate B verringert. Bei festem L (durch Messapparatur und Objekt definiert) bleibt nur, das Verhältnis t/B zu vergrößern, wobei die Verringerung der Rauschrate gleich wichtig ist wie die Verlängerung der Belichtungszeit. Jegliche Maßnahme zur Minderung der Rauschrate B ist erwünscht. Der bei schwachen Objekten dominant werdende Himmelshintergrund kann beispielsweise bei spaltlosen Spektrographen dadurch gemindert werden, dass ein breiter Spalt quer zur Dispersionsrichtung in die Fokusebene des Teleskops integriert wird, wodurch das Himmelshintergrund liefernde Gesichtsfeld in Dispersionsrichtung des Spektrographen eingeengt wird.

⁴ Die zum Signal-Rausch-Verhältnis $S/\Delta S$ reziproke Größe ist der relative Messfehler $\Delta S/S$. Ein $S/\Delta S = 100$ entspricht $\Delta S/S = 1\%$.

An der einfachen Gleichung (1) kann man sich in fundamentaler Weise klar machen, wie ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht werden kann. Man muss wissen, wodurch das Signal-Rausch-Verhältnis der eigenen Messungen im Wesentlichen gesteuert wird, was natürlich fallweise von der Apparatur, aber auch vom Objekt und vom Himmelshintergrund abhängt. Hat man bereits $B/L \ll 1$ erreicht, nutzt es wenig, das Rauschen weiter zu drücken. Dann müssen die Parameter optimiert werden, welche das Produkt $L \cdot t$ erhöhen.

Messtechnisch kann die das Signal-Rausch-Verhältnis beeinflussende Größe $\frac{L}{1 + 2B/L}$

folgendermaßen ermittelt werden:

Es wird an einem Objekt eine Serie von Spektren unterschiedlicher Integrationszeit bei gleicher Einstellung des Spektrographen aufgenommen. Die Quadrate der ermittelten Signal-Rausch-Verhältnisse jeder Messung werden aufgetragen gegen die Integrationszeit (Abszisse)⁵. Die Steigung der Ausgleichsgerade durch die Punkte ergibt die gesuchte Größe. Wird die gleiche Messreihe bei gleichzeitiger Anwendung von Lochblenden vor der Teleskopöffnung wiederholt, welche den Lichtfluss L um bekannte Beträge verringern, ergeben sich Geraden unterschiedlicher Steigung, aus denen dann unter Nutzung der berechneten unterschiedlichen L die Größe B berechnet werden kann. Damit ist dann bestimmbar, bei welcher Helligkeit des Objekts (L) das Verhältnis B/L ungünstig wird. Alternativ können auch Messreihen an Sternen unterschiedlicher Magnituden, aber (fast) gleichen Spektraltyps, als grobes Maß für den Lichtfluss L , durchgeführt werden.

Es gibt in der Literatur Beispiele dafür, wie die Rauschraten oder das Rauschen berechnet oder aus Apparategrößen geschätzt werden können. Beispielsweise gibt Christian Buil für das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) an⁶:

$$SNR = \frac{C \cdot T_i}{\sqrt{C \cdot T_i + N_s (B + D) \cdot T_i + \frac{N_s}{N_b} \cdot N_r \cdot \sigma^2}}$$

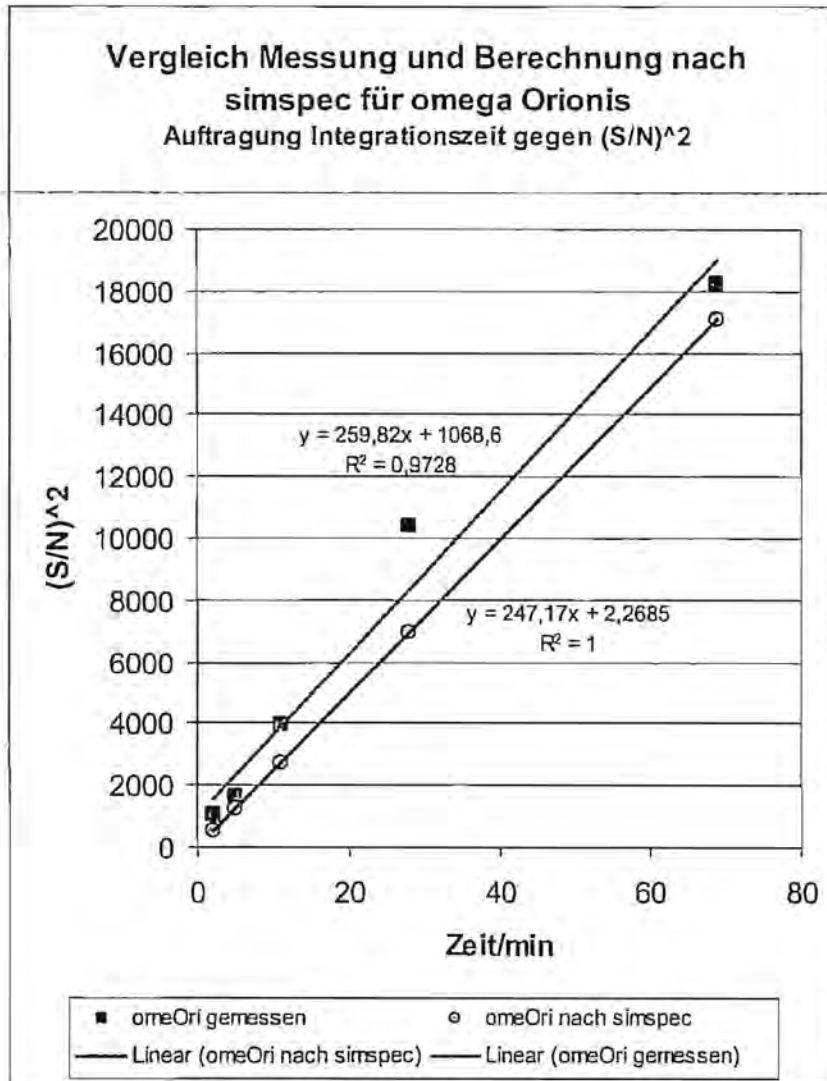
mit

T_i	Gesamt-Belichtungszeit in s
C	Signal des Sterns in Elektronen/s nach vertikalem binning
B	Himmelshintergrund in Elektronen/(s·Pixel)
D	thermische Rauschrate in Elektronen/(s·Pixel)
N_b	Anzahl der über die Vertikale (senkrecht zur Dispersion) gebinnter Pixel
N_s	Anzahl der über die Horizontale (entlang der Dispersion) gebinnter Pixel
N_r	Anzahl der Aufnahmen, die zum Erreichen von T_i summiert wurden
σ	Ausleserauschen der Kamera, z.B. 17 Elektronen für die Audine Kamera

⁵ Die Datenreduktionsmethode muss natürlich bei allen Auswertungen gleich sein.

⁶ <http://astrosurf.com/buil/us/spe2/hresol1.htm#h9>

Dieser Ausdruck entspricht unserer Grundformel $\frac{S}{\Delta S} = \frac{S}{\sqrt{n+b}}$, wobei neben dem Himmels-
 hintergrund und dem thermischen Rauschen zusätzlich das Ausleserauschen der summierten
 Aufnahmen berücksichtigt ist. Diese mathematischen Zusammenhänge sind in dem Excel-
 Kalkulationsprogramm SIMSPEC von C. Buil implementiert und stehen für den Gebrauch zur
 Verfügung.



Ein Beispiel zum Ver-
 gleich von Messung und
 Berechnung mit
 SIMSPEC:

Für eine Auswertungsrei-
 che von insgesamt 69 60s-
 Aufnahmen von omega
 Orionis, reduziert mit
 MIDAS/OPA, wurden für
 unterschiedliche Anzahl-
 en von Aufnahmen (also
 variierende Gesamtbe-
 leuchtungszeit) mit MI-
 DAS/OPA die Signal-
 Rausch-Verhältnisse der
 normierten Spektren im
 Bereich 6520 bis 6640 Å
 (54 Pixel) ermittelt. Par-
 allel dazu wurden mit
 simspec unter Verwen-
 dung der apparativen
 Parameter meiner Mess-
 anordnung⁷, 4,5 mag für
 die Sterngröße und
 22.000 K als effektive
 Sterntemperatur⁸ die Sig-
 nal-Rausch-Verhältnisse
 berechnet. Der Vergleich
 ist im Diagramm darge-
 stellt. Die Linearität der

Beziehung zwischen Integrationszeit und gemessenem $(S/N)^2$ ist gut ($R = 0,97$). Dass die bei-
 den Ausgleichsgeraden sich fast decken, sollte nicht zu sehr überraschen, weil das Ergebnis
 von simspec natürlich durch geschickte Wahl der Parameter angepasst werden kann (hier
 T_{eff}). Es wurden aber keine unplausiblen Parameter gewählt, wie die Tabelle am Schluss des
 Artikels belegt.

Unsere Grundgleichung (1) gilt streng für Spektren, bei denen nur Rauscheffekte eingehen,
 die proportional der Messzeit t entstehen. Dazu gehört nicht das Ausleserauschen, was in der
 Formel aus simspec aber enthalten ist. Eine genaue (hier nicht dargestellte) Analyse der Bei-
 träge der einzelnen Rauschgrößen in simspec zu obiger Grafik zeigt, dass in diesem Fall das

⁷ 5"-Maksutov-Newton Intes Micro MN58 1:8, Eigenbau Spektrograph mit 41 Å/mm, Audine-CCD-Kamera
 wassergekühlt mit KAF 401E, 0,37 Å/Pixel.

⁸ T_{eff} beträgt nach C.Neiner et al, A&A 409, 275-286 (2003) 20.020 ± 700 K.

SNR hauptsächlich durch das Ausleserauschen bestimmt wird. Für die 69 60s-Aufnahmen wird ein SNR = 130,6 berechnet (gemessen 135). Würde stattdessen eine Aufnahme 69 min lang belichtet, wäre nach SIMSPEC ein SNR von 249 zu erwarten. Dieses SNR würde erst bei 250 60s-Aufnahmen erreicht werden, was eine Belichtungszeitverlängerung um den Faktor 3,6 bedeutet. Das zeigt deutlich die Marschrichtung für die Verbesserung meiner Messtechnik an: Die Nachführung sollte so optimiert werden, dass lange Belichtungszeiten möglich werden. Es lohnt sich offensichtlich, die eigene Messapparatur und -routine mit Hilfe von SIMSPEC auf Möglichkeiten der Optimierung des SNR zu untersuchen und die Ergebnisse experimentell umzusetzen.

Berechnung für omega Orionis mit SIMSPEC:

SIMSPEC V2.2 (11 mars 2003) - Simulation d'un spectrographe à réseau à réflexion - Christian Bull

Paramètres télescope		Paramètres spectrographe		Paramètres CCD	
Diamètre (D) :	127 mm	Focale collimateur (f1) :	135 mm	Taille d'un pixel (p) :	9 microns
Focale (f) :	1016 mm	Focale caméra (f2) :	135 mm	Nombre de pixels (Nx) :	768
F/D (F#) :	8	Nombre de traits / mm (m) :	1200	RDE (n) :	54 %
Obstruction centrale (e) :	0,22	Ordre de diffraction (k) :	-1	Bruit de lecture (RON) :	18 e-/pixel
Transmission télescope (Ta) :	0,85	Angle total (γ) :	45 °	Signal thermique (Nd) :	0,1 e-/s/pixel
Observation		Longueur d'onde calage (λ0) :			
Seeing (θ) :	4 "	6830 Å			
Transmission atmosphérique (Ta) :	0,75	Tirage réseau-objectif (T) :		60 mm	
Magnitude du ciel (ms) :	18	Transmission spectro (Ts) :		0,42	
Temps de pose total (t) :	1680	Largeur de la fente (w) :		1 mm	
Nombre de poses élémentaires (n) :	28	FWHMx :		10 microns	
		FWHMy :		18 microns	
Etoile		Prétraitement			
Magnitude (m) :	4,5	Fraction intégrée axe trans. (k) :		1	
Température effective (Te) :	22000 K	Binning axe dispersion (lx) :		1	
Correction Bolométrique (BC) :	-0,4	Binning axe transverse (ly) :		1	
		Binning numérique transverse (e) :		9	
Résultats					
Diamètre minimal collimateur (d1) :	16,875 mm				
F/D minimal collimateur (Fc) :	8				
Angle d'incidence (α) :	-3,004095805 °				
Angle de diffraction (β) :	-48,00409581 °				
Taille minimale réseau (W) :	16,19822169 mm				
Anamorphose (r) :	1,482541327				
Diamètre objectif à λ0 (d2) :	11,3062196 mm				
Diamètre minimal objectif (d'2) :	14,3782196 mm				
F/D minimal objectif (Fo) :	8,38920143				
Dispersion (p) :	0,371709712 Å/pixel	Nombre de photons (E) :	2,54888699 photons/cm2/s/Å		
Lambda min. (λ1) :	6487,263471 Å	Nombre de photons du ciel (Ed) :	6,3096E-06 photons/cm2/s/Å/arcsec		
Lambda max. (λ2) :	6772,736529 Å	Efficacité (R) :	0,13758709		
FWHMd :	7,916439198 microns	Signal utile (Nm) :	27742,0638 e-/pixel		
FWHMi :	39,43635867 microns	Signal de fond du ciel (Ns) :	25,4587183 e-/pixel		
Facteur d'échantillonnage :	2,190908815	Bruit (σ) :	333,363454 e-		
Pouvoir de résolution (R) :	4070,570867	Signal/Bruit (SNR) :	83,2186716		

Über die Eigenschaften und die Problematik der Be-Sterne

Auszug aus Diplomarbeit von Michael Winkhaus, Wuppertal;
Astronomisches Institut der Ruhr-Universität Bochum Februar 1997

1 Einleitung

1.1 Emissionsliniensterne vom Spektraltyp Be

Einige heiÙe (blaue) Sterne sind von leuchtenden kÙhlen Gasringen umgeben, die sich durch das Auftreten von ungewÙhnlichen Emissionslinien in ihren Spektren bemerkbar machen. Von den spÙten O- bis zu den frÙhen A-Sternen zeigen etwa 15% im Unterschied zu den normalen FrÙhtypsternen in ihren optischen Spektren zumindest zeitweilig Wasserstoff(Balmer)-Linien, sowie FeII- und MgII-Linien in Emission.

Das in vielen heiÙen Sternen beobachtete PhÙnomen, dass Spektrallinien als helle (Emissions-)Linien auf dem schwÙcheren Hintergrund des Kontinuums erscheinen, wurde bei der ersten systematischen Durchmusterung der Spektren von ùber 500 Sternen durch den Italiener Angelo Secchi (1818-1878) gefunden. Secchi hatte im Jahre 1866 die Sternspektren auf dem Dach der Kirche Sant' Ignazio mitten in der Stadt Rom an einem Refraktor von 24 cm Öffnung mit dem Auge inspiziert und dabei helle Fraunhofer-Linien in den Spektren der Sterne \square Cas und \square Lyr bemerkt. Sterne des Spektraltyps „B“ mit Emissionslinien in ihren Spektren werden seit ersten Generalversammlung der IAU (Internationale Astronomische Union) von 1922 als „Emissionsliniensterne vom Spektraltyp B“ oder kurz als Be-Sterne bezeichnet [1]. Unter den „klassischen“ Be-Sternen im engeren Sinne versteht man heute genauer die Sterne des Spektraltyps B auf oder nahe der Hauptreihe (also Sterne der Leuchtkraftklassen III bis V), in deren Spektrum zumindest irgendwann einmal Emissionslinien bemerkt wurden.

Da etwa 20% aller Sterne der Leuchtkraftklasse III bis V vom Spektraltyp B1 bis B5 als Be-Sterne in Erscheinung treten [2], muÙ dieses PhÙnomen im Hinblick auf Modellüberlegungen zur Sternentwicklung sicherlich sehr beachtet werden. Die anderen FrÙhtypsterne mit diesen spektralen Eigenschaften (Oe- und Ae-Sterne) unterscheiden sich im wesentlichen nur durch eine grÙÙere bzw. kleinere Effektivtemperatur von den Be-Sternen [3]. Im Hertzsprung-Russel-Diagramm liegen die Be-Sterne im Mittel 0.5 bis 1.0 mag ùber der Hauptreihe. Einige Be-Sterne verÙndern ùber Zeitskalen von Jahren durch VariabilitÙten in ihren Helligkeiten ihre erlative Lage zur Hauptreihe [2]. Wesentlich ist ebenso, dass manche Be-Sterne zeitweilig keine Emissionslinien zeigen, somit zwischenzeitlich in das Stadium eines normalen B-Sterns ùbergehen, spÙter aber auch wieder das charakteristische Be-PhÙnomen zeigen kÙnnen.

1.2 Eigenschaften der Be-Sterne

1.2.1 Emissionslinien

Die in den Sternspektren auftretenden Emissionslinien entstehen grundsÙtzlich in ausgedehnten AtmosphÙren oder HÙllen, die optisch dÙnn (d.h. durchlÙssig) fÙr die kontinuierliche Sternstrahlung auÙerhalb der Linien sind. Die Atome oder Ionen dieser HÙlle werden vom zentralen Stern (durch die von ihm ausgesandte UV-Strahlung) angeregt und leuchten so im Licht ihrer Spektrallinien. Die (groÙe) HÙlle strahlt daher in den von ihr emittierten Spektrallinien wesentlich heller als der darin eingebettete (kleinere) zentral Stern. Ein Beispiel ist

letztlich die Sonne mit ihren Emissionslinien der Chromosphäre und Korona, die allerdings gegenüber dem Kontinuum der Photosphäre nicht ins Gewicht fallen.

Die Formen der Emissionslinien in Be-Sternen sind vor allem durch den Dopplereffekt der emittierenden Atome bestimmt und spiegeln deshalb die Bewegung des Gases in den zugehörigen Regionen (Dopplerverbreiterung) und die Radialgeschwindigkeiten des Gesamtsystems (Stern + Hülle) relativ zum Beobachter (Dopplerverschiebung) wider.

Die stärksten Emissionslinien in den optischen Spektren der Be-Sterne sind die ersten Balmer-Linien ($H\alpha$, $H\beta$) des Wasserstoffs und die Linien des einfach ionisierten Eisens (FeII), die höheren Balmerlinien ($H8 \dots H15$) zeigen nur selten Emissionen [4]. Die photosphärischen Absorptionslinien (vor allem H und HeI) dieser Sterne sind meist sehr stark verbreitert.

1.2.2 Hohe Rotationsgeschwindigkeiten

Die erheblichen Verbreiterungen der photosphärischen Absorptionslinien (vor allem sichtbar bei HeI) deuten auf sehr hohe Rotationsgeschwindigkeiten der Sterne hin. Man erhält Äquatorgeschwindigkeiten bis zu 450 km/s [5], was etwa dem 200fachen der Rotationsgeschwindigkeit unserer Sonne entspricht.

Die wahren äquatorialen Rotationsgeschwindigkeiten v der Be-Sterne sind nicht direkt messbar, da die Rotationsachsen der Sterne unter unbekanntem Winkel zur Blickrichtung geneigt sind. Spektroskopisch messbar ist nur die auf die Beobachtungsrichtung projizierte Geschwindigkeit $v \sin i$, also das Produkt aus wahrer Rotationsgeschwindigkeiten v und dem Sinus der Inklination i , dem Winkel zwischen der Orientierung der Rotationsachse des Sterns und dem Sehstrahl des Beobachters. Bei $i = 0^\circ$ blickt man auf den Pol eines Sterns, bei $i = 90^\circ$ auf den Äquator. Es ist üblich, bei $v \sin i < 150$ km/s ($i < 15^\circ$) von „pole-on“-Sternen zu sprechen, Sterne mit $v \sin i > 300$ km/s ($i > 60^\circ$) werden als „equator-on“-Sterne bezeichnet. Die größten bekannten Werte für $v \sin i$ betragen bei Be-Sternen ca. 450 km/s, so dass die wahren Rotationsgeschwindigkeiten ebenfalls in dieser Größenordnung liegen dürften. Aus der beobachteten statistischen Zunahme der Häufigkeit von Be-Sternen mit steigendem $v \sin i$ schloss Slettebak [6], dass Be-Sterne mit ziemlich einheitlicher echter Rotationsgeschwindigkeit von $v = 450$ -500 km/s rotieren und die Variation der gemessenen projizierten Rotationsgeschwindigkeiten allein durch die statistische Verteilung der Orientierung der Rotationsachsen zustande kommt.

Bemerkenswert ist, dass diese Abschätzung ca. 80% der kritischen äquatorialen Geschwindigkeit (Kompensation von Zentrifugalkraft und Gravitation) für den jeweiligen Stern ergibt, so dass die Be-Sterne deutlich abgeplattet sein dürften. Diese Abplattung führt zu einer Abnahme der effektiven Schwerebeschleunigung g_{eff} vom Pol zum Äquator ($g_{\text{eff}} = g - g_z$). Unter der Annahme des hydrostatischen Gleichgewichts in der Sternatmosphäre besagt das Zeipel-Theorem (1922), dass der lokale bolometrische Strahlungsfluss F an der Sternoberfläche proportional zur effektiven Schwerebeschleunigung g_{eff} ist. Daraus folgt sofort $T_{\text{eff}}^4 \sim g_{\text{eff}}$, also eine Abnahme der Effektivtemperatur und der Helligkeit mit abnehmender effektiver Schwerebeschleunigung. Rotierende und daher abgeplattete Sterne erscheinen also kühler, wenn sie unter hoher Inklination („equator-on“) betrachtet werden. Diese Variation der Effektivtemperatur mit der Inklination wirkt sich somit direkt auf den Spektraltyp aus, so dass ein „pole-on“-Stern einem früheren Spektraltyp zugeordnet wird als der gleiche „equator-on“ gesehene Stern („Gravitationsverdunkelung“).

Zusätzlich können deutliche Rotationsinstabilitäten im Bereich des Sternäquators erwartet werden. Nach einem Vorschlag von Struve (1931) und McLaughlin (1961) können sich durch

solche Rotationsinstabilitäten und eventuell auch durch selektiven Strahlungsdruck im Bereich des Sternäquators Schichten ablösen, die im Gleichgewicht von Zentrifugal- und Schwerkbeschleunigung nach und nach ein zumindest zeitweise stationäre Hülle bzw. einen Ring verdünnten Gases ausbilden, der infolge der Drehimpulserhaltung langsamer rotiert als die Sternphotosphäre. Die in der gesamten Hülle durch die UV-Strahlung angeregten Emissionslinien weisen deshalb geringere Dopplerverschiebungen auf als die photosphärischen Absorptionslinien.

Insgesamt ergibt sich also ein Modell eines rasch rotierenden, abgeplatteten Be-Sterns, der von einer flach rotierenden ring- oder scheibenförmigen Gashülle umgeben ist, welche ihre größte Ausdehnung in der Äquatorebene des Sterns hat. Typische Scheibendurchmesser betragen 5 bis 10 Sterndurchmesser. Deshalb muss die Temperatur des emittierenden Scheibengases wesentlich niedriger sein als die Temperatur der Sternoberfläche. Wir können somit von einer leuchtenden kühlen Gasscheibe um den Be-Stern sprechen.

1.2.3 Be-Stern-Strahlung ist polarisiert

Das Scheibenmodell für die zirkumstellaren Hüllen der Be-Sterne wird durch den wichtigen Befund gestützt, dass die von Be-Sternen ausgesandte Strahlung eine kleine, aber deutliche Polarisation aufweist (ca. 1%), die bei normalen kugelsymmetrischen Sternen ohne Hülle nicht auftritt [1]. Die Stärke der Polarisation nimmt mit der projizierten Rotationsgeschwindigkeit zu, so dass die gemessenen Polarisationsrichtungen vermutlich direkt die Ausrichtungen der Rotationsachse der Be-Sterne am Himmel zeigen.

Schließlich konnte durch erstmalig genaue Bestimmungen der Abmessungen der zirkumstellaren Scheiben und ihrer Abplattungen mit Hilfe von Michelson-Sterninterferometern eine direkte Bestätigung des Gasringmodells von Be-Sternen geliefert werden. Die erhaltenen Positionswinkel der großen Halbachse des schräg gesehenen Gasrings von \square Cas stimmten dabei mit dem aus Polarisationsmessungen bekannten Positionswinkel gut überein [1].

Für eine abgeplattete Geometrie der Be-Sternhüllen sprechen auch statistische Untersuchungen an großen Mengen von $H\alpha$ -Messungen ([10] + [11]), sowie Beobachtungen in anderen Spektralbereichen (UV, IR), so dass die Vorstellung einer stark abgeplatteten Hülle heute nicht mehr angezweifelt wird.

Physikalische Eigenschaften der Gasscheiben

Die physikalischen Eigenschaften der zirkumstellaren Gasringe (Form, Abmessungen, Gasdichte und ihre Verteilung, Temperatur, Bewegungszustand,...) sind nur schwer zu bestimmen und bis heute unzureichend erforscht. Zu ihrer Ermittlung müssen Annahmen über grundlegende Eigenschaften des zentralen Sterns (Masse, Radius, eff. Temperatur, Äquatorgeschwindigkeit, Inklinationwinkel i) ebenso eingehen wie einige Annahmen über den Gasring (Innenradius, Umlaufgeschwindigkeit).

Durch verschiedene Methoden ergaben sich jeweils typische Ringradien von 1.5 bis ca. 30 Sternradien [1], wobei die Größe der Gasringe im Mittel mit der Stärke (Äquivalentbreite) der Emissionslinien anwächst.

Aussagen über die typische Dicke der Gasringe lassen sich aus der Tatsache ableiten, dass ca. 15% der hellen Be-Sterne Shell-Profile zeigen [7]. Unter der Annahme statistisch verteilter Neigungen der Rotationsachsen gegen die Beobachtungsrichtung, lässt sich daraus schließen, dass sich die Dicke der Gasringe zu ihrer Ausdehnung etwa wie 0.15, also ungefähr 1:7 ver-

halten muss. Demnach ist die Dicke der Scheibe klein gegenüber der äquatorialen Ausdehnung, kann aber in manchen Fällen immer noch mehrere Sternradien betragen. Die theoretischen Scheibenmodelle, die die kontinuierlichen Spektren der Gasscheibe quantitativ richtig beschreiben, erfordern charakteristische Teilchendichten der Größenordnung $N \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und Elektronentemperaturen um 10^4 K für das ionisierte Scheibengas in den inneren Bereichen der Hülle [8].

1.3 Modelle für die Bildung der zirkumstellaren Gasscheiben

Das von Struve (1931) vorgeschlagene und von McLaughlin (1961) weiterentwickelte Rotationsmodell geht von der Voraussetzung aus, dass die Be-Sterne am Äquator mit kritischer Geschwindigkeit rotieren und im Gleichgewicht von Zentrifugal- und Schwerebeschleunigung eine Gasscheibe um den Stern ausbilden. Da sich die gemessenen Werte von $v \sin i$ jedoch stets unterhalb der kritischen Geschwindigkeit befinden, kann die Stabilität der zeitlichen Entwicklung dieser Gasscheiben mit dieser Vorstellung allein nicht erklärt werden.

Dehalb werden in der Be-Stern-Forschung heute andere Modelle diskutiert, die im folgenden kurz skizziert werden. Alle Modelle sind natürlich unter der Verwendung zahlreicher Vereinfachungen konstruiert und können somit aufgrund der Komplexität des Gesamtzusammenhangs jeweils nur Teilaspekte des Be-Phänomens beschreiben.

1.3.1 Doppelsternmodell

Die Doppelsternhypothese [9] setzt voraus, dass Be-Sterne enge Doppelsterne mit Massenaustausch sind und der Begleitstern Masse an den B-Stern abgibt, so dass sich um diesen eine Akkretionsscheibe bilden kann. Bisher konnten aber nur in Einzelfällen Be-Sterne als Doppelsterne identifiziert werden (z.B. HR2142 [10]). Bei den meisten Be-Sternen liegen keine Anzeichen dafür vor, dass es sich um spektroskopische Doppelsterne mit genügend kurzen Umlaufperioden handelt. Daher ist zu bezweifeln, dass diese Hypothese für alle Be-Sterne zutrifft.

1.3.2 Pulsationsmodell

Vergleichbar mit den pulsierenden Sternen vom Typ β Cep versucht diese Modellvorstellung den Massenverlust und den Aufbau der zirkumstellaren Hülle durch Instabilitäten der äußeren Sternschichten, die sich häufig in nichtradialen Pulsationen bemerkbar machen, zu erklären [11]. Der Zusammenhang von nichtradialen Pulsationen mit der Hüllenbildung ist aber ebenso wie mögliche Wechselwirkungen mit dem Sternwind unklar.

1.3.3 Sternwindmodell

Im Sternwindmodell bläst der Strahlungsdruck (unterstützt von der hohen Rotation und der dadurch erniedrigten Schwerebeschleunigung) die äußeren Schichten der Photosphäre weg. Das vom Stern weggeblasene Material sorgt dann für den Aufbau der zirkumstellaren Hülle. Eine Schwierigkeit dieses Modells ist dabei, dass ein vom Strahlungsdruck getriebener Sternwind aufgrund der höheren Effektivtemperatur die größten Stärken in der Polregion aufweisen sollte. Die größte Ausdehnung der Scheiben beobachtet man in äquatorialer Richtung. Es ist daher sehr unwahrscheinlich, dass eine mit hohem Bahndrehimpuls versehene zirkumstellare Hülle in der Äquatorgegend von Material aus der Polregion mit seinem relativ kleinen Drehimpuls gebildet wird.

Neue Erklärungsversuch für das Be-Phänomen seher die Bildung der rotierenden zirkumstellaren Gasscheibe als Folge des Aufstaus von Sternwindmaterial an, das die Entweichgeschwindigkeit nicht erreicht oder das beim Aufprall auf langsamer strömendes Gas durch eine Stoßwelle abgebremst wird. Wenn sich solches Material im Schwerfeld des Sterns in großer Menge ansammelt, scheint eine „Auslagerung“ auf eine äußere Scheibe möglich [12]. Allerdings sagt dieses von Bjorkman und Cassinelli vorgeschlagene Modell relativ hohe Radialgeschwindigkeiten in der Scheibe voraus, die jedoch nicht beobachtet werden. Hanuschik et al. (1993) schlagen alternativ vor, das wegen der kleinen effektiven Schwerebeschleunigung g_{eff} an der Sternoberfläche eine kleine radiale Kraft zur Ausbildung einer Scheibe ausreichen könnte. Dabei könnte das Zusammenwirken von Sternwind und magnetischen Aktivitäten eine Scheibenbildung unterstützen.

Ungeklärt ist bislang das Zusammenwirken der eben geschilderten Mechanismen und die Bedeutung einer möglichen Wechselwirkung zwischen dem schnell rotierenden Stern und der zumindest zeitweilig vorhandenen ausgedehnten Hülle sowie dem Sternwind. Insgesamt sind also die Ursachen der Entstehung solcher Gasringe um Be-Sterne weiterhin umstritten und noch nicht verstanden.

1.4 Grundlegende Gestalt der H α -Spektren

Trotz der vielfältigen Strukturen in den Emissionsspektren der Be-Sterne ist es möglich, die meisten beobachteten Linienprofile in ein einheitliches Schema einzuordnen. Dabei scheint die individuelle Form der Profile von drei Parametern abzuhängen:

Inklination (Neigungswinkel i) und daraus folgende Projektionseffekte

Optische Tiefe τ und Effekte durch den Strahlungstransport

Kinematik und daraus folgende Dopplerinterpretation

Die Emissionslinien werden aber auch durch thermische Bewegungen verbreitert, die bei diesen kühlen Scheiben in der Größenordnung von ca. 20 km/s liegen [10]. Bei beobachteten kinematischen (Kepler-)Geschwindigkeiten im Bereich von 200-500 km/s kann diese Komponente hier vernachlässigt werden.

1.4.1 Inklination und optische Tiefe

Das Zustandekommen der besonderen Formen der beobachteten H α -Spektrallinien kann man am schematischen Modell eines schnell rotierenden (heißen) Be-Sterns mit einer differentiell rotierenden flachen äquatorialen Gasscheibe verstehen. Dazu dient die folgende Abbildung, die anschließend erläutert wird.

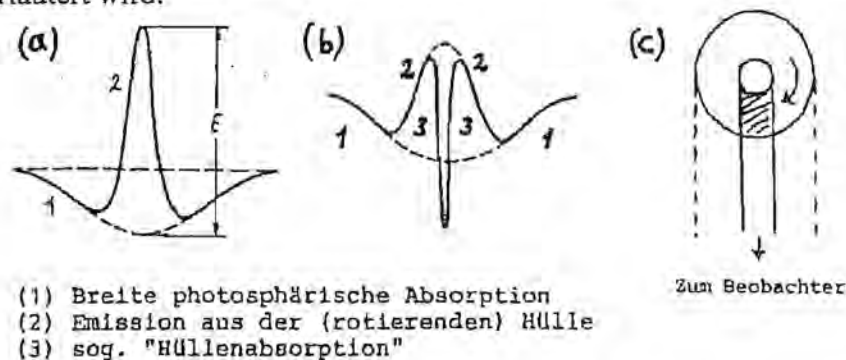


Abb. 1: Die drei Komponenten der typischen Linienprofile von Be-Sternen (aus: Voigt, Abriss der Astronomie, S. 172).

1. Komponente: aus der Photosphäre des zentralen Sterns

Wegen der hohen Rotationsgeschwindigkeit der Sternoberfläche eine breite Absorptionslinie

2. Komponente: aus dem Innenbereich des zirkumstellaren Gasrings

Wegen der starken UV-Strahlung des Sterns gibt es in diesem inneren Bereich viele angeregte Zustände, die dann Strahlung emittieren. Aufgrund der differentiellen Rotation ($v_{\text{inn.Hülle}} < v_{\text{Stern}}$) folgt damit eine etwas schmalere Emissionslinie (siehe Abb. 1a).

3. Komponente: aus dem Außenbereich des zirkumstellaren Gasrings

Dort gibt es erheblich weniger angeregte Zustände. Die Atome in der äußeren Hülle absorbieren vielmehr die von den Innenbereichen ausgesandte Linienstrahlung in einem schmalen Schlauch, der vom Beobachter gesehen gerade die Sternscheibe verdeckt (siehe Abb. 1c). Die Umlaufbewegung dieses Gases ist wegen $v_{\text{äuß.Hülle}} < v_{\text{inn.Hülle}}$ ohnehin langsamer und im wesentlichen senkrecht zum Sehstrahl, so dass keine merkliche Rotationsverbreiterung auftritt. Daraus folgt dann eine schmale Hüllenabsorptionslinie (siehe Abb. 1b). Diese 3. Komponente wird allerdings nur bei langen Lichtwegen durch die Hülle wichtig, also bei hohen Inklinationswinkeln ($i > 70^\circ$) (siehe dazu Abb. 2).

Durch Überlagerung dieser drei Komponentenergeben sich die typischen Be-Stern-Linienprofile (siehe folgende Abb. 2), wobei die Ausprägung der Hüllenabsorption wesentlich von der Länge des Lichtweges durch die Hülle bestimmt ist. Die Länge des Lichtweges hängt dabei natürlich von dem Inklinationswinkel i ab, wie in Abb. 2 deutlich wird.

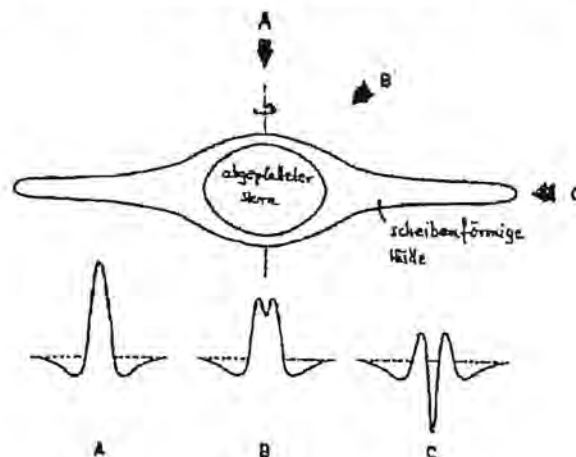


Abb. 2: Rotationsmodell von O. Struve, Emissionslinienprofile bei Inklination $i = 0^\circ$ (A), $i = 45^\circ$ (B) und $i = 90^\circ$ (C) (aus: Slettebak, The Be-Stars [1979], S. 547).

Man bedenke aber, dass als 2. Parameter neben der Länge des Lichtweges auch die optische Dicke der Hülle eingeht, die von der Dichte und der Verteilung des Gases in der zirkumstellaren Scheibe abhängt. Und besonders bei den $H\alpha$ -Spektren spielt die optische Dicke eine zentrale Rolle. Überträgt man nämlich interstellare Elementenhäufigkeiten auf die chemische Zusammensetzung der zirkumstellaren Be-Gasscheiben, so ist mit einem Anteil an Wasserstoff von 90% zu rechnen. Die $H\alpha$ -Linien sind daher optisch dick und werden wesentlich durch die Effekte des Strahlungstransports geformt.

Ein wichtiger Beitrag für die Form optisch dicker Linienprofile ist die Verbreiterung durch inkohärente Streuung [13]. Für optisch dicke Linien werden tiefe Schichten in der Scheibe in den Flügeln der Hüllenabsorption sichtbar, nicht im Zentrum der Linie. Da die Quellfunktion

mit der Tiefe zunimmt, erscheint das resultierende Linienprofil als Doppelgipfel und um einiges breiter als im thermischen Fall [10].

Bei hoher Inklination ($i > 80^\circ$) wird die Hüllenabsorption von photosphärischem Licht wichtig, wodurch eine tiefe zentrale Einsenkung unter das stellare Kontinuum verursacht wird. Das in Abb.2 mit C benannte Profil wird deshalb als „Shell“(Hüllen)-Profil bezeichnet. Die zugehörigen „Shell“(Hüllen)-Sterne bilden phänomenologisch eine besondere Gruppe von Be-Sternen: bei ihnen sind die „Hüllenabsorptionen“ sehr tief und scharf in das Kontinuum eingeschnitten. Der Unterschied zwischen Hüllensternen und normalen Be-Sternen ist aber kein quantitativer, sondern entsteht lediglich durch verschieden große Ausdehnung und Dichte der jeweils in Beobachtungsrichtung wirksamen Bereiche der Hüllen.

1.4.2 Kinematik

Zum grundlegenden Verständnis der beobachteten Linienprofile durch kinematische Effekte beschränken wir uns zunächst auf Scheiben mit einem achsensymmetrischen Geschwindigkeitsfeld und einer Dichteverteilung, die sich wie eine Keplerscheibe im hydrostatischen Gleichgewicht verhält. In einer Keplerscheibe bewegen sich die Hüllenteilchen auf annähernden Kreisbahnen mit Bahngeschwindigkeiten nahe dem Keplerschen Wert ($v_k \approx r^{-1/2}$), so dass wir von einer differentiellen Rotation in der Scheibe ausgehen. Eine solche Scheibe liefert natürlicherweise symmetrische Linienprofile.

Es ist zu erwarten, dass alle Linien durch den Einfluss der kinematischen Dopplerverbreiterung geformt werden. Wenn man in etwa durch die Hülle hindurchschaut (also bei $i \neq 0$), erscheint das kinematische Profil doppelgipflig und verbreitert, wie die beiden folgenden Darstellungen verdeutlichen.

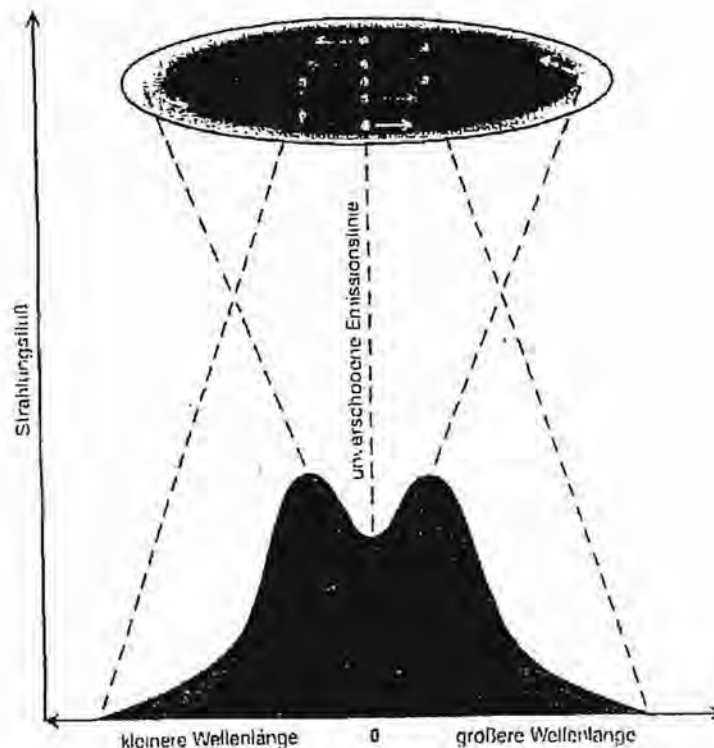


Abb. 3: Kinematische Formung von Emissionslinien durch den Dopplereffekt

Die Strahlung der Linie erscheint infolge der Scheibenrotation zu kleineren bzw. größeren Welllängen verschoben, je nachdem, ob die emittierenden Bereiche der Scheibe sich in Richtung des Beobachters bewegen oder von ihm fort. Die innersten Bereiche der Scheibe rotieren an schnellsten und rufen so die größten Linienverschiebungen hervor: wegen ihres geringen Volumens tragen sie aber nur wenig zum Linienprofil bei. Gas, das sich quer zur Sichtlinie bewegt, erzeugt keine Linienverschiebung (Abb. 3).

Zur Erklärung der Doppelgipfel dient die Abb. 4, in der der Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeitsstruktur in der zirkumstellaren Scheibe und der Profilform deutlich wird. In die schematische Scheibenform, die man in der Abb. 4 „pole-on“ betrachtet, sind Linien gleicher projizierter Radialgeschwindigkeiten der Hüllenteilchen eingezeichnet. Die Länge einer Linie ist dabei proportional zur Teilchenzahl und somit zur Emissionsintensität (also zum Strahlungsfluß) bei dieser Radialgeschwindigkeit. Der Zusammenhang zwischen Strahlungsfluß und Radialgeschwindigkeit ist aber genau durch das Geschwindigkeitsspektrum gegeben, das im unteren Teil der Abb. 4 abgebildet ist. Die senkrechten Linien im Profil entsprechen also den Linien in der Scheibe und markieren die (auf $v \sin i$) normierten Radialgeschwindigkeiten in Schritten von $0.1 * v \sin i$. Die Längen der im Profil und in der Scheibe entsprechenden Linien sind dabei exakt proportional zueinander.

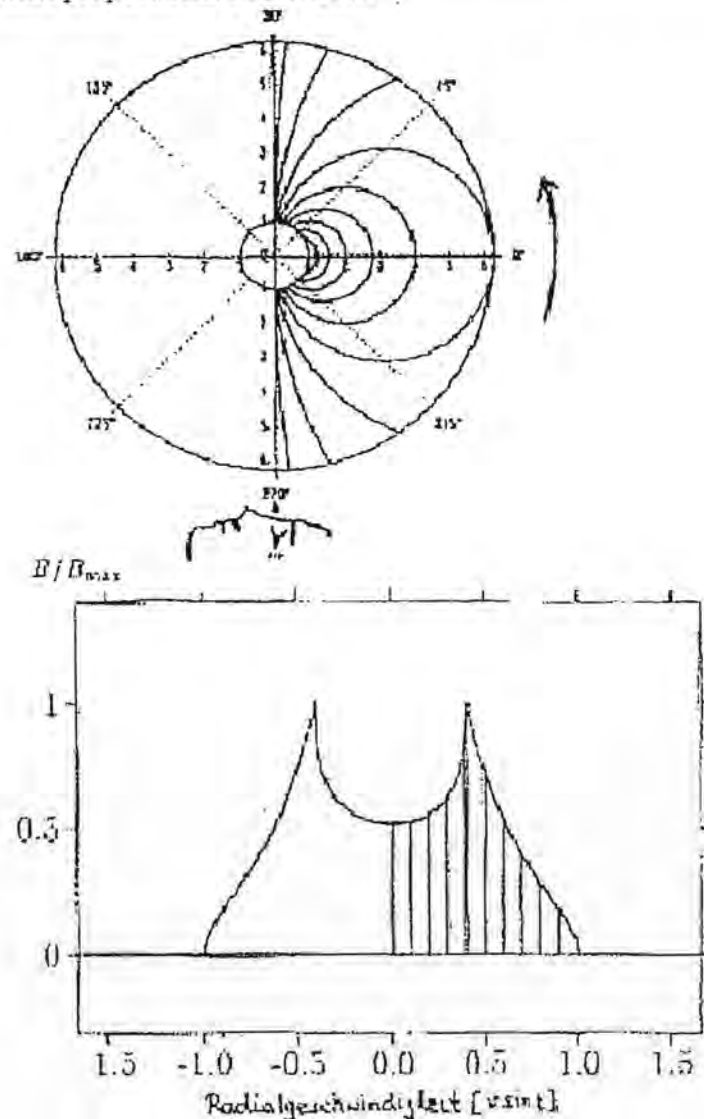


Abb. 4 Entstehung der Doppelgipfelstruktur von Emissionslinien in rotierenden Scheiben (aus: Hoffmann, D., Diplomarbeit Bochum [1995])

Die inneren Strukturen in der Scheibe entsprechen nach dem Keplergesetz den höchsten Geschwindigkeiten, die im Profil außen liegen. Die Radialgeschwindigkeitslinie in der Scheibe, die den Radius der Scheibe genau berührt, ist aufgrund der endlichen Ausdehnung der Scheibe die längste Linie, so dass sich bei dieser Radialgeschwindigkeit genau ein Gipfel im Geschwindigkeitsprofil ausbildet.

Denn: Linien bei kleiner projizierter Radialgeschwindigkeit erstrecken sich notwendigerweise über einen kleineren Bereich der Scheibe und sind daher ebenso kürzer wie Linien bei größerer Radialgeschwindigkeit, weil diese durch den Rand der Scheibe praktisch abgeschnitten werden (siehe Abb. 4).

Insgesamt entsteht bei rein kinematischer Betrachtung also ein verbreitertes Profil mit einer zentralen Einsenkung und zwei Maxima (symmetrisches Doppelgipfelprofil).

1.4.3 Überlagerung beider Mechanismen

Die tatsächlich beobachteten Profile liefern natürlich eine Überlagerung mehrerer Effekte, wobei sich die Dominanz der einzelnen Mechanismen ebenso im Spektrum bemerkbar macht. Führt man die Faltung zwischen dem kinematischen Profil und der besonders für optisch dicke Linien wichtigen inkohärenten Streuung (Strahlungstransport-Profil) durch, so erhält man die so genannten Weinflaschenprofile (Abb.5). Die Ausprägung solcher Strukturen hängt zusätzlich wesentlich von dem Inklinationwinkel i ab.

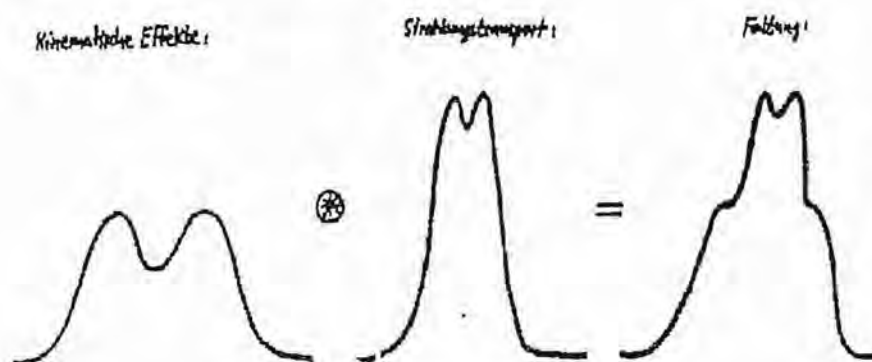


Abb. 5: Faltung zwischen kinematischem und Strahlungstransport-Profil (aus: Dietle, O., Diplomarbeit Bochum [1993])

1.5 Die Variationen der Be-Sterne

1.5.1 Übersicht über die beobachteten Variabilitäten

Seit ihrer Entdeckung sind viele Be-Sterne z.T. in Langzeitbeobachtungsprogrammen immer wieder systematisch untersucht worden. Dabie stellte sich heraus, dass die meisten Be-Sterne im Verlaufe einiger Jahre deutliche Veränderungen in ihren Spektren aufweisen. Die Stärke und Form der Emissionslinien ändert sich zum Teil dramatisch, oft unregelmäßig und in nicht vorhersehbarer Weise. Ebenso wurden photometrische Variationen bei einer größeren Anzahl von Be-Sternen bemerkt. Die Helligkeitsvariationen sind dabei oft ebenso dramatisch.

Die Zusammenhänge zwischen den beobachteten spektralen Variationen und den Lichtkurven ihrer Helligkeitsvariationen lassen sich bis heute noch nicht durch ein einheitliches Schema beschreiben. Deshalb muss man die Be-Sterne wohl in die Klasse der „irregulären Veränderlichen“ einordnen. Bei den Variationen der Be-Sterne treten die folgenden Phänomene auf, die untereinander auch überlagern können:

- Übergänge zwischen einer B-Phase und einer Be-Phase und umgekehrt (also Aufbau und Verlust einer zirkumstellaren Hülle)
- Übergänge zwischen den Be-Phasen und Be-Shell-Phasen und umgekehrt (also starke Variationen in der Dicke der Scheibe)
- Helligkeitsausbrüche von Dauer weniger Wochen oder Monate, aufflackende Emissionen in Zeitskalen von Tagen
- Kurzzeitige periodische Variationen in den Spektren und schnelle periodische Helligkeitsvariationen
- Langzeitvariationen im Spektrum, sog. zyklische V/R-Variationen
- Variationen durch Bedeckungsveränderlichkeit in Doppelsternsystemen

1.5.2 Zyklische V/R-Variationen

Bei vielen Be-Sternen haben die Emissionslinienprofile zeitweise die Form asymmetrischer Doppelgipfel (Beispiele in der folgenden Abb. 6). Zur Charakterisierung der Asymmetrie wird die Maximalintensität des kurzwelligen Gipfels der Linie (in Einheiten der Intensität des benachbarten Kontinuums) mit V (Violett) und die des langwelligen Gipfels mit R (Rot) bezeichnet. Im mit Hilfe der Dopplerformel berechneten Geschwindigkeitsspektrum findet man den V-Gipfel stets bei negativen Geschwindigkeiten, also im linken Teil des Spektrums (Bewegungen aufeinander zu werden mit negativem Geschwindigkeitsvorzeichen definiert), während der R-Gipfel im rechten Teil des Spektrums bei positiven Geschwindigkeiten liegt. Die Richtung der Asymmetrie wird durch den Quotienten der Intensitäten V/R beschrieben.

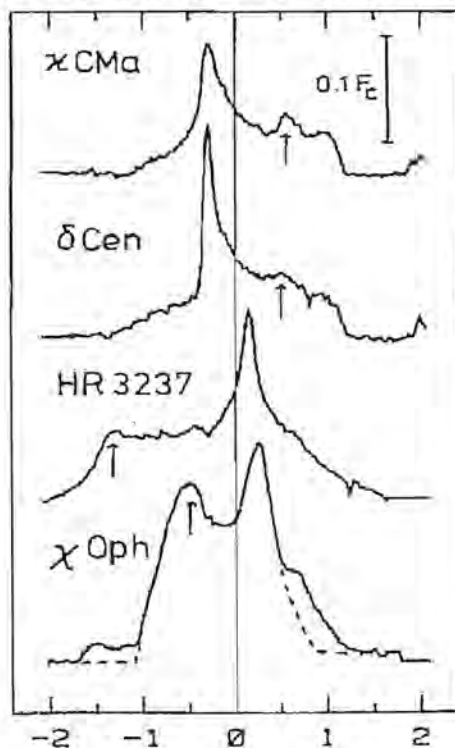


Abb. 6: Beispiele für asymmetrische Profile, Abszisse ist in Einheiten von $v \sin i$ skaliert. Die Pfeile geben die Positionen der V- und R-Gipfel an (aus: Hanuschik, A&A, 1988, 190, 196).

Die Langzeitanalyse vieler Be-Spektren ergibt nun, dass die V/R-Asymmetrien typischer Doppelgipfelprofile in der Regel einige Jahre lang die gleiche Richtung zeigen, dann jedoch oft in die entgegengesetzte Richtung umschlagen und wiederum einige Jahre in dieser verharren, bis schließlich wieder eine Umkehr der Asymmetrie in die zuerst beobachtete Richtung erfolgt. Die Periodenlänge aufeinanderfolgender Zyklen solcher V/R-Variationen sind i.a. nicht streng konstant und variieren auch merklich bei unterschiedlichen Be-Sternen. Mittlere Zykluszeiten liegen zwischen einigen Jahren und einigen Jahrzehnten [14].

Die zyklischen Variationen der relativen Doppelgipfelintensitäten sind in der Regel verbunden mit entsprechenden zyklischen Variationen der Radialgeschwindigkeiten der Intensitätsmaxima und der zentralen Absorptionskomponenten der Profile. Der jeweils hellere Emissionsgipfel scheint dabei mit zunehmender Intensität auf die Linienmitte zuzuwandern [10].

Zur Deutung der auffallenden V/R-Variationen vieler Be-Sterne wurden verschiedene Modelle vorgeschlagen:

1. Expansions-Kontraktions-Modell

Die zirkumstellare Hülle durchläuft nacheinander zyklische Expansions- und Kontraktionsphasen, so dass die Spektren mitpulsieren. Bei der Expansion erhält man $V/R < 1$, bei der Kontraktion $V/R > 1$. Diese Vorstellung wurde von McLaughlin (1962) zum ersten Mal vorgeschlagen.

2. Modell vom elliptischen Gasring

Nach der Vorstellung von Shu-Shu Huang [15] ist die Scheibe ein elliptischer Gasring, der im Schwerfeld des abgeplatteten Sterns präzidiert. Die Präzessionsperiode entspricht dabei einem V/R-Zyklus. Problematisch bleibt allerdings die Stabilität einer solchen Konfiguration. Eine Diskussion dieser Idee findet man bei Hanuschik [16].

3. Doppelsternhypothese

Die Entstehung der Scheibe wird durch den Massenüberfluss von dem Be-Stern auf den Begleitstern erklärt. Der V/R-Zyklus entspricht dann der Umlaufperiode des Doppelsternsystems. Wie schon Abschnitt 1.3.1 erläutert, kann man allerdings davon ausgehen, dass die meisten Be-Sterne Einzelsterne sind und deshalb anderen Mechanismen als der Wechselwirkung mit einem Begleitstern gehorchen.

4. Sternwindmodell

Durch variable Sternwinde kann es zu variablem Massenüberfluss auf die Gasscheibe kommen. Wenn diese Materie mit der kühlen Gasscheibe in Wechselwirkung steht, kann es zu erheblichen Störungen in der Scheibe kommen. Es muss allerdings bezweifelt werden, ob diese Störungen periodischer Natur sein können.

5. Modell einer Dichtewelle

Zur Erklärung der asymmetrischen Profile wird eine Störung in der Dichteverteilung der Keplerscheibe angenommen. Okasaki formulierte 1991 die Vorstellung einer wellenförmigen Dichtestörung, die in der differentiell rotierenden Scheibe umläuft [17]. Eine solche Störung würde sich durch eine Umverteilung der Materie in der Scheibe äußern, so dass auf der Hüllenseite mit der erhöhten Dichte mehr Teilchen zum Strahlungsfluss beitragen als auf der Seite der erniedrigten Dichte. Es käme dadurch zu einem großen Ungleichgewicht an Teilchenzahlen, die sich auf den Beobachter zu bzw. von ihm fortbewegen, und deshalb zu asymmetrischen Geschwindigkeitsspektren. Eine Veranschaulichung dieser Idee ist in der folgenden Abbildung 7 dargestellt. Die dargestellte Scheibe bewege sich in Gegenuhreigerichtung.

Das Modell einer wellenförmigen Dichtestörung gibt in bisherigen Untersuchungen (siehe [17], [14]) die beobachteten Eigenschaften der V/R-Variationen am besten wieder, so dass weitere Untersuchungen mit Hilfe dieser Modellvorstellung aussichtsreich erscheinen.

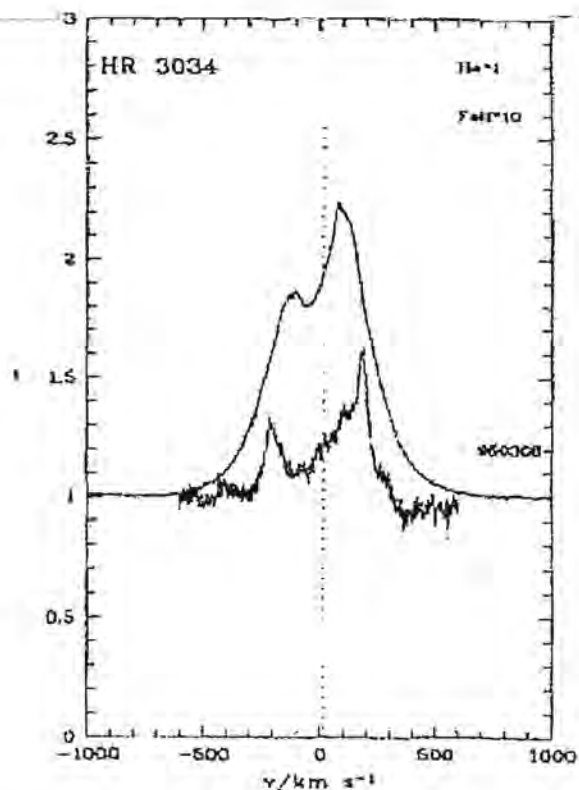
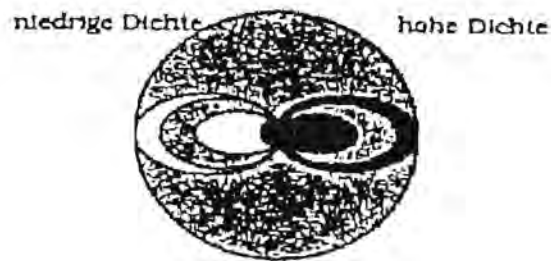


Abb. 7: Ursache der Profilsymmetrien durch Dichtestörung

Auch die Ursache der zum Teil dramatischen irregulären Helligkeitsvariationen bei Be-Sternen könnte in dem Anwachsen und Abklingen von Dichtestörungen in den umlaufenden Gasringen, evtl. in Verbindung mit Instabilitäten in den äußeren Schichten der schnell rotierenden Zentralsterne, zu suchen sein.

Die Ermittlung der Parameter dieses Modell-Ansatzes geschieht einerseits durch direkte Analysen der beobachteten Spektren, andererseits durch physikalisch sinnvolle Rand- und Nebenbedingungen. Be-Sterne sind relativ nahe heiße Hauptreihen- oder Riesensterne, die aufgrund ihrer Helligkeit gut zu erforschen sind. Wie hier gezeigt wurde, sind die Scheiben um Be-Sterne keine Kontinuumsquellen, sondern senden Linienstrahlung aus. Aus den im Wesentlichen durch den Dopplereffekt bestimmten Formen dieser Emissionslinien lassen sich Aussagen über die Verteilung und den Bewegungszustand des Gases in der Scheibe gewinnen. Be-Sterne stellen daher ein ideales Labor für das Verständnis stellarer Akkretionsscheiben dar.

Literatur

- [1] Dachs, J., Sterne und Weltraum 1995, 11, S. 798
- [2] Slettebak, A. The Be-Stars, Space Science Reviews, 1979, 23, 541
- [3] Snow, T., Astrophys. J. Suppl., 1982, L39, 153
- [4] Scheffler H., Elsässer H., Physik der Sterne, BI-Wiss.-Verl., 1990, S. 187
- [5] Slettebak A., Astrophys. J. Suppl., 1982, 50, 55
- [6] Slettebak A., IAU Symp. 1976, Nr. 70, 123
- [7] Hanuschik R. W., A&A, 1996, 308, 170
- [8] Dachs J., Engels D., Kiehl R., A&A, 1986, 194, 176
- [9] Kzriz S., Harmanec P., Bull. Astron. Inst. CSSR, 1975, 26, 65
- [10] Hanuschik R.W., Hummel W., Sutorius E., Dietle O., Thimm G., A&A 1996, 116, 309
- [11] Baade D., in: Physics of Be-Stars (IAU Coll.92), 1987, 361
- [12] Bjorkman J.E., Cassinelli J.P., Astrophys. J., 1993, 409, 429
- [13] Hummel W., Dachs J., A&A, 1992, L17, 262
- [14] Hanuschik R.W., Hummel W., Sutorius E., Dietle O., A&A, 1995, 300, 163-176
- [15] Huang, S.S., ApJ, 1973, 183, 541
- [16] Hanuschik, R.W., A&A, 1988, 190, 195-197
- [17] Okasaki, A.T., Pub. Astron. Soc. Japan, 1991, 43, 75-94

Digitale Spiegelreflexkamera Canon EOS 20 D – Ein Detektor für die Sternspektroskopie?

(von Bernd Hanisch, Lebus bei Frankfurt/Oder)

Seit Digitalkameras auch als Spiegelreflexkameras mit abnehmbaren bzw. auswechselbaren Objektiven zu erschwinglichen Preisen im Handel sind, stellt sich die Frage, inwieweit diese Kameras für die Sternspektroskopie anwendbar sind bzw. eine Alternative zu den üblichen gekühlten CCD-Astrokameras darstellen. Die Motivation zur Erprobung einer Digitalkamera für diese Anwendung ergab sich vor allem durch den vergleichsweise großen Chip sowie durch die einfache und kompatible Anbindung an einen vorhandenen Objektivprismenspektrografen. Nachfolgend wird am Beispiel der EOS 20 D von Canon über einige, für die Sternspektroskopie wichtige Merkmale von Digitalkameras berichtet sowie kurz die Auswertung von mit einer Digitalkamera aufgenommenen Sternspektren beschrieben.

1. Der EOS 20 D-Chip: allgemeine Merkmale, Rauschen, spektrale Empfindlichkeit

Die EOS 20 D ist eine digitale Spiegelreflexkamera für den ambitionierten Fotografen. Sie besitzt einige grundlegende Funktionsmerkmale, die auch für die Sternfotografie und –spektroskopie unabdinglich sind:

- die Möglichkeit der Dauerbelichtung
- ein echtes Rohformat (CR 2)
- Wahlmöglichkeiten für die Empfindlichkeit zwischen 100 und 3200 ASA
- eine Rauschunterdrückungsfunktion
- einer Farbtiefe von 12 Bit je Kanal (intern 36 Bit)

Ferner ist sie mit einem Betriebsgewicht (ohne Objektiv aber mit AKKU) von 786 g ohne weiteres an kleineren Teleskopen zu befestigen und mit diesen von Montierungen mittlerer

Stabilität zu tragen. Zum Zeitpunkt der Anschaffung im Herbst 2005 war die Kamera ohne Objektiv für ca. 1380 € zu haben. Wichtige Merkmale des Chips sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

Parameter	Eigenschaft
Art des Chips	CMOS
Größe des Chips	22,5 mm x 15 mm
Anzahl der Pixel	3504 x 2336 2544 x 1696 1752 x 1168
Größe der Pixel	6,4 μm x 6,4 μm 9,6 μm x 9,6 μm 12,8 μm x 12,8 μm
Dunkelstrom	0,7 Elektronen / s bei 22 °C [1]
Ausleserauschen bei 400 ASA	ca. 7,4 Elektronen / s [1]
Gain – Faktor in ADU bei 400 ASA	3,1 Elektronen / ADU [1]

Tabelle 1: Eigenschaften des Chips der EOS 20 D

Der Chip der EOS 20 D ist nach neuester CMOS-Technologie (Complementary Metal-Oxide Semiconductor) gefertigt. Im Unterschied zur CCD werden die aufwendigen Ladungstransporte zu einer Ausleseinheit (Gate) vermieden. Das Auslesen und Verstärken des Signals erfolgt direkt in jedem Pixel, was u.a. zu einem schnelleren Bildauslesen und zu einem verminderten Überlaufen der Pixel (Blooming) führt. Trotz der fehlenden Kühlung kann bei 400 ASA mindestens 5 Minuten bei vertretbarem Rauschen belichtet werden s. u. [2].

Der große Chip (fast 2/3 des Kleinbildformates) ermöglicht es, mit einer Aufnahme im Vergleich zu den handelsüblichen Astrokameras bei vergleichbaren Spektrografenparametern einen größeren Wellenlängenbereich abzubilden. So findet in der Kombination des Meniscas 180/1800 mit dem 5°-Objektivprisma (SF 2) das gesamte sichtbare Spektrum auf dem Chip Platz, während mit der Kombination Meniscas 180/1800 und 45°-Objektivprisma (BK2) etwa der Bereich von H α bis H γ mit einer Aufnahme abgebildet werden kann.

Die EOS 20 D verfügt über eine so genannte Rauschunterdrückungsfunktion. Ist diese aktiviert, erfolgt nach jeder Aufnahme genau solange, wie belichtet wurde, eine Rauschunterdrückung. Die Kamera steht in dieser Zeit für weitere Aufnahmen nicht zur Verfügung. Abb. 1 zeigt den Effekt der Rauschunterdrückungsfunktion an zwei Dunkelbildern (40-Pixelscan über das gesamte Bildformat) mit je 5 min Belichtungszeit bei 21 °C und 400 ISO mit und ohne aktivierte Rauschunterdrückungsfunktion.

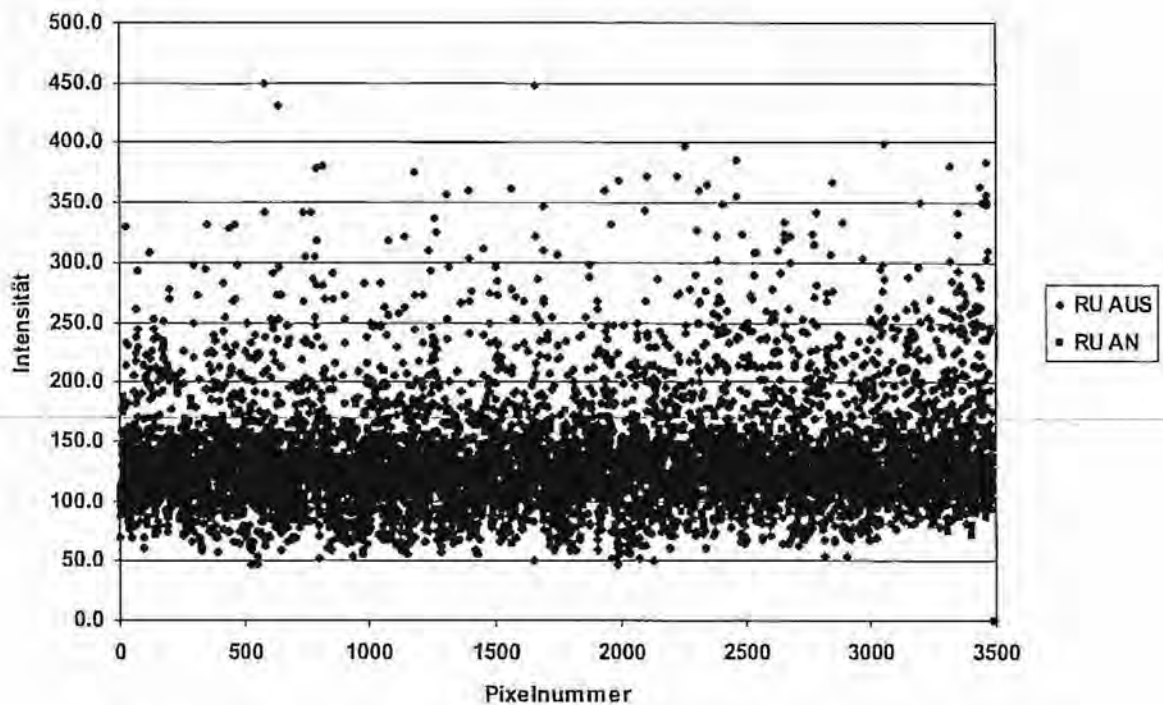


Abb.1: 5 min Dunkelbild bei 400 ASA und 21 °C
mit (hell) und ohne (dunkel) Rauschunterdrückung (RU)

Offensichtlich vermindert die Rauschunterdrückungsfunktion den Streubereich des Rauschens. Während ohne Rauschunterdrückungsfunktion (blaue Punkte) im dargestellten Fall Pixelintensitäten zwischen 50 und 450 gemessen wurden, wird mit der Rauschunterdrückungsfunktion (rote Punkte) der Intensitätsbereich von etwa 80 bis 160 vermindert.

Ein weiteres wichtiges Merkmal eines Chips für die Sternspektroskopie ist seine spektrale Empfindlichkeitsverteilung. Diese wurde mit Hilfe einer Halogenlampe als kontinuierliche Strahlungsquelle für die einzelnen Farbkanäle und in Summe ermittelt. Das Ergebnis zeigt Abb. 2 .

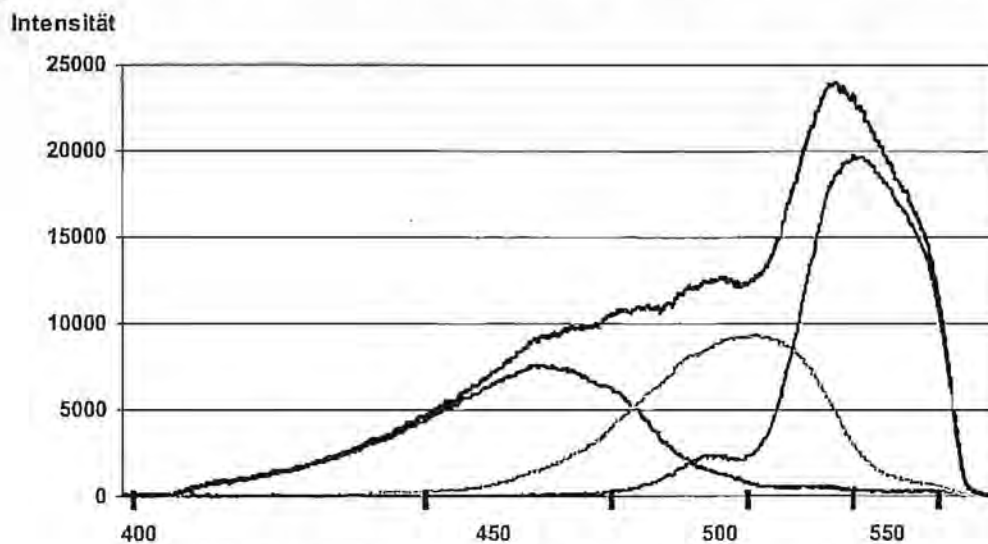


Abb.2: Objektivprismenspektrum eines Kontinuumstrahlers
(Halogenlampe als künstlicher Stern) auf dem Chip der EOS 20 D

Aufnahme mit Meniscas 180/1800 mit 5°-Objektivprisma SF 2:

rote Kurve = R-Kanal, grüne Kurve = G-Kanal, blaue Kurve = B-Kanal, schwarze Kurve =
Summenkurve R+G+B

Der gesamte durch den Chip der EOS 20 D abgebildete Spektralbereich reicht von 670 nm im Roten bis zu 415 nm (kurz vor H δ) im Blauen. Dies ermöglicht zwar (noch) die Spektroskopie der für viele Beobachtungen wichtigen H α -Linie, obgleich sich diese schon im stark absteigenden Ast der Empfindlichkeit befindet. Eine größere Rotempfindlichkeit könnte durch ein Entfernen des in der Kamera eingebauten IR-Sperrfilters erreicht werden. Eine solche Maßnahme würde die Kamera allerdings zu einer reinen Astrokamera machen, da sich der Weißabgleich verändert und eine Fokusdifferenz zwischen Sucher und Chip entsteht [2]. Die Empfindlichkeitsmaxima des Rot-, Grün-, und Blaukanals liegen bei ca. 600 nm (R), 550 nm (G) bzw. 470 nm (B). Die Summenkurve hat ihr Maximum etwa bei 580 nm. Insgesamt besitzt dieser Chip zwischen 550 nm und 650 nm seine größte Empfindlichkeit. Leider lässt die Blauempfindlichkeit sehr zu wünschen übrig, was insbesondere bei der Sternspektroskopie mit Prismen wegen der in diesem Bereich bedeutend größeren Dispersionen von Nachteil ist. In Abb. 3 ist anhand eines Atair-Spektrums die Grenze der Blauempfindlichkeit dargestellt.



Abb. 3 Spektrum des Sterns Atair aufgenommen am 23.09.2005 mit Meniscas 180/1800 und Objektivprisma 45° BK 2, Belichtung 231 s bei ISO 400

2. Spektrenauswertung

Die Auswertung der im RAW-Format aufgenommenen (!) Spektren kann z.B. entsprechend der nachfolgend dargestellten Schrittfolge vorgenommen werden:

1. Konvertieren der Rohspektrens *.CR2 in ein lineares 16-Bit Tiff-Bild mit dem Bildverarbeitungsprogramm *Image J*
2. Bild gegebenenfalls drehen und scheiden sowie einzeln im R-, G-, und B-Kanal scannen (inclusive Himmelshintergrund) mit *Image J*
3. den erhaltenen Scan als Textdatei abspeichern und in *Excel* weiterbearbeiten (Abzug des mittleren Hintergrundes, gegebenenfalls Aufsummierung der Kanäle, Zuordnung der Wellenlängen zu den Pixeln mit polynomischer Regression)
4. Abspeichern der so bearbeiteten Datei als formatierten Text und Weiterbearbeiten mit *MK 32*
5. Kontinuumsnormierung und Bestimmung von Äquivalentbreiten mit *MK 32*
6. Darstellung des normierten Spektrums mit fotografischem Bild in *Excel*

Ein mit der EOS 20 D aufgenommenes und entsprechend der o.g. Reihenfolge aufbereitetes Objektivprismenspektrum des Sterns ρ Cygni zeigt Abb. 4.

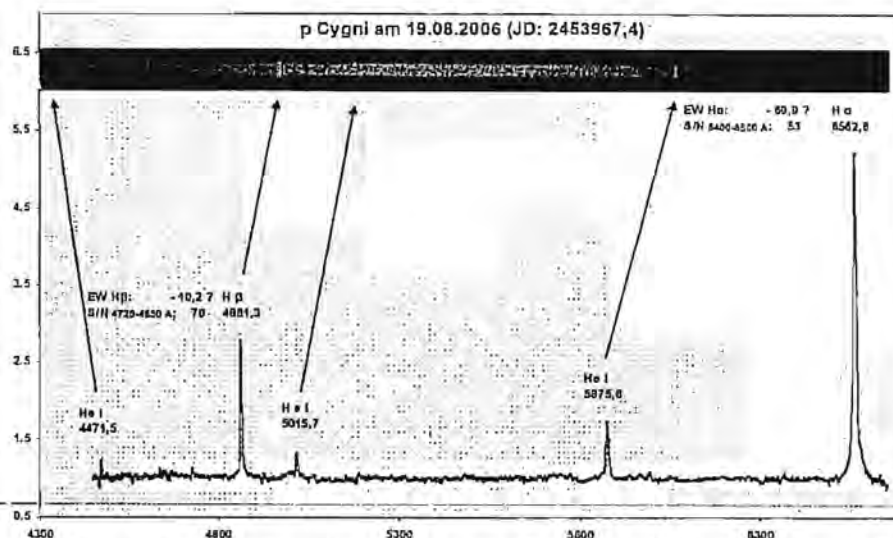


Abb. 4: Objektivprismenspektrum des Sterns p Cygni. Aufgenommen am 19.08.2006 mit Meniscas 180/1800 und Objektivprisma 45 ° BK 2, Belichtung 9 min bei ISO 400, 25 x in Deklination gependelt, Aufnahme mit Rauschunterdrückung

Wegen der geringen Dispersion ($1,1 \text{ \AA}/\text{Pixel}$ bei H α bzw. $0,48 \text{ \AA}/\text{Pixel}$ bei H β) ist im abgebildeten Spektralbereich das typische P-Cygni-Linienprofil (blauseitige Absorption neben den Emissionslinien) nur andeutungsweise bei der im Spektrum abgebildeten kurzwelligsten Linie (He I bei $4471,5 \text{ \AA}$) zu erkennen. Eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses ist zur genaueren Bestimmung der Äquivalentbreiten durchaus wünschenswert, scheint aber durch längere Belichtung bei gleichzeitiger Reduzierung der ISO-Zahl, Aufsummierung mehrerer Aufnahmen sowie eine geringere Spektrenverbreiterung erreichbar. Im zu diesem Spektrum gehörigen Rohspektrum besitzt die H α -Linie im Rot-Kanal beispielsweise eine Maximalintensität von 17300, während der Himmelshintergrund in diesem Spektralbereich eine Intensität von etwa 180 (90-Perzentil 225) aufweist und damit nur wenig über dem Wert einer 5-minütigen Dunkelaufnahme mit Rauschunterdrückung liegt (siehe Abb. 2).

3. Fazit

Digitale Spiegelreflexkameras eignen sich neben ihrer eigentlichen Zweckbestimmung als Fotoapparate prinzipiell auch zur Detektion und quantitativen Auswertung von Sternspektren. Auf den relativ großen Chips können vergleichsweise große Spektralbereiche abgebildet werden. Aufwendige Kühlmechanismen sind bei Anwendung von CMOS-Chips nicht erforderlich. Trotzdem sind Dauerbelichtungen von 5-10 min bei ISO 400 durchaus möglich. Als unbefriedigend ist, zumindest ohne Ausbau des IR-Sperrfilters, die spektrale Empfindlichkeitsverteilung mit der bereits bei der H α -Linie stark abnehmenden Intensität sowie die geringe Blauempfindlichkeit anzusehen. Letzteres schränkt die Verwendung dieser Kameras für Prismenspektrografen stark ein, da diese gerade im blauen Spektralbereich wegen der hohen Dispersionen ihre Vorteile haben. Wer einen guten Fotoapparat und einen einigermaßen preiswerten Spektrografendetektor in einem haben will, mit einer endlichen Anzahl von Aufnahmen einen Überblick über den sichtbaren Spektralbereich eines Sterns erlangen will, und bereit ist, die genannten Einschränkungen bei der spektralen Empfindlichkeit zu akzeptieren, ist mit einer digitalen Spiegelreflexkamera wie der EOS 20 D von Canon nicht schlecht beraten.

Literatur:

- [1] <http://www.astrosurf.com/buil/20d/20dvs10d.htm>
- [2] Schröter, K.-P.; (2005): Das Come-back der Spiegelreflexkamera, Sterne und Weltraum April 2005, S. 74-76