

Physikalisches F-Praktikum

Emmissionslinienspektroskopie

Praktikanten: Nils Kanning
Steffen Klemer
fprak@noch-mehr-davon.de

Durchgeföhrt am: 05.05.2008

Gruppe: II-WiSe 0708-6

Assistent: Markus Hundertmark

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Theorie	4
2.1	Spektroskopie	4
2.2	Entstehung der Emissionslinien	4
2.3	Wolf-Rayet Sterne	7
2.4	Aktive galaktische Kerne	8
3	Aufbau und Durchführung	9
3.1	Datenaufbereitung	10
4	Auswertung	10
4.1	WR 140	10
4.2	M51	13
5	Ergebnis	15
A	Tabellen und Abbildungen	16
	Literatur	17

1 Einleitung

Die Spektroskopie stellt einen der wichtigsten Grundpfeiler der modernen Astronomie dar. Mit ihrer Hilfe wird das Licht entfernter Objekte in seine Bestandteile zerlegt. Hieraus können dann Informationen über die Zusammensetzung eines Objektes, aber auch Geschwindigkeit und Entfernung bestimmt werden.

Nachdem wir bereits im Anfängerpraktikum ein Prismen- und ein Gitterspektroskop untersucht hatten, wollen wir nun einen Wolf-Rayet-Stern spektroskopieren sowie eine Galaxie vermessen.

2 Theorie

2.1 Spektroskopie

Mit der Spektroskopie haben wir uns ja bereits im A-Praktikumsversuch Nummer 23 beschäftigt [Kan07]. Daher jetzt einfach die Formeln im Schnelldurchgang:

Das Auflösungsvermögen ist definiert als

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}.$$

Je höher dieses ist, desto näher liegende Linien können getrennt werden. Der minimale noch trennbare Abstand ist $\Delta\lambda$ und wird auch als (volle) *Halbwertsbreite* der Spektrallinie einer Kalibrationslampe bestimmt.

Wir verwenden einen Gitterspektrographen. Allgemein gilt für die Auflösung eines Gitters

$$R = Nm$$

mit der Anzahl an Linien N und der beobachteten Ordnung m .

2.2 Entstehung der Emissionslinien

Mit Hilfe der Quantenmechanik kann die Emission von Licht als ein Übergang eines Elektrons zwischen verschiedenen Energieniveaus beschrieben werden. Ohne zusätzliche Effekte wäre die Frequenz $\nu = E/h$ ein Delta-Peak in einem normierten Intensitäts-Frequenz Diagramm. Dies wird aber bereits durch die Energie- und Zeitunschärfe aufgehoben. Wir erhalten die so entstehende *natürliche Linienbreite* über den Ansatz einer gedämpften ebenen Welle $E(t, x) = E_0 e^{-\gamma/2} e^{-i\omega_0 t}$. Betrachten wir diese im Frequenzraum und quadrieren, so erhalten wir für die Intensität eine Lorentzverteilung:

$$I(\omega) = I_0 \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2/4} \quad (1)$$

$$I(\Delta\omega) = I_0 \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{(\Delta\omega)^2 + \gamma^2/4} \quad (2)$$

Hier bezeichnet ω_0 die ungedämpfte Frequenz. Die Werte $\Gamma = \gamma/2\pi$ und γ werden auch als natürliche Linienbreite bezeichnet. Bei Frequenzen $\omega = \omega_0 \pm \gamma/2$ ist die Intensität jeweils auf die Hälfte abgefallen.

Durch Kollisionen mit anderen Atomen und Molekülen in der dichten Sternatmosphäre können Übergänge zu kleineren Niveaus induziert werden. Dies beeinflusst die Übergangswahrscheinlichkeit und damit die Unschärfe. Folglich verbreitert sich die Linie um einen Wert γ_c , die Linienbreite ist nun also $\gamma + \gamma_c$; die Verteilung bleibt aber dieselbe.

Ein anderer Effekt ist die Verbreiterung durch Dopplerverschiebungen in Folge der thermischen Bewegung in Sichrichtung v_s . Für kleine Geschwindigkeiten $v \ll c$ gilt

$$\Delta\omega = \omega_0 v_s / c. \quad (3)$$

Nehmen wir eine Maxwellverteilung der Geschwindigkeiten ($\sim v^2 e^{-v_s^2 m / 2kT}$) an, so erhalten wir

$$I(\Delta\omega) = I_0 e^{-mc^2(\Delta\omega)^2 / 2\omega_0^2 kT}. \quad (4)$$

Mit der Teilchenmasse m , der BOLTZMANNKonstanten k und der Temperatur T . Die Intensität ist Gauß-verteilt, wobei die Halbwertsbreite

$$\delta = \omega_0 \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{mc^2}}$$

ist. Dies ist breiter als die (auch durch Kollisionen erweiterte) natürliche Breite, fällt durch die Exponentialfunktion aber schneller ab. Außer durch die thermische Bewegung kann die Dopplerverbreiterung auch durch turbulente Bewegungen auf dem Stern, zum Beispiel Winde, hervorgerufen werden. Dies findet vermutlich auf den betrachteten Wolf-Rayet Sternen statt.

2.2.1 Besetzungsstatistiken

Die bisher gemachten Aussagen gelten so nur für einzelne Übergänge. Für die beobachtete Strahlung sind aber eine Vielzahl solcher notwendig. Es ist folglich unabdingbar die Besetzungsdichten der einzelnen Energieniveaus zu betrachten. Dies kann leicht mit den Mitteln der statistischen Mechanik erfolgen, was aber ein thermodynamisches Gleichgewicht erfordert. Offensichtlich ist der Stern als ganzes aber nicht im Gleichgewicht, sonst würde er nicht (oft sogar als Schwarzkörper) strahlen. Man nimmt nun an, dass sich intensive Größen wie die Temperatur zwar über den Körper ändern, jedoch so langsam, dass für jeden Punkt innerhalb einer Umgebung die Annahme des thermodynamischen Gleichgewichts gilt (*Lokales Thermodynamisches Gleichgewicht - LTE*).

Verwenden wir für die Elektronen eines Zustands die Dirac-Statistik (vgl. [Sch06, Kap. 4.2]) und betrachten den klassischen Grenzfall einer sehr kleinen *Fugazität* $z := e^{\mu/kT} \ll 1$ (μ - chemisches Potential), so sind die Besetzungszahlen eines Zustandes j gegeben durch die BOLTZMANN-Statistik

$$\frac{n_j}{n_0} = \frac{g_j}{g_0} e^{-\frac{\Delta E}{kT}}. \quad (5)$$

n_0 ist die Besetzung des Grundzustandes, ΔE der Energieunterschied zwischen Grund- und j -Zustand. g ist der Entartungsgrad. Einen Beitrag leistet die Spin-Entartung, die aber für beide Zustände $2(2s + 1)$ ist. Dazu kommt dann noch die Drehimpulsentartung, so dass (im vereinfachten Fall des Wasserstoffs ohne Spin-Spahn-Kopplung) $g_n = 2n^2$ ist, mit der Hauptquantenzahl n .

Die Bedingung $z \ll 1$ ist bei sehr hoher Temperatur und sehr kleiner Dichte gegeben. Durch das Verhältnis der Intensitäten zweier Linien kann bei bekannten Entartungsgraden und Energien auf die Temperatur des Körpers geschlossen werden.

Meist sind die Intensitäten der zu ionisierenden Zustände aber leichter zugänglich. Hierfür müssen wir die Statistik etwas erweitern. Naiv gilt auch hier die Boltzmann-Statistik (Gl. 5). Für einen ionisierten Zustand A_+ gegenüber einem anderen A_0 unter Aussendung eines Elektrons gilt:

$$\frac{n_+}{n_0} = \frac{g'_+}{g_0} e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (6)$$

$g'_+ := g_e \cdot g_+$ setzt sich aus der Entartung des Ions und des abgestrahlten Elektrons zusammen. Die Elektronenentartung erhalten wir über die Phasenraumdicke eines Elektronengases (vgl. [Har06, Kap. 4:16]) mit dem Impuls p in einer Phasenraum-schale $[p, p + dp]$ und einem Volumen V :

$$g_e = Z(p)dp/n_e V = 4\pi g_s p^2 dp/n_e h^3$$

Dabei ist $g_s = 2$ die Spin-Entartung, n_e die Elektronendichte und h das PLANCKSche Wirkungsquantum. Es folgt durch Integration von Gl. 6 über alle möglichen Momente p :

$$\frac{n_+ n_e}{n_0} = \frac{2g_+}{g_0} \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$$

m ist die Elektronenmasse.

Verallgemeinern wir die Aussage auf beliebige Ionen (nicht nur einfach geladene), so erhalten wir

$$n_e \frac{n_+}{n_0} = \frac{Q_+}{Q_0} 2 \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi_0}{kT}} \quad (7)$$

$$Q_i = \sum_{s=0}^{\infty} g_{i,s} e^{-\frac{\chi_{i,s}}{kT}}$$

Q_i ist die Zustandssumme des Ions, wobei das statistische Gewicht der verschiedenen möglichen Anregungen s $g_{i,s}$ eingeht. $\chi_{i,s}$ ist die jeweilige Anregungsenergie, χ_0 die Ionisationsenergie um das weniger geladene Atom in den höheren Zustand zu versetzen.

2.2.2 Bestimmung der Elektronendichte

Wir können die Sahagleichung (Gl. 7) verwenden, um die Elektronendichte in aktiven Galaxien und [H II]-Regionen zu bestimmen. Hierzu betrachten wir das Verhältnis der Intensitäten bestimmter, durch Kollisionen abgeregter, benachbarter Energieniveaus wie [O II] ($\lambda 3729/ \lambda 3726$) oder [S II] ($\lambda 6716/ \lambda 6731$). Mit der Annahme, dass sich die Intensitäten wie die Teilchendichten verhalten und tabellierten Werten der Zustandssummen (Tab. 1) und Ionisationsenergien, können wir zusammen mit der zum Beispiel über die Boltzmann-Gleichung ermittelten Temperatur die Elektronendichte über Gl. 7 bestimmen. Da dies getrennt für verschiedene Linienpaare erfolgen kann, können Rückschlüsse auf Elektronendichte und Temperatur in den eventuell unterschiedlichen Entstehungsgebieten dieser Linien gezogen werden.

	$\log Q_I$	Q_I	$\log Q_{II}$	Q_{II}
Ca	0.07	1.17	0.34	2.19
O	0.94	8.71	0.60	3.98
S	0.91	8.12	0.62	4.17

Tabelle 1: Zustandssummen ausgesuchter Elemente aus [Cox02, S. 32]

2.2.3 Alternative Bestimmung der Temperatur

Eine alternative Bestimmung der Temperatur ist der Vergleich mit einem Schwarzkörper gleicher Intensität. Über den WIENSchen Verschiebungssatz erhalten wir dann

$$T_{eff} = \frac{2897.7685(51)\mu\text{mK}}{\lambda_{max}}. \quad (8)$$

2.3 Wolf-Rayet Sterne

In diesem Versuch wollen wir so genannte *Wolf-Rayet* (*WR*) Sterne untersuchen. Benannt sind sie nach WOLF und RAYET, die 1867 erstmalig drei Sterne im Schwan mit den untypisch breiten Emissionslinien entdeckten. Sie befinden sich am Ende ihrer Entwicklung und sind im Allgemeinen sehr heiß ($\approx 50\,000$ K) und massereich ($\approx 10 M_\odot$).

Die breiten Linien werden starken Winden an der Oberfläche zugeschrieben, als Ursache also die bereits angesprochene Dopplerverbreiterung gesehen. Mit Gl. 3 können wir auf die Gesamtgeschwindigkeit schließen, von der wir dann den mittels

$$v_T = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

aus der Temperatur bestimmten thermischen Teil abziehen, um die Windgeschwindigkeit zu erhalten.

2.3.1 Arten von WR-Sternen

Wir unterscheiden heute grob zwei Arten von WR Sternen [Cro07]. Sterne mit intensiven He und N Linien (*WN*) und sowie Sonnen mit intensiven He, C und O Linien (*WC* oder *WO*). Hinzu kommen noch deutlich leichtere ($\approx 0.5 M_\odot$) Objekte in planetaren Nebeln, die identische spektrale Eigenschaften wie WR-Sterne haben.

Die WN Sterne gleichen im Wesentlichen den O Überriesen und zeigen (wie auch die WC Sterne) deutlich die Reste des CNO- Zyklus' und des Helium-Brennens. Bei den WN Sternen unterscheidet man noch nach dem Verhältnis der N III-V und He I-II Linie von WN2 bis WN5 für alte (early, *WNE*) und WN7 bis WN11 für junge (late, *WNL*) Sterne. WN6 kann beides sein. Ein *h* hinter dem Namen zeigt Spektrallinien des Wasserstoffs an, ein *w* bzw. *s* einen schwachen oder starken (HE II $\lambda 5412$ Breite $\leq 40\text{\AA}$) Stern.

Bei WC wird anhand des Verhältnisses von C III und C IV zusammen mit dem Auftreten von O III-V unterschieden zwischen WC4 bis WC9. Dabei sind WC4-6 alt (*WCE*) und WC7-9 jung (*WCL*). Die seltenen WO Sterne sind vergleichbar den WCE, haben aber eine intensive O VI $\lambda 3811$ Linie. Hier wird anhand der O V-VC und C IV Linien zwischen WO1-4 unterschieden.

WN/C Sterne sind durch C IV $\lambda 5801$ Linien gekennzeichnet. Für die Klassifikation siehe auch [Gro98].

Das Objekt, das wir beobachten wollen ist WR140 (HD193793), ein WC7 Stern in einem Doppelsternsystem zusammen mit einem hellen O4-5 Hauptreihenstern.

2.4 Aktive galaktische Kerne

Einige Galaxien strahlen innerhalb eines im Zentrum konzentrierten Bereichs in einigen oder allen Wellenlängenbereichen deutlich stärker als es zu erwarten wäre. Diese Bereiche nennt man deshalb *aktive Kerne* (eng. AGN - *Active Galactic Nucleus*) und die dazugehörigen Sternensysteme *aktive Galaxien*. Es wird angenommen, dass die Strahlung aus der Akkretion eines superschweren Schwarzen Lochs im Kern resultiert. Zu den AGN gehören Erscheinungen wie Quasare, Radiogalaxien oder Seyfert-Galaxien. Sie gehören zu den leuchtstärksten Objekten des Universums.

Als Standardmodell (vgl. [Car07, Kap. 28]) hat sich das einer Akkretionsscheibe durchgesetzt, auf der kalte Materie in das Schwarze Loch kreist. Oberhalb dieser Scheibe nimmt man eine ionisierte Wolke mit hohen Windgeschwindigkeiten an, die sich wieder durch breite Linien im Spektrum bemerkbar macht und deshalb auch *Broad-Line-Region BLR* genannt wird. Durch energiereiche Elektronen kommt es hier zum inversen Compton-Effekt, wobei schnelle Elektronen an energiearmen Photonen streuen, was zu deutlich sichtbarer Röntgenstrahlung führt. Aus zahlreichen populärwissenschaftlichen Veröffentlichungen bekannt, sind die senkrecht zur Akkretionsscheibe austretenden, bis zu Megaparsec langen relativistischen Jets aus geladenen Teilchen. Diese senden vor allem (aber nicht nur) eine charakteristische Radiostrahlung aus.

Die Einordnung in verschiedene Typen ist vor allem historisch bedingt und basiert weniger auf physikalischen Unterschieden. So werden grob *radio-quiet* und *radio-loud* AGNs unterschieden. Bei letzteren ist der Beitrag der Jets vernachlässigbar.

2.4.1 Berechnung von Eigenschaften aus dem Spektrum

Elektronendichte Es gibt metastabile Elektronenzustände, die unter Standardbedingungen praktisch unterdrückt (*verboten*) sind. Die Atome werden gewöhnlich durch Stöße mit Materie abgeregt. In stark verdünnten Gasen kann dies durch die nun lange Lebensdauer aber doch durch Strahlung passieren. Hat man dicht beieinander liegende Emissionslinien, die zu solchen verbotenen Übergängen gehören, kann man anhand des Intensitätsverhältnisses auf die Elektronendichteverhältnisse schließen. Durch Modelle erhält man (temperaturabhängige) Intensitäts-Elektronendichte-Diagramme, aus denen man die Dichte dann direkt ablesen kann. (vgl. auch [Pfe00])

Entfernungsmessung Hubble hat das mehrfach bestätigte Gesetz aufgestellt, dass die Fluchtgeschwindigkeit und die Entfernung benachbarter Galaxien proportional sind:

$$v = H_0 r \quad (9)$$

$$H_0 = 73.2(32) \frac{km}{sMpc} \quad \text{vgl. [Hun08]} \quad (10)$$

Durch die beschleunigte Expansion der Raumzeit kommt es als Effekt der allgemeinen Relativitätstheorie zur Rotverschiebung z im Spektrum von Galaxien. Man

erhält sie zu

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \approx z \quad (11)$$

Aus den beiden letzten Gleichungen kann man folglich (sehr grob) die Entfernung bestimmen:

$$r \approx \frac{zc}{H_0}$$

Betrachten wir dies beispielhaft für den benachbarten Andromedanebel M31: SIMBAD ist zu entnehmen, dass die Rotverschiebung $z = -0.001004(23)$ ist. Damit wäre $v = -301(7)km/s$ und $r = -4.1(2)Mpc$. (Fehler mittels Fehlerfortpflanzung) Dagegen müssen wir aber die Rotationsgeschwindigkeit der Sonne um das galaktische Zentrum beachten, die $220km/s$ [Ele02] beträgt und damit in der gleichen Größenordnung wie die vermutete Fluchtgeschwindigkeit ist. Folglich erscheint die Abstandsbestimmung mit dieser Methode in diesem Fall wenig sinnvoll.

Geschwindigkeit der Zentrumsregion Durch die hohe Rotationsgeschwindigkeit der Gas- und Staubwolken im Galaxienzentrum, erhalten wir eine große Dopplerverbreiterung der Emissionslinien. Wie oben gilt für die Breite $\Delta\lambda$:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}c = v_z \quad (12)$$

3 Aufbau und Durchführung

Die Daten wurden mit dem 50cm- Spiegelteleskop der Astrophysik der Universität Göttingen aufgenommen. Dessen genaue Daten finden sich auf http://www.astro.physik.uni-goettingen.de/institute/telescope/basic_data.de.html.

Als Spektrograph kam **Tragos** zum Einsatz. Er besitzt ein Transmissionsgitter und hat folgende Spezifikationen:

Gitterliniendichte	207 lines/mm
Spaltbreite	50 μ m
Auflösung	233
Wellenlängenbereich	400-670 nm

Wir haben am Abend des 05.05.2008 bei leichter Bewölkung zusammen mit Markus Hundertmark und zwei anderen F-Praktikanten gemessen. Die beobachteten Objekte sind u.a. die Spiralgalaxie M51 und der Wolf-Rayet Stern WR140. Die genauen Belichtungszeiten und Positionen der Objekte lassen sich Abb. 1 entnehmen.

Slit bezieht sich auf Realbild-Aufnahmen von der Oberfläche des Spektrographen, *spec* auf Bilder des Spektrographen. In der Auswertung beschränken wir uns auf die oben erwähnten Objekte. Die Messung des WR136 konnten wir aufgrund einer Wolke leider nicht beenden.

3.1 Datenaufbereitung

Das 40 Minuten Spektroskopie-Bild von M51 (`m51spec4`) und die 10 Minuten Messung des WR140 (`wr140spec1`) wurden weiterverarbeitet. Von M51 wurde ein Bias (aufgenommen am Folgetag) abgezogen. Die Darkkorrektur mit einem aus den 15 einminütigen Darks gemittelten und potenzierten Bildes, brachte keinerlei Verbesserung und wurde daher verworfen. Von WR140 wurde direkt das Autodark-korrigierte Bild verwendet.

Zunächst haben wir das 0.5s Kalibrationsspektrum einer He-Ne-Lampe mittels des Programms `Midas` gefittet. Die Zuordnung der Linien war nur in einem kleinen Bereich möglich, der Fit relativ schlecht. Damit wurden von `Midas` die Bilder von WR140 und M51 korrigiert und handlich zu einer csv-Datei verpackt. Die anderen Kalibrationsaufnahmen lieferten auch keine besseren Ergebnisse.

4 Auswertung

4.1 WR 140

4.1.1 Bestimmung der Windgeschwindigkeit

Von dem Wolf-Rayet Stern WR 140 wollen wir zunächst die Windgeschwindigkeit bestimmen. Dabei machen wir uns, wie im Theorieteil diskutiert, zu Nutze, dass die Breite der Spektrallinien durch die Dopplerverbreiterung erhöht wird. Wir werden dann die gemessenen Linien mit einer Gauß-Kurve fitten und aus der Breite dieser Kurve auf die Windgeschwindigkeit schließen.

Ebenfalls aus dem Theorieteil (vgl. Gl. 4) kennen wir die Intensitätsverteilung einer Linie der Frequenz ω_0 :

$$I(\omega) = I_0 \exp\left(\frac{-mc^2(\omega - \omega_0)^2}{2\omega_0^2 kT}\right)$$

Da die gemessenen Spektren als Funktion der Wellenlänge vorliegen, wollen wir die obige Gleichung nun durch Wellenlängen $\lambda = 2\pi c/\omega$ ausdrücken. Dazu bemerken wir zunächst:

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda} \approx \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0}$$

Somit wird die Verteilung zu:

$$I(\lambda) = I_0 \exp\left(\frac{-mc^2(\lambda - \lambda_0)^2}{2\lambda_0^2 kT}\right)$$

Die Breite dieser Gaußverteilung ist:

$$\sigma_\lambda = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{kT}{m}}$$

Wir können nun mit unserem Wissen über die Boltzmannverteilung der Temperatur T eine Geschwindigkeit zuordnen:

$$\frac{m}{2}v^2 = kT \tag{13}$$

Damit ergibt sich:

$$\sigma_\lambda = \frac{\lambda_0}{2c} v$$

Nun rührt die gemessene Breite der Linien $\sigma_{\lambda \text{ gem}}$ jedoch nicht nur von der thermischen Bewegung der Teilchen sondern auch von makroskopischen Teilchengeschwindigkeiten her. Diese makroskopischen Bewegungen bezeichnen wir als *Winde*. Somit gilt:

$$\sigma_{\lambda \text{ gem}} = \frac{\lambda_0}{2c} (v_{\text{therm}} + v_{\text{Wind}})$$

Dabei berechnen wir die thermische Geschwindigkeit nun gemäß Gl. 13 aus der Effektivtemperatur T_{eff} des Sterns. Zusammen ergibt dies für die Windgeschwindigkeit:

$$v_{\text{Wind}} = \sigma_{\lambda \text{ gem}} \frac{c\sqrt{2}}{\lambda_0} - \sqrt{\frac{2kT_{\text{eff}}}{m}} \quad (14)$$

Dieses Verfahren wenden wir nun auf den spektroskopierten Wolf-Rayet-Stern an. Das Spektrum mit den gefitteten Gaußkurven ist in Abb. 3 zu sehen.

Auf Grund des in der Abbildung zu erkennenden kontinuierlichen Hintergrundspektrums wurde bei den Fits eine additive Konstante zugelassen. Die Linien wurden also mit Gauß-Kurven der Form

$$I(\lambda) = I_0 \exp\left(\frac{-(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma_{\lambda \text{ gem}}^2}\right) + b$$

gefittet. Dabei kam die Software `gnuplot` zum Einsatz. Die sich ergebenden Werte sind in Tab. 3 zusammengefasst. Bei der für uns relevanten Breite $\sigma_{\lambda \text{ gem}}$ weicht insbesondere der Wert für die Linie bei $5602 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ deutlich von den anderen ab. Dies kann zum einen daran liegen, dass die Linie auf Abb. 3 etwas “nach oben abgeschnitten” erscheint. Außerdem lieferte der Fit hier ein b von 4406 und nicht, wie man laut der Abbildung erwarten würde, etwas über 5000.

Die $\sigma_{\lambda \text{ gem}}$ der anderen Linien liegen erfreulich dicht zusammen. Daher können wir schon an dieser Stelle hoffen, dass wir hieraus einen vernünftigen Wert für die Windgeschwindigkeit ableiten können, da dieser ja auch bei allen Linien gleich sein sollte.

In Tab. 6 sind auch die sich aus dem Fit ergebenden Korrelationsmatrizen dargestellt. Wir sehen, dass die für uns relevante Breite $\sigma_{\lambda \text{ gem}}$ bei allen Linien stark mit b und I_0 korreliert ist. Dies ist problematisch, da b sowie auch I_0 auf Grund des kontinuierlichen Hintergrunds nicht zuverlässig bestimmt werden können. Die oben angesprochene Abweichung der Linie bei $5602 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ illustriert gerade dieses Problem.

Trotz dieser Problematik eignen sich die gewonnenen Daten zur weiteren Auswertung.

Wir wollen nun also gemäß Gl. 14 die Windgeschwindigkeiten berechnen. Hierzu benötigen wir die effektive Temperatur T_{eff} von WR 140. Da diese Größe in der uns zugänglichen Literatur nicht auffindbar war, müssen wir uns mit einer Abschätzung begnügen. Aus [Ham95] und [Koe95] wissen wir, dass die effektive Temperatur bei Wolf-Rayet-Sternen typischerweise zwischen 30000 K und 100000 K liegt. Zur Bestimmung der Windgeschwindigkeit wählen wir daher die obere Grenze $T_{\text{eff}} = 100000 \text{ K}$. Zudem müssen wir die Masse m der Teilchen festlegen. Wir wählen

hier die kleinste mögliche Masse: die Protonenmasse $m = 1,672 \cdot 10^{-27}$ kg. Damit ergibt sich eine thermische Geschwindigkeit:

$$v_{\text{therm}} \lesssim 40700 \text{ m/s}$$

Mit dieser Zahl im Hinterkopf berechnen wir nun für alle Linien die sich aus Gl. 14 ergebende Windgeschwindigkeit unter Vernachlässigung des von der thermischen Geschwindigkeit herrührenden Terms. Die Ergebnisse sind in Tab. 4 zu finden. Wir erhalten den Mittelwert:

$$v_{\text{Wind}} = 2,67(10) \cdot 10^6 \text{ m/s}$$

Da selbst der Fehler dieses Wertes um Größenordnungen über unserer oberen Schranke für die thermische Geschwindigkeit v_{therm} liegt, rechtfertigt dies im Nachhinein, dass wir den Beitrag der thermischen Geschwindigkeit vernachlässigen können.

Der erhaltene Wert für die Windgeschwindigkeit v_{Wind} stimmt von der Größenordnung, sowie in etwa vom Zahlenfaktor mit Literaturwerten [Cro07] für die Windgeschwindigkeiten von anderen Wolf-Rayet-Sternen überein.

Wir wollen uns nun noch mit der Frage beschäftigen, ob die gemessene Kurve wirklich Gauß-förmig ist. Dazu tragen wir als erstes die Abweichung der Messung von dem Fit gegen die Wellenlänge auf (man spricht hier auch von *Residuen*). Dies wurde in Abb. 4 gemacht. Aus diesen Abweichungen wurde anschließend für jede Linie einzeln ein Histogramm erstellt. Diese sind in Abb. 5 zu sehen. Würde es sich bei den gemessenen Kurven wirklich um reine Gaußkurven handeln, so würden wir erwarten, dass die Abweichungen wieder Gauß-verteilt sind. Die Abbildung zeigt jedoch, dass dies offensichtlich nicht der Fall ist. Wie im Theorieteil bereits angedeutet, können wir dies damit erklären, dass es sich bei dem Spektrum um eine Überlagerung einer Lorentz- mit einer Gaußkurve handelt.

4.1.2 Identifikation der Linien

Wir versuchen nun die in Abb. 3 sichtbaren Linien mit Hilfe von [Tor87] zu identifizieren. Zunächst fällt auf, dass die Linien des in [Tor87, Fig. 4] abgebildeten Spektrums von WR 140 qualitativ mit den von uns gemessenen Linien übereinstimmen. Wir verwenden [Tor87, Fig. 11] zusammen mit [Tor87, Table 3] und [Tor87, Table 4] um den Linien Ionen zuzuordnen. Eine Zuordnung ist nicht immer eindeutig möglich. So scheinen manche Linien von mehreren Ionen herzuführen. Bei der Zuordnung verwenden wir auch die in den Tabellen angegebene Linienintensität um abzuschätzen, welche Ionen merklich zu Linien beitragen. Unsere Ergebnisse sind in Tab. 5 zusammengefasst. Es fällt auf, dass sich die von uns gemessene Wellenlänge der Linien insbesondere bei kleinen Wellenlängen deutlich von den erwarteten Werten unterscheidet.

4.1.3 Messung der Effektivtemperatur

Wir wollen nun mit Hilfe des Wienschen Verschiebungsgesetzes (Gl. 8) die effektive Temperatur T_{eff} des Wolf-Rayet-Sterns WR 140 bestimmen. Dazu lesen wir aus Abb. 3 die Position λ_{max} des Maximums des kontinuierlichen Hintergrunds ab:

$$\lambda_{\text{max}} = 6,25(25) \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

Mit dem Wienschen Verschiebungsgesetz erhalten wir so:

$$T_{\text{eff}} = 4636(185) \text{ K}$$

Da, wie bereits oben erwähnt, laut [Ham95] und [Koe95] Wolf-Rayet-Sterne typischerweise eine Temperatur von 30000 K - 100000 K haben, erscheint dieser Wert unrealistisch.

4.2 M51

4.2.1 Kalibration

Linie	Breite [\AA]	$F(\lambda)/F(H_\alpha)$
[O III] $\lambda 3727$	12,1	0,58
[Ne III] $\lambda 3869$	2,30	0,14
[S II] $\lambda 4068 + \lambda 4076$	0,39	0,036
[O III] $\lambda 4363$	0,18	0,020
[O III] $\lambda 4959 + \lambda 5007$	13,2	1,54
[O I] $\lambda 6300$	1,04	0,13
[O I] $\lambda 6363$	0,47	0,057
[N II] $\lambda 6548$	7,45	0,98
H_α $\lambda 6563$	8,35	1,00
[N II] $\lambda 6584$	27,0	3,23
[S II] $\lambda 6717$	4,01	0,48
[S II] $\lambda 6731$	4,34	0,52

Tabelle 2: Emissionslinien von M51 (aus [Ros83], ähnliche Werte auch in [Bre04])

Zunächst haben wir unser doch sehr verrauschtes Spektrum (Abb. 2) mit einer alten Messung verglichen ([Ros83]). Danach sollten wir bei M51 eigentlich die Spektrallinien aus Tab. 2 finden. Von diesen Linien sind zumindest die [N II] und die H_α -Linie zu finden. In der Nähe von $\lambda 4000$ finden wir noch ein Linienpaar. Der Vergleich mit der Tabelle zeigt, dass es sich nur um die [O III] Doppellinie handeln kann – diese liegt aber bei $\lambda 4959$. Die anderen Peaks im Spektrum lassen sich keiner anderen Linie zuordnen. Wir müssen das Spektrum also neu kalibrieren. Da wir faktisch nur 2 Werte zur Verfügung haben, entscheiden wir uns für einen linearen Fit. Dieser ist in Abb. 6 zu finden. Als Ergebnis erhalten wir mit $y = ax + b$:

$$a = 0.634(3)$$

$$b = 2393(6)$$

Das damit umskalierte Spektrum ist in Abb. 7 aufgetragen.

4.2.2 Rotationsgeschwindigkeit der Zentralregion

Jetzt können wir wie zuvor die Breite der Linien bestimmen, um daraus Geschwindigkeiten zu ermitteln. Die in der Theorie angesprochenen Modelle sagen voraus, dass die eben erwähnten Linien aus der Zentrumsregion stammen. Dabei sind die [O III]-Linien aus einem Bereich schmalere und die H_α -Linie aus einer breiteren Emissionslinien.

Um einen sauberen Fit zu erhalten, verschieben wir die gemessene Glocke auf 0 und normieren sie gegen die gemessene [N II] Linie. Eigentlich sollte auf die H_α -Linie normiert werden, dies ist aber fragwürdig, da eigentlich die [N II]-Linie dreimal so

intensiv sein sollte. Wir legen eine Gauß-Kurve über beide [O III]-Peaks, da man sie eigentlich nicht auflösen können sollte und dies mit Sicherheit nur ein Artefakt des Rauschens darstellt. Damit wir eine zumindest halbwegs verlässliche Breite erhalten, haben wir bei diesen Fits auf einen konstanten Summanden verzichtet.

Mit dem Fit aus Abb. 8 erhalten wir eine Breite

$$\Delta\lambda_O = \sigma = 12(3) \text{ \AA}.$$

Der Wert liegt dicht beim Literaturwert aus Tab. 2. Daraus folgt mit Gl. 12 und $\lambda = 4983\text{\AA}$:

$$v = 7(2) 10^5 \frac{m}{s}$$

Nun machen wir das gleiche mit den beiden hinteren Linien und erhalten

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_H &= 3(1) \text{ \AA} \\ \Rightarrow v &= 1.4(5) 10^5 \frac{m}{s} \\ \Delta\lambda_N &= 9(3) \text{ \AA} \\ \Rightarrow v &= 4(2) 10^5 \frac{m}{s}. \end{aligned}$$

Diese Werte weichen dagegen deutlich von den Literaturwerten ab. Wahrscheinlich sehen wir nur die [N II] Linie. Mit dieser Vermutung haben wir den Punkt des lokalen Minimums zwischen beiden Peaks entfernt und nun eine einzelne Gaußkurve angefitet. Nun erhalten wir

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_N &= 11(2) \text{ \AA} \\ \Rightarrow v &= 5(1) 10^5 \frac{m}{s}, \end{aligned}$$

was ebenfalls weit vom Literaturwert entfernt ist. Man könnte argumentieren, dass dies mit der Reskalierung zusammenhängt, aber wäre die nicht, würde die Breite des [O III] Paares nicht passen.

In der Anleitung wird noch gefordert, die H_β -Linie zu vermessen – dies ist nicht möglich, da selbige durch Abwesenheit hervorsteht.

4.2.3 Die Zentraltemperatur

Nun wollen wir mit der in Abs. 2.2.1 hergeleiteten Formel die Temperatur bestimmen. In [Ros83] wurde eine Temperaturobergrenze der [O III]-Region zu

$$T_{O,max} = 15\,000 \text{ K}$$

und für die [S II]-Region auf

$$T_{[S II]} = 7\,600 \text{ K}.$$

berechnet.

Die Anleitung empfiehlt die Bestimmung anhand der [O III]-Doppellinie zusammen mit der [O III] $\lambda 4363$ -Linie. Dies erscheint sehr unpraktikabel, betrachtet man die (Literaturangabe der) Intensität der $\lambda 4363$ -Linie. Betrachten wir unser gemessenes Spektrum, so fällt auf, dass weder im Originalspektrum, noch im reskalierten eine

passende Linie zu finden ist. Nun könnte man auf die Idee kommen, die [S II] Temperatur zu ermitteln. Dies scheitert nicht nur an der praktisch nicht sichtbaren $\lambda 6717$ Doppellinie, sondern vor allem an der verschwindenden $\lambda 4068$ er.

Setzen wir die Literaturwerte (wieder aus [Ros83]) der [O III]-Linien in die aus Gl. 7 resultierende Formel

$$\frac{I(\lambda 4959) + I(\lambda 5007)}{I(\lambda 4363)} = 7.2 \left(\frac{1 + 0.0054}{1 + 0.063} \right) e^{32970[\text{K}]/T}$$

ein, so erhält man

$$T_{O,max} = 13\,600 \text{ K},$$

also praktisch den Literaturwert.

5 Ergebnis

Die Auswertung des Wolf-Rayet Sterns WR 140 lieferte erfreuliche Resultate für die Windgeschwindigkeit. Wie bereits erwähnt, stimmt die Größenordnung mit dem Literaturwert überein.

Bei der Identifikation der Linien wurde die ungenaue Kalibrierung unserer Wellenlängenskala deutlich. Die Bestimmung der Windgeschwindigkeiten wurde hierdurch jedoch nicht wesentlich beeinträchtigt.

Schließlich ist noch anzumerken, dass die Berechnung der effektiven Temperatur von WR 140 mit dem Wienschen Verschiebungsgesetz nicht erfolgreich war. Der Wert lag deutlich unter den für Wolf-Rayet-Sterne üblichen Temperaturen.

Die Ergebnisse für die M51 Galaxie sind sehr durchwachsen. So war das Spektrum scheinbar völlig verschoben und von den zahlreichen erwarteten Linien waren im Grunde nur zwei ordentlich sichtbar. Während der Fit an die erste ein Ergebnis nahe am Literaturwert brachte und damit eine halbwegs verlässliche relative Geschwindigkeit der entsprechenden Region, war der Fit an die zweite Linie doch sehr weit von den üblichen Werten weg. Dafür stimmt das Verhältnis der [N II] $\lambda 6584$ zur [O III] $\lambda 4959 + \lambda 5007$ Linie mit den bekannten Werten überein.

Leider ist das Spektrum auch derart verrauscht, dass eine Bestimmung der Zentraltemperatur unmöglich ist. Wir haben noch versucht einen schwarzen Strahler abzuziehen, dies brachte aber keinerlei Verbesserung. Die in einigen Veröffentlichungen empfohlene Methode, eine sehr ähnliche Galaxie abzuziehen, erscheint uns für einen F-Praktikumsversuch etwas zu aufwendig und hier auch wenig aussichtsreich, da das Spektrum ja scheinbar völlig falsch skaliert ist.

Da wir vom Betreuer die Bestimmung der Elektronendichte erlassen bekommen haben, konnte natürlich auch die Temperatur der [H II]-Region nicht ermittelt werden. Aber auch dies wäre an fehlenden Linien gescheitert, da sowohl die $\lambda 4363$, als auch die $\lambda 5755$ -Linie fehlen. Wir könnten auch hier Literaturwerte in die gegebene Formel einsetzen und mit anderen Literaturwerten vergleichen, das erscheint uns aber abwegig.

Insgesamt sollte der Versuch noch deutlich überarbeitet werden. Sicher hatten wir etwas Pech mit dem Wetter bei der ersten Messung. Aber lassen wir dies außen vor, so bleibt abgesehen vom Abend der Messung nicht viel Gutes. Die Theorie ist viel zu umfangreich mit deutlich zu vielen verschiedenen Themengebieten, die in dieser Zusammensetzung in keinem Werk zusammenhängend behandelt werden. Hier

könnte vielleicht die Anleitung einige der Themen umfassender behandeln – immer mit dem Hintergrund, dass die besprochenen Themen auch nicht in der Einführung in die Geo- und Astrophysik behandelt wurden. Auch werden einige Themen angesprochen, die in der Auswertung nicht unbedingt benötigt und auch nicht in den Aufgaben gefordert werden. Bei der Auswertung vor Ort wäre es natürlich gut, wenn zumindest jede Gruppe einen funktionierenden Rechner hätte. So konnte man seine Ideen der *richtigen* Kalibration kaum umsetzen. Ob es nun gar nicht möglich ist, oder nur an unserer schwachen [O III] λ 4363 und ähnlichen Linien in der Auswertung erscheint unrealistisch.

Selbst wenn alles optimal gelaufen wäre und wir mehr Vorwissen zu der Theorie gehabt hätten, bleibt der Versuch sehr zeitintensiv – so gibt es die umfangreiche Theorie, die Vorbesprechung, den Abend der Messung, einen weiteren Termin zur Aufbereitung der Daten und schließlich die Auswertung daheim.

A Tabellen und Abbildungen

Literatur

- [Sch06] Schwabel, F.: Statistische Mechanik; Springer, 2006
- [Cox02] Cox, A. N.: Allen's astrophysical quantities 4th ed; Springer, 2000
- [Har06] Harwit, M.: Astrophysical Concepts; Springer, 2006
- [Gro98] Grosdidier, Yves et al.: Wolf-Rayet Stars; 1998; <http://cfa-www.harvard.edu/~pberlind/atlas/htmls/wrstars.html>; 2008-04-15
- [Car07] Carroll, B.; Ostlie, D.: An Introduction to Modern Astrophysics 2nd Edition; Pearson, 2007
- [Ele02] Elert, G: Period of the Sun's Orbit around the Galaxy; <http://hypertextbook.com/facts/2002/StacyLeong.shtml>; 2008-04-16
- [Pfe00] Pfeiffer, M: Spektroskopische Untersuchung hochionisierten Plasmas in aktiven galaktischen Kernen; Dissertation; 2000-06-28
- [Kan07] Kanning, N. und Klemer, S.: Physikalisches A-Praktikum Das Prismen- und Gitterspektrometer http://www.noch-mehr-davon.de/data/aprak/23_gitterspektro.pdf; 2008-04-16
- [Hun08] Kollatschny, W.; Schuh, S.; Hundertmark, M.: F-Praktikum Astrophysik: Emissionslinienspektroskopie; <http://www.astro.physik.uni-goettingen.de/academics/f-praktikum/spektroskopie/> 2008-04-16
- [Cro07] Crowther, P.: Physical Properties of Wolf-Rayet Stars; Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2007
- [Ros83] Rose, J. A.; Cecil, G.: Optical spectrophotometry of the nuclear region of M51. II - Further evidence for nuclear activity; Astrophysical Journal, Part 1, vol. 266, Mar. 15, 1983, p. 531-542; 1983
- [Bre04] Bresolin, F.; Garnett, D.; Kennicutt, R.: Title: Abundances of metal-rich H II regions in M51; Astrophys.J. 615; Jul. 2, 2004; arXiv:astro-ph/0407065v1

- [Ham95] Hamann, W.-R.; Koesterke, L.; Wessolowski, U.: Spectral analyses of the Galactic Wolf-Rayet stars: hydrogen-helium abundances and improved stellar parameters of the WN class; *Astron. Astrophys.* 299, 151-162; 1995
- [Koe95] Koesterke, L.; Hamann, W.-R.: Spectral analyses of 25 Wolf-Rayet stars of the carbon sequence; *Astron. Astrophys.* 299, 503-519; 1995
- [Tor87] Torres, A. V.; Massey, P.: An atlas of optical spectrophotometry of Wolf-Rayet carbon and oxygen stars; *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 65:459-483; 1987

$\lambda_0 [10^{-10} \text{ m}]$	$\sigma_{\lambda_{\text{gem}}} [10^{-10} \text{ m}]$	$I_0 [-]$	$b [-]$
4417,4(8)	31(2)	5188(202)	2192(209)
5734(2)	33(4)	15646(1403)	5005(1485)
6565,5(8)	37(3)	2066(151)	4879(161)
5602(2)	49(7)	4308(510)	4406(551)
6745(2)	34(4)	1001(87)	4485(87)

Tabelle 3: Gaußfit des Spektrums von WR 140

$\lambda_0 [10^{-10} \text{ m}]$	$v_{\text{Wind}} [10^6 \text{ m/s}]$
4417,4(8)	3,02(16)
5734(2)	2,46(29)
6565,5(8)	2,43(18)
5602(2)	3,70(49)
6745(2)	2,13(25)

Tabelle 4: Windgeschwindigkeit von WR 140

Messwert $\lambda_0 [10^{-10} \text{ m}]$	mögliche Herkunft
4417,4(8)	C III (4649 10^{-10} m)
5734(2)	C IV (5801 10^{-10} m)
6565,5(8)	C II (6580 10^{-10} m), He II (6527 10^{-10} m)
5602(2)	C III (5695 10^{-10} m)
6745(2)	C IV (6727 10^{-10} m), C II (6738 10^{-10} m)

Tabelle 5: Zuordnung der Spektrallinien von WR 140

(a) $\lambda_0 = 4417 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

	λ_0	I_0	b	$\sigma_{\lambda \text{ gem}}$
λ_0	1.000			
I_0	0.128	1.000		
b	-0.091	-0.846	1.000	
$\sigma_{\lambda \text{ gem}}$	0.033	0.597	-0.881	1.000

(b) $\lambda_0 = 5734 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

	λ_0	I_0	b	$\sigma_{\lambda \text{ gem}}$
λ_0	1.000			
I_0	-0.072	1.000		
b	0.122	-0.879	1.000	
$\sigma_{\lambda \text{ gem}}$	0.120	-0.665	-0.898	1.000

(c) $\lambda_0 = 6565 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

	λ_0	I_0	b	$\sigma_{\lambda \text{ gem}}$
λ_0	1.000			
I_0	-0.230	1.000		
b	0.179	-0.977	1.000	
$\sigma_{\lambda \text{ gem}}$	0.017	0.873	-0.940	1.000

(d) $\lambda_0 = 5602 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

	λ_0	I_0	b	$\sigma_{\lambda \text{ gem}}$
λ_0	1.000			
I_0	-0.185	1.000		
b	0.175	-0.962	1.000	
$\sigma_{\lambda \text{ gem}}$	-0.056	0.835	-0.929	1.000

(e) $\lambda_0 = 6745 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

	λ_0	I_0	b	$\sigma_{\lambda \text{ gem}}$
λ_0	1.000			
I_0	-0.088	1.000		
b	0.142	-0.823	1.000	
$\sigma_{\lambda \text{ gem}}$	-0.086	0.508	-0.840	1.000

Tabelle 6: Korrelationsmatrizen des Gaußfits des Spektrums von WR 140

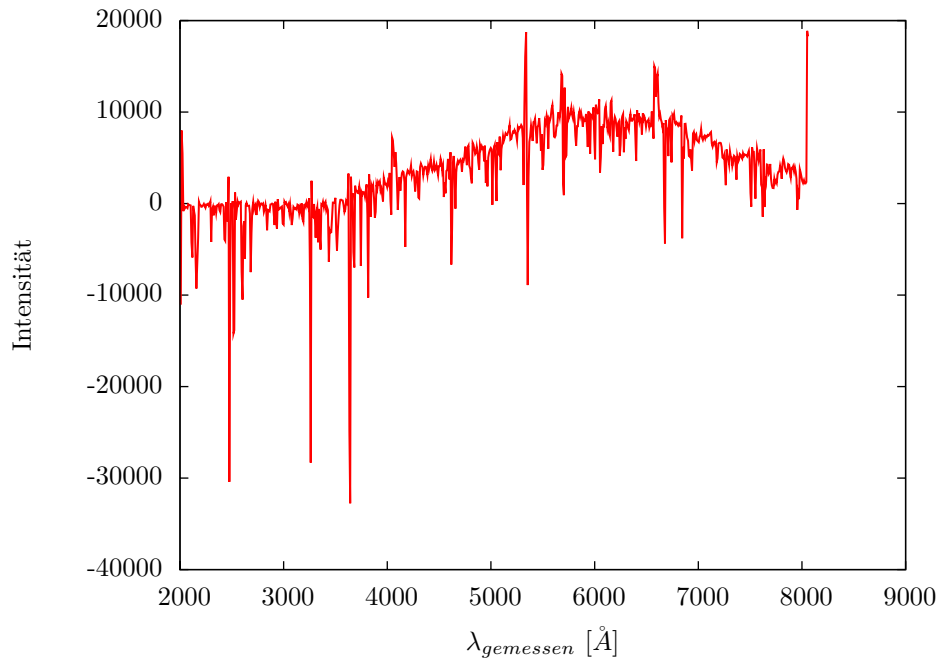


Abbildung 2: Aufgenommenes M51 Spektrum

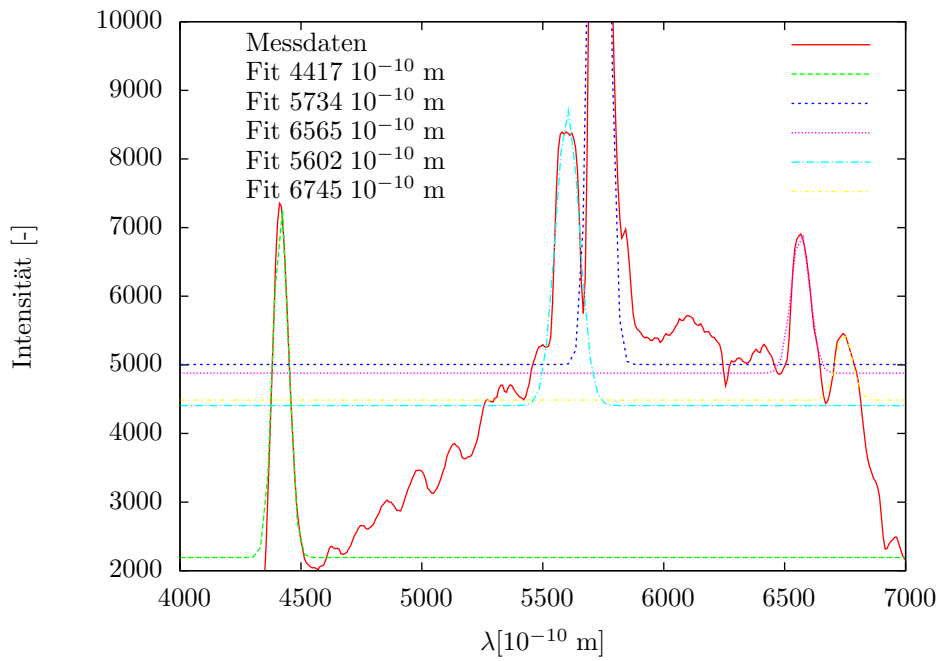


Abbildung 3: Spektrum von WR 140 mit gefitteten Linien

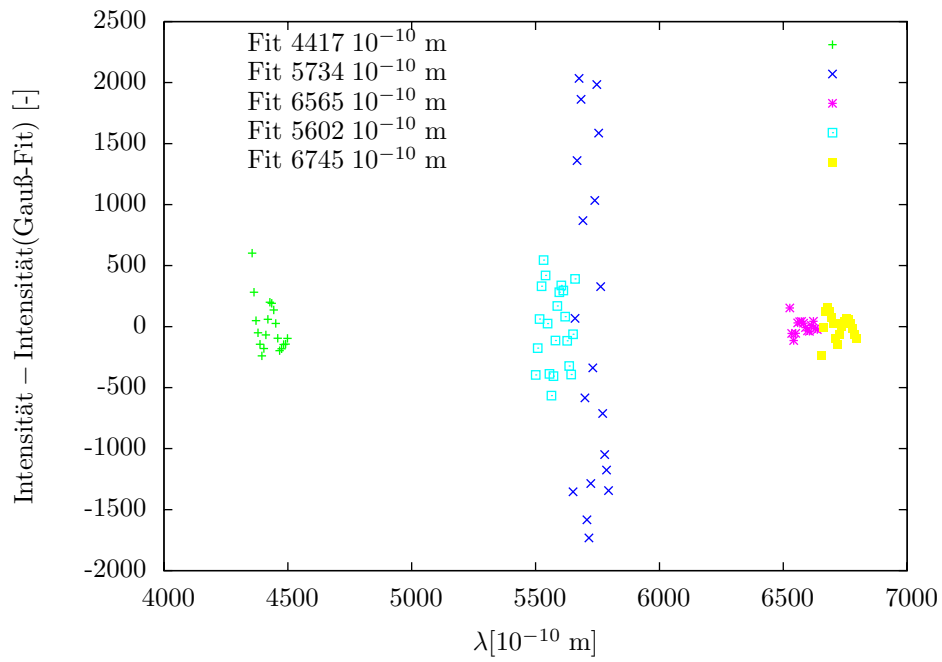


Abbildung 4: Abweichung des Spektrums von WR 140 von den gefitteten Linien

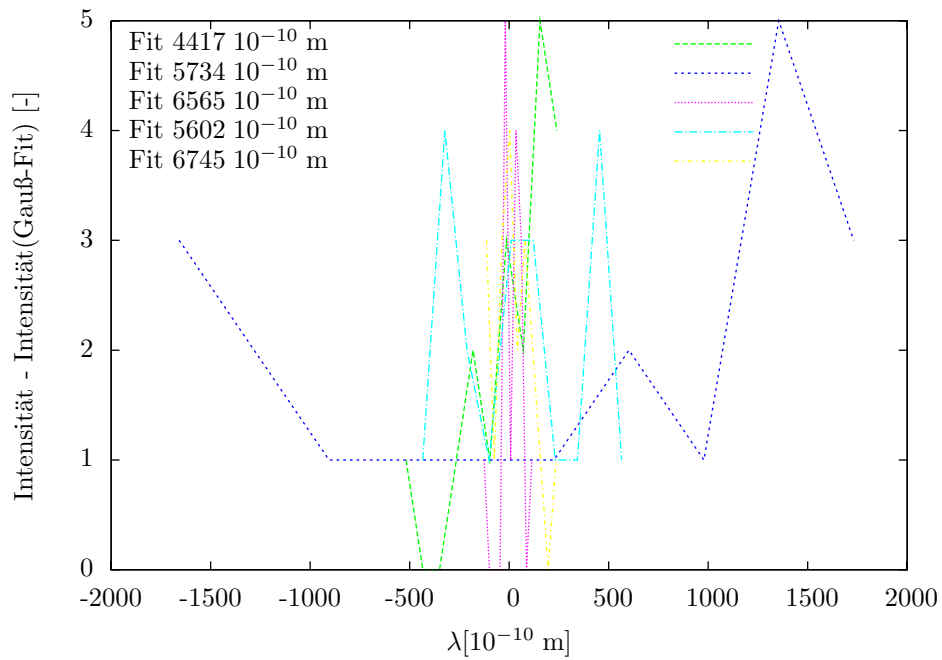


Abbildung 5: Histogramm der Abweichungen des Spektrums von WR 140 von den gefitteten Linien

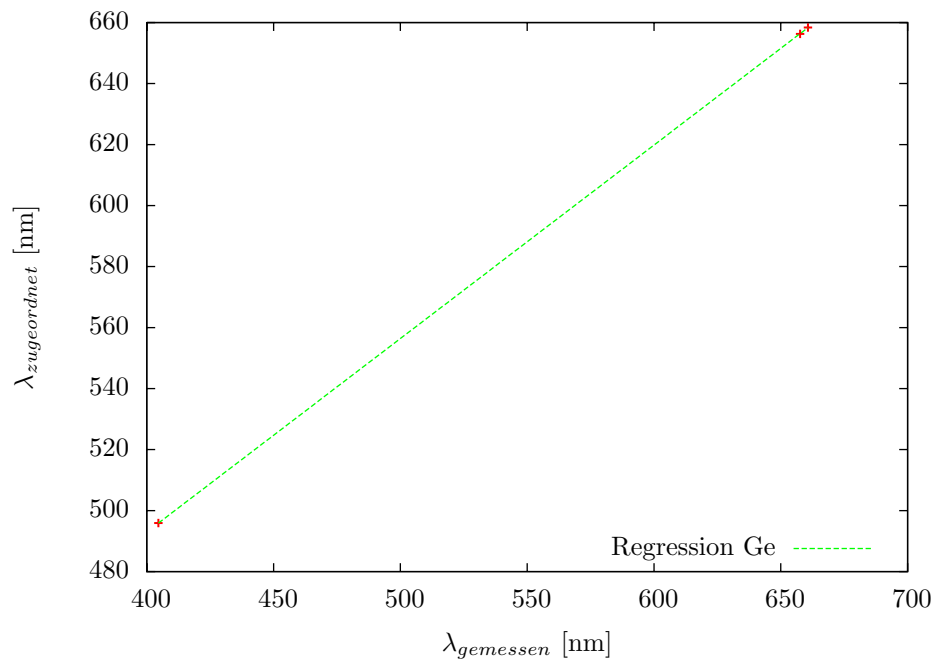


Abbildung 6: Fit zur Reskalierung des M51 Spektrums

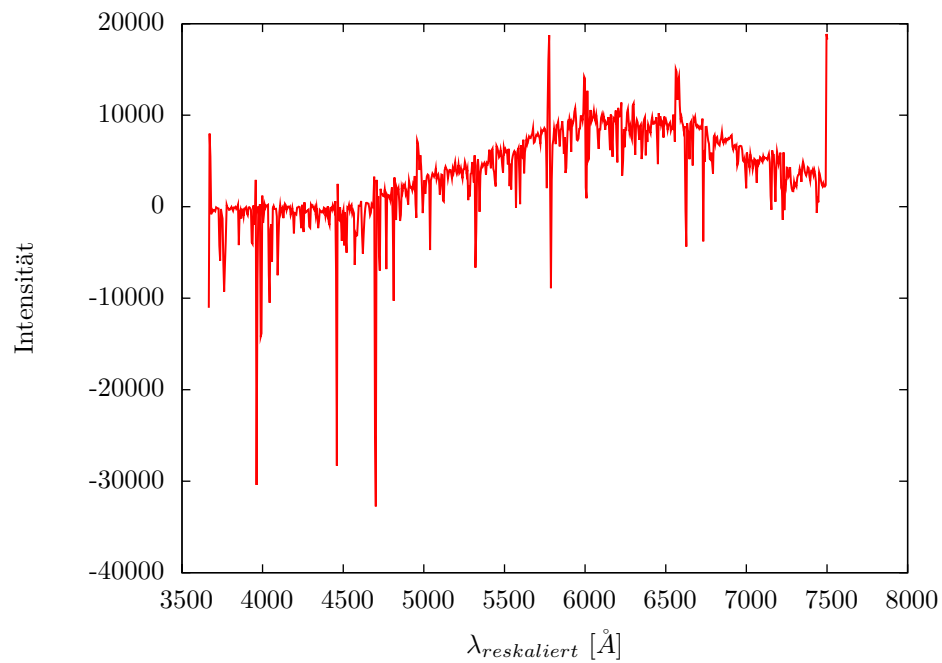


Abbildung 7: Reskaliertes M51 Spektrum

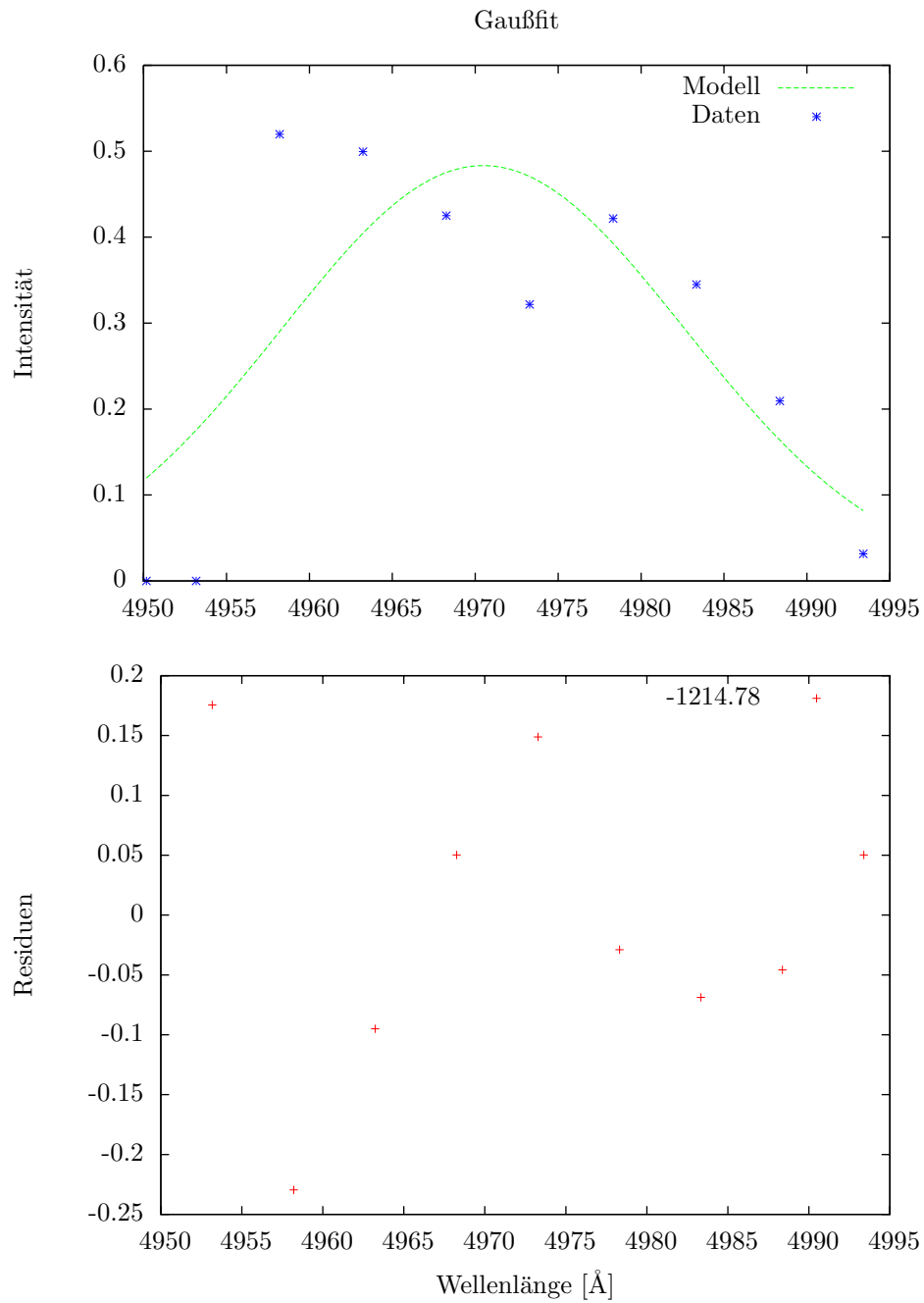


Abbildung 8: Fit einer Gaußkurve an die [O III] Linie zur Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit

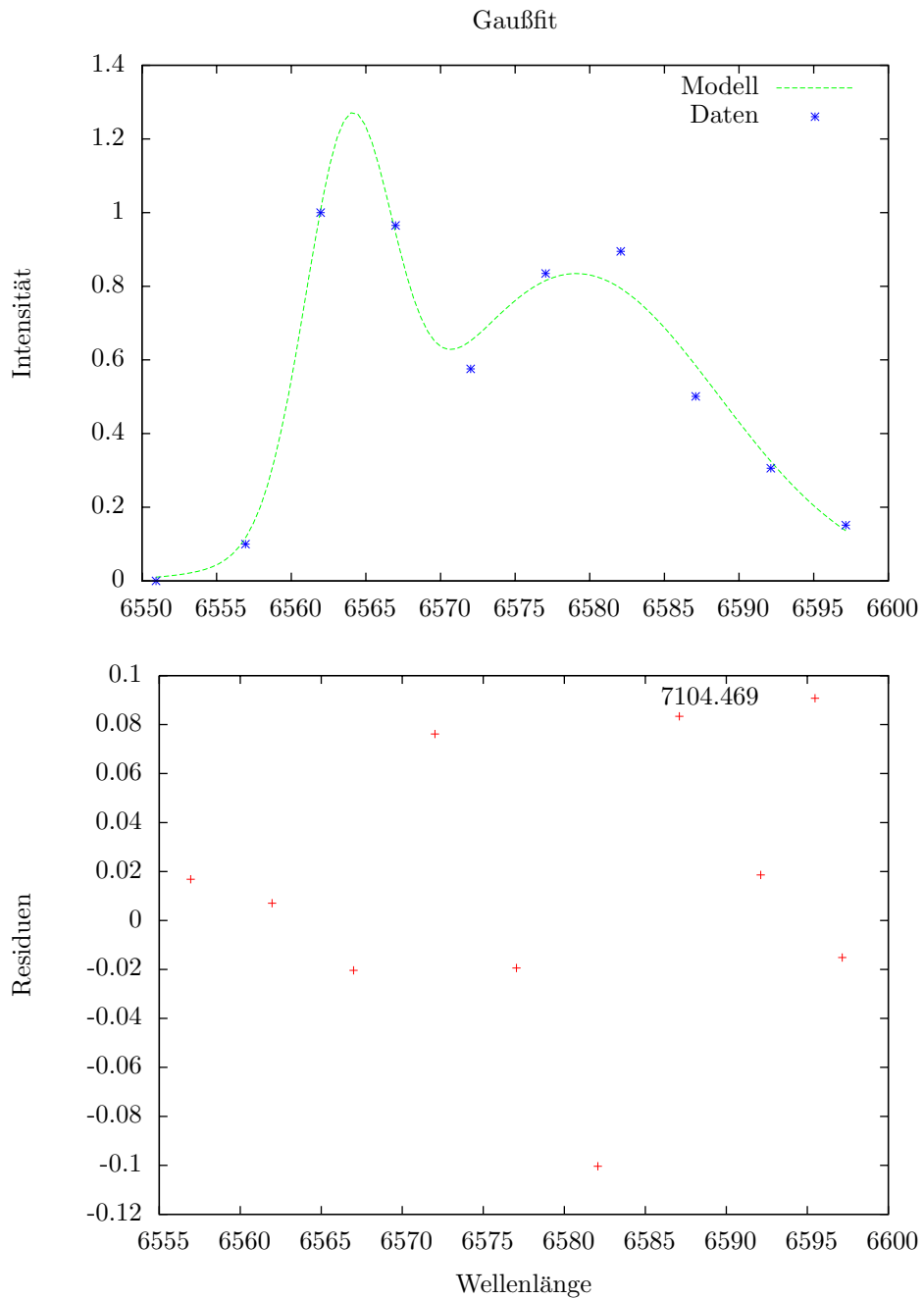


Abbildung 9: Fit zweier Gaußkurven an die H_{α} und die $[N II]$ Linie zur Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit

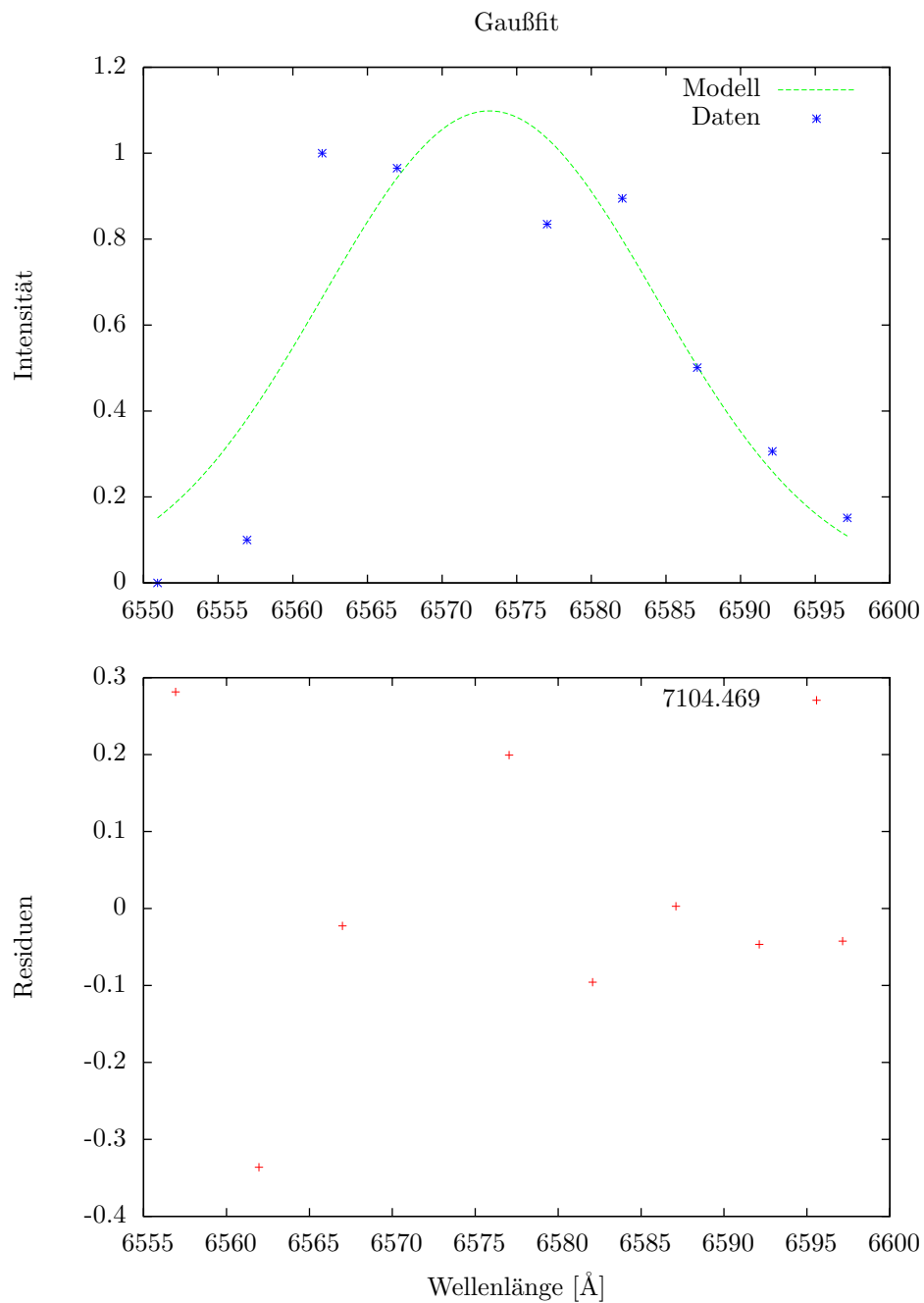


Abbildung 10: Fit einer Gaußkurve an die verarbeitete [N II] Linie zur Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit