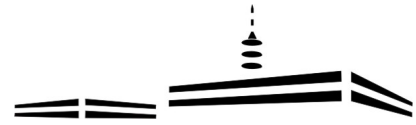


Carl-Fuhlrott-Gymnasium



Projektkurs Astronomie 2021/2022

# **Von der Geburt bis zum Tod: Das turbulente Leben der Sterne**

*Lars-Hendrik Torspecken*

Kursleiter: Bernd Koch



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
1.1	Themenfindung . . . . .	4
1.2	Zusammenfassung . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Sternentwicklung</b>	<b>5</b>
2.1	Die Klassifikation von Sternen . . . . .	5
2.1.1	Klassifikation über Farbindices . . . . .	5
2.1.2	Klassifikation über Spektraltypen . . . . .	6
2.2	Das Hertzsprung-Russell-Diagramm . . . . .	7
2.3	Sternentstehung . . . . .	8
2.3.1	Vorstufen der Sternentstehung . . . . .	8
2.3.2	Protosterne . . . . .	9
2.3.3	Vor-Hauptreihenstadium eines Sterns . . . . .	11
2.4	Das Hauptreihenstadium . . . . .	13
2.4.1	Eigenschaften von Hauptreihensternen . . . . .	13
2.4.2	Braune Zwerge . . . . .	15
2.4.3	Entwicklung auf der Hauptreihe . . . . .	16
2.5	Endstadien von Sternen . . . . .	16
2.5.1	Sterne mit weniger als $0,5 M_{\odot}$ . . . . .	16
2.5.2	Sterne mit ca. $0,5 M_{\odot}$ bis $3 M_{\odot}$ . . . . .	17
2.5.3	Sterne mit mehr als ca. $3 M_{\odot}$ . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Forschungsobjekte</b>	<b>19</b>
3.1	NGC 7822 . . . . .	19
3.2	M42 . . . . .	20
3.3	M57 . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Fotografie NGC 7822</b>	<b>22</b>
4.1	Planung des Beobachtungsabends am 10.11.21 . . . . .	22
4.1.1	Technische Details der EOS RPa Kamera . . . . .	23
4.2	Aufnahme der Bilder . . . . .	24
4.3	Nachbearbeitung der Bilder . . . . .	25
4.4	Auswertung . . . . .	26
<b>5</b>	<b>M57 Fotografie</b>	<b>27</b>
5.1	Planung des Beobachtungsabend am 22.9.21 . . . . .	27
5.2	Nachbearbeitung der Bilder . . . . .	28
5.3	Auswertung . . . . .	29



<b>6</b>	<b>Spektroskopie der HII-Region M42</b>	<b>30</b>
6.1	Aufnahme der Spektren . . . . .	30
6.1.1	Technische Details der SBIG STF-8300M . . . . .	31
6.1.2	Vorbereitung des Spektrographen . . . . .	32
6.2	Nachbearbeitung der Aufnahmen . . . . .	35
6.3	Auswertung des Spektrums . . . . .	40
6.3.1	Verbotene Linien . . . . .	40
6.3.2	Zusammenfassung . . . . .	40
6.3.3	Vergleich mit einem weiteren Spektrum . . . . .	41
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>42</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>44</b>
	<b>Quellenverzeichnis</b>	<b>45</b>
<b>7</b>	<b>Anhang</b>	<b>48</b>
7.1	Danksagung . . . . .	48
7.2	Abschlussklärung . . . . .	48
7.3	M42 Spektrum . . . . .	49

# 1 Einleitung

## 1.1 Themenfindung

Für Astronomie besonders für die Astrophysik interessiere ich mich schon für eine lange Zeit. Dieses Interesse wurde besonders verstärkt als ich schließlich in der 8.Klasse am „Fit in“ Astronomie-Kurs teilgenommen hatte und zum ersten Mal praktisch arbeiten konnte. Daraufhin war der nächste Schritt die Astro-AG in der ich mein Interesse an Astronomie voll und ganz ausleben konnte. Aus diesem Interesse heraus, entschied ich mich schließlich auch am Astronomie-Projektkurs teilzunehmen.

Besonders haben mich immer Sterne interessiert. Diese extrem heißen Kugeln in unserem Universum bilden die Grundlage für alles, denn ohne Sterne gäbe uns als Menschen und alles um uns herum nicht. Aus diesem Grund habe ich mich schon lange dafür interessiert wie diese entstehen und dafür sorgen, dass es schließlich alle Elemente gibt die wir fürs Leben brauchen, denn am Ende sind wir alle Überreste von Sternen. Aus diesem Grund war die Beschäftigung mit diesem Thema in einer Projektarbeit dementsprechend naheliegend.

## 1.2 Zusammenfassung

In dieser Projektarbeit präsentiere ich die Entwicklung eines Sterns vom Beginn bis zum Ende in einem weißen Zwerg bzw. Neutronenstern oder schwarzen Loch. Dazu führe ich einige praktische Objekte an und zeige die elementaren Grundvoraussetzungen anhand von einem Spektrum des Orionnebels für die Sternentstehung. Desweiteren präsentiere ich Fotografien einer Sternentstehungsregion (hier: NGC7822), sowie eines planetarischen Nebels (hier: M57/Ringnebel) und werte diese aus.

# 2 Sternentwicklung

## 2.1 Die Klassifikation von Sternen

### 2.1.1 Klassifikation über Farbindices

Für diese Klassifikation wird davon ausgegangen, dass Sterne wie ein schwarzer Strahler funktionieren, also dass Strahlung in jedem Bereich des Spektrums absorbiert und reemittiert wird, was eine gute Annäherung darstellt jedoch nicht vollkommen richtig ist. Die Strahlungseigenschaften eines solchen Strahlers werden dabei über die Temperatur bestimmt. Dazu stellte Max Planck folgenden Zusammenhang her:

$$S(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} \quad (2.1)$$

Diese gibt für jede Wellenlänge die Strahlungsleistung  $S$  eines schwarzen Strahlers aus. Als weiterer Parameter ist dabei die Temperatur  $T$  wichtig. Dazu kommen weitere Konstanten wie das Plancksche Wirkungsquantum<sup>1</sup>  $h$  sowie die Boltzmannkonstante<sup>2</sup>  $k$  und die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum<sup>3</sup>  $c$ . Auf diese Weise ist es möglich, über das Spektrum und der darausfolgenden Intensitätskurve, die Temperatur eines Sterns ungefähr zu bestimmen. Dazu bestimmt man zunächst die Wellenlänge der maximalen Intensität und kann darüber über das Wiensche Verschiebungsgesetz die ungefähre Temperatur eines Sterns bestimmen. [1]

$$T = \frac{28978 \cdot 10^3 \text{ \AA} \cdot K}{\lambda_{\max}} \quad (2.2)$$

Diese Art der Klassifikation ist zwar einfacher durchzuführen als die folgende, jedoch ist diese nicht so genau, weswegen die Klassifikation über Farbindices nur durchgeführt wird wenn viele Sterne klassifiziert werden müssen nicht aber um genau zu klassifizieren. [2]

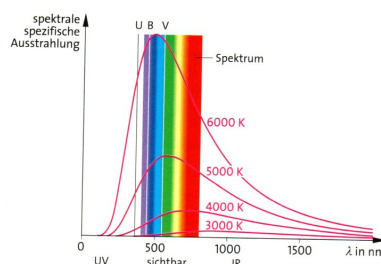


Abb 2.1: Plancksche Strahlungskurven nach Temperaturen[2]

<sup>1</sup>Plancksches Wirkungsquantum:  $6,62606957 \cdot 10^{-36} \text{ Js}$

<sup>2</sup>eingeführt von Max Planck, gewidmet Ludwig Boltzmann, Wert:  $k_b = 1,380649 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$

<sup>3</sup>Lichtgeschwindigkeit im Vakuum:  $2,99792458 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

## 2.1.2 Klassifikation über Spektraltypen

Eine zweite Möglichkeit bietet das Spektrum über die Betrachtung der Absorptionslinien im kontinuierlichen Spektrum eines Sterns. Dabei nutzt man die Tatsache, dass bei steigender Temperatur die Atome immer stärker ionisiert werden und so bei heißeren Sternen Absorptionslinien höher ionisierter Atome im Spektrum zu erkennen sind, während bei kühleren die Atome geringere Ionisationsstufen aufweisen. Die Aufteilung ist somit ähnlich zu den Farbindexen, da beides von der Temperatur abhängt, jedoch lassen sich die Sterne über die Spektralklassen genauer klassifizieren, da die Elementzusammensetzung des Sterns ebenfalls einen Einfluss hat. Desweiteren läuft die Klassifikation über Spektralklassen doppelt-logarithmisch wie im folgenden Hertzsprung-Russell-Diagramm deutlich wird (2.3). Insgesamt lassen sich die Sterne über die Spektralklassen in 7 Spektralklassen (O-B-A-F-G-K-M) mit jeweils 10 Unterklassen (0-9 bei absteigender Temperatur) unterscheiden. [2] Außerdem gibt es weitere Unterklassen für Braune Zwerge (L-T-Y) und Kohlenstoffsterne.[3]

Klasse	Charakteristik	Farbe	Oberflächentemperatur (K)	typ. Masse für Hauptreihe ( $M_{\odot}$ )	Beispiele
<b>Hauptreihe und Riesenast</b>					
O	ionisiertes Helium (He II)	blau	30000–50000	60	Mintaka ( $\delta$ Ori), Naos ( $\zeta$ Pup)
B	neutrales Helium (He I), Balmer-Serie Wasserstoff	blau-weiß	10000–28000	18	Rigel, Spica, Achernar
A	Wasserstoff, Calcium (Ca II)	weiß (leicht bläulich)	7500– 9750	3,2	Wega, Sirius, Altair
F	Calcium (Ca II), Auftreten von Metallen	weiß-gelb	6000– 7350	1,7	Prokyon, Canopus, Polarstern
G	Calcium (Ca II), Eisen und andere Metalle	gelb	5000– 5900	1,1	Tau Ceti, Sonne, Alpha Centauri A
K	starke Metalllinien, später Titan(IV)-oxid	orange	3500– 4850	0,8	Arcturus, Aldebaran, Epsilon Eridani, Albireo A
M	Titanoxid	rot-orange	2000– 3350	0,3	Beteigeuze, Antares, Kapteyns Stern, Proxima Centauri
<b>Braune Zwerge</b>					
L		rot	1300– 2000		VW Hyi
T		rot (Maximum in IR)	600– 1300		$\epsilon$ Indi Ba
Y		infrarot (IR)	200– 600		WISEP J041022.71+150248.5

Abb 2.2: Auflistung der Spektralklassen mit Charakteristika [3]

Um eine vollständige Klassifikation durchzuführen muss jedoch nun noch die Leuchtkraft bestimmt werden, die zumindest eine Annäherung über den Radius des Sterns liefert. Diese lässt sich über die Breite der Absorptionslinien herleiten und auf diese Weise ebenfalls über das Spektrum bestimmen. Die Leuchtkraft lässt sich in 7 Klassen unterteilen, welche in römischen Ziffern angegeben werden (I-VII bei absteigender Leuchtkraft). Zusätzlich wird die erste Leuchtkraftklasse in 4 Unterklassen unterteilt (Ia-0, Ia, Iab, Ib). Die vollständige Klassifikation für die Sonne lautet dementsprechend G2 V. Auf diese Weise lassen sich Abschätzungen über die Temperatur<sup>4</sup> und die Leuchtkraft bzw. den Radius der Sonne bzw. des klassifizierten Sterns durchführen. [2]

<sup>4</sup>Sowie die Masse über den Temperatur-Masse Zusammenhang der Hauptreihe  $T \sim M^{0,375}$



## 2.2 Das Hertzsprung-Russell-Diagramm

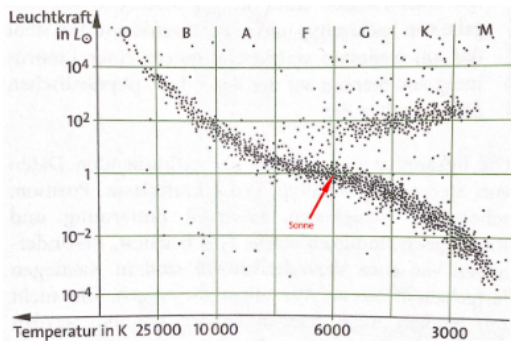


Abb 2.3: Hertzsprung-Russell-Diagramm mit Sternen der Sonnenumgebung [2] Abb.94.1

Auf dem Hertzsprung-Russell-Diagramm wird die Leuchtkraft (auf der y-Achse als Vielfache der Sonnenleuchtkraft) sowie die Temperatur (auf der x-Achse in Kelvin) eines Sterns doppeltlogarithmisch dargestellt. Dieses Diagramm wurde erstmals von Ejnar Hertzsprung und Henry Norris Russell erstellt. Mit diesem wollten sie die Frage klären, ob jede Kombination aus Leuchtkraft und Temperatur in unserem Universum vorkommen kann. Dabei fällt auf, dass sich die Sterne in bestimmten Regionen „ansammeln“. In diesem Diagramm lassen sich vier Regionen erkennen. Die markanteste ist die sogenannte „Hauptreihe“ diese verläuft von oben links nach unten rechts. Die „Sterndichte“ nimmt dabei nach unten rechts zu. Eine weitere Gruppe geht von der Mitte der Hauptreihe nach rechts oben ab. Sterne, die dieser Gruppe zuzuordnen sind werden auch als Riesen bzw. Rote Riesen<sup>5</sup> bezeichnet.

Darüber liegen die Überriesen, diese haben oft einen ähnlichen Radius wie Riesensterne, jedoch haben sie eine deutlich höhere Temperatur. Eine letzte Gruppe findet sich links unter der Hauptreihe, Sterne dieser Gruppe werden auch als weiße Zwerge bezeichnet, diese haben eine sehr hohe Temperatur, jedoch nur einen geringen Radius und somit nur eine geringe Leuchtkraft. [2] Zu diesem Diagramm gehört eine weitere wichtige Information der Sternentstehung. Die sogenannte Hayashi-Linie<sup>6</sup>, diese ist eine theoretische nahezu senkrechte Linie auf der rechten Seite im Hertzsprung-Russell-Diagramm auf dessen rechte Seite ein stabiler Stern nicht möglich ist.[4] Dementsprechend ist das Hertzsprung-Russell-Diagramm nicht nur essenziell für die Klassifizierung von Sternen, sondern auch um die Entstehung und Entwicklung von Sternen zu verstehen.

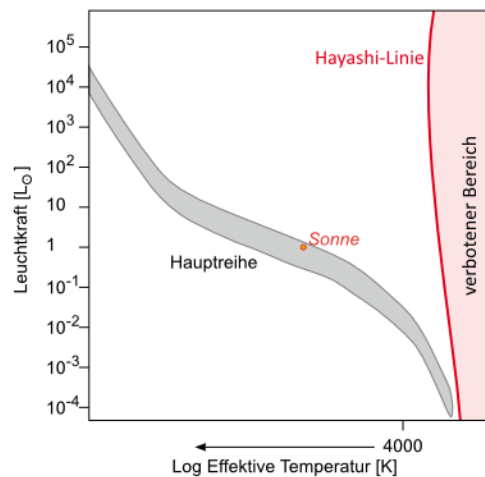


Abb 2.4: HRD mit Hayashi-Linie[4]

<sup>5</sup> „Rot“ aufgrund ihres Strahlungsmaximum im Infrarotbereich bzw. im langwelligen sichtbaren Bereich

<sup>6</sup> nach Chushiro Hayashi (\*1920 † 2010)

## 2.3 Sternentstehung

### 2.3.1 Vorstufen der Sternentstehung

Sternentstehung beginnt mit kalten Molekülwolken, diese bestehen zu einem großen Teil aus Wasserstoff (H), aber auch aus Helium (He), Spuren schwererer Elemente wie zum Beispiel Kohlenstoff oder Argon in Form von Graphitteilchen und teilweise auch einigen Molekülen wie Silikaten ( $\text{Si}(\text{OH})_4$ ) und Kohlenstoffmonoxid (CO). [5] Diese können Ausdehnungen von mehreren hundert Parsec und Massen von mehreren Tausend bis Millionen von Sonnenmassen haben, [6] wodurch sie trotz ihrer sehr langsamen Rotationsgeschwindigkeit einen riesigen Drehimpuls besitzen.<sup>7</sup>

Der Prozess der Sternentstehung beginnt jedoch erst wenn sich diese Wolken verdichten, dies kann zum Beispiel durch das Zusammentreffen mit einer weiteren Molekülwolke oder mit anderen massereichen Objekten aber auch durch den Einfluss einer Supernova geschehen. Als letzte Möglichkeit gibt es jedoch noch die Eigengravitation. Bei Überschreitung der sogenannten Jeans-Masse kollabiert eine Molekülwolke unter ihrem eigenen Gewicht, da die Gravitationskräfte der Molekülwolke die dieser entgegengesetzte Kraft des Gasdruckes übersteigt, wodurch der Prozess der Sternentstehung beginnen kann. [2] Die Jeans-Masse lässt sich dabei über folgende Formel abschätzen bzw. berechnen:

$$M_{\text{Jeans}} = \alpha \cdot \sqrt{\frac{\frac{3}{4}\pi R^3}{M} \cdot \left(\frac{k_b T}{G\mu}\right)^3} \quad (2.3)$$

Dabei wird von einer kugelförmigen Gaswolke ausgegangen mit der Masse  $M$  und dem Radius  $R$ , sowie einer Temperatur  $T$ .  $\alpha$  ist dabei einen Vorfaktor, der von der Abschätzung abhängt, während  $k_b$  die oben-genannte Boltzmann-Konstante ist (2), diese stellt den Zusammenhang zwischen der kinetischen Energie des Gases und der Temperatur dieses Gases dar. Dazu kommen die Gravitationskonstante  $G$ <sup>8</sup>, sowie die Masse eines einzelnen Gasmoleküls  $\mu$ . [8]

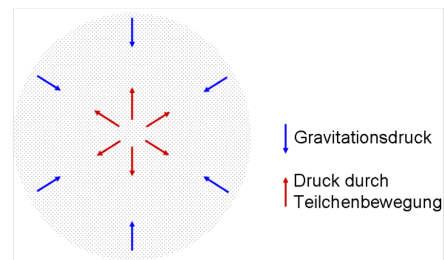


Abb 2.5: hydrostatisches Gleichgewicht einer Molekülwolke [7]

<sup>7</sup> $L(\text{Drehimpuls})=m(\text{Masse})\cdot v(\text{Rotationsgeschwindigkeit})\cdot r(\text{Radius})$

<sup>8</sup> $G = 6,6743 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}^3}{\text{kg}\cdot\text{s}^2}$

## 2.3.2 Protosterne

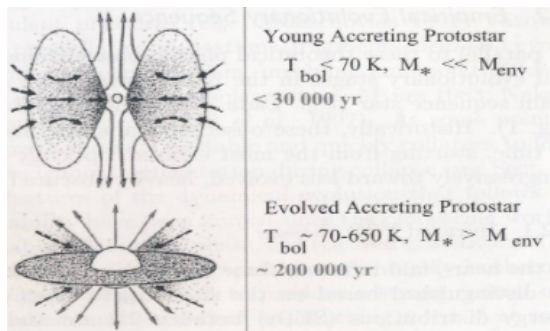


Abb 2.6: Entwicklungsphasen eines Protosterns[9]

der Kontraktion an wodurch gleichermaßen die Viskosität des Kerns ansteigt, bis schließlich die Dichte groß genug ist, dass die freiwerdende Energie nicht mehr abgestrahlt werden kann. Stattdessen sorgt diese Energie nun für eine Aufheizung dieses Kerns. Diese Kontraktion und Aufheizung dauert an bis der Druck innerhalb des Kerns die Gravitation wieder ausgleichen kann und sich somit ein neues hydrostatisches Gleichgewicht eingestellt hat. Dieser erste Kern wird auch als YSO (engl. "Young stellar object") 0.Klasse bezeichnet. In diesem Stadium überwiegt die Masse der Hülle um den zentralen Kern über die Masse des eigentlichen Kerns deutlich (2.6). Dabei ist die Hülle jedoch nicht gleichmäßig verteilt, stattdessen bilden sich bereits Ausstöße von Materie sogenannte "kosmische Jets".[9]

Wie diese Ausstöße an Materie entstehen ist noch nicht vollständig geklärt, jedoch wird vermutet, dass die Materie über das Magnetfeld des Sterns aus der Hülle beschleunigt wird. Dabei wirken diese Magnetfelder als eine Art Sammellinse für die ausgestoßene Materie und es bilden sich zwei konzentrierte Jets an den Polen des Protosterns. Über diese Jets wird bereits ein Teil des Drehimpulses abgegeben. Diese Jets können Geschwindigkeiten von einigen hundert Kilometern pro Sekunde erreichen, wenn diese nun mit den umliegenden Teilchen zusammenstoßen kann es vorkommen, dass Teile des Jets so zum Leuchten angeregt werden. Zu diesem Zeitpunkt werden diese Jets auch als Herbig-Haro Objekte bezeichnet. [11] Schon während der Kontraktion beginnt der Protostern, auf Grund des weiterhin riesigen Drehimpulses der ursprünglichen Molekülwolke, sich mit abnehmendem Radius immer schneller zu drehen.<sup>9</sup> Die Hülle des Protosterns sammelt sich nach und nach durch die schnellen Rotationsgeschwindigkeiten als Scheibe am Äquator des Kerns an. [9]

<sup>9</sup>Impulserhaltung

Wenn die Molekülwolke bzw. Teile dieser kollabieren, strömt kontinuierlich mehr Gas zu den Stellen höherer Dichte, wodurch diese Massenpunkte, die auch als prästellare Kerne bezeichnet werden, das umliegende Gas noch stärker anziehen und sich zusammenziehen, dabei wird die potentielle Energie gegenüber dem Kern nach dem Einfallen frei. Die freigewordene Energie wird zunächst abgestrahlt, da die äußeren Schichten zu Beginn dieses Prozesses sehr durchlässig sind. Dabei bleibt die Temperatur innerhalb des Kerns konstant, dieser Vorgang wird auch als isotherm bezeichnet. Die Dichte steigt aufgrund

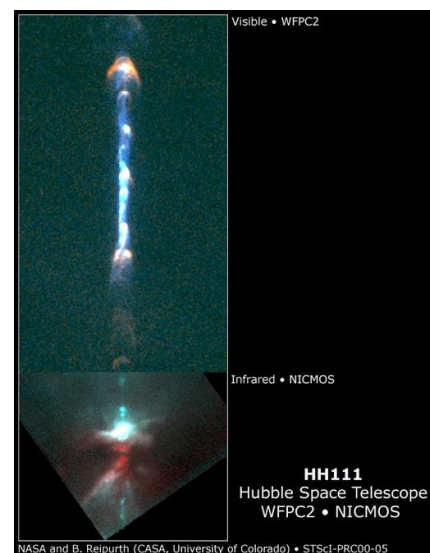
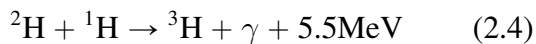


Abb 2.7: Aufnahme des Herbig-Haro-Objekts HH111[10]

Eine solche Scheibe wird auch als Akkretionsscheibe (lat. accretion „Zuwachsen“) bezeichnet. Während dieser Phase nimmt die Masse des Kerns weiter zu, da aufgrund von turbulenten Prozessen immer wieder Teilchen zusammenstoßen, die somit an kinetischer Energie verlieren, die für die Umlaufbahn um den Kern nötig wären. Somit fallen diese Teilchen auf eine Umlaufbahn näher am Kern oder in den Kern, wodurch dieser an Masse gewinnt. Dieser Prozess wurde lange durch die Viskosität der Scheibe erklärt, wobei Zusammenstöße zwischen Molekülen zur Übertragung des Drehimpulses führten, jedoch reicht diese nicht aus um den Zuwachs an Masse des Kerns zu erklären. [12] Stattdessen wird der Zuwachs an Masse unter anderem durch kleine Magnetfelder erklärt, die den Drehimpuls der Teilchen im Inneren der Scheibe auf Teilchen am äußeren Rand der Scheibe übertragen, die sich weiter entfernen, wodurch sich Teilchen, die sich näher am Zentrum befinden, dem Kern weiter annähern bzw. in diesen „hineinfallen“. [13]

Gleichzeitig verliert die Akkretionsscheibe aufgrund von Photoevaporation an Masse, da vor allem Wasserstoff und Helium durch die Strahlung des Kerns aus dem Gravitationsfeld des Protosterns beschleunigt werden. Dieses Phänomen hat jedoch in diesem Stadium nur bei Protosternen, die einen Stern der Spektralklasse O oder B in ihrer direkten Umgebung haben, einen großen Einfluss, da nur hochenergetische Strahlung wie z.B. UV- bzw. Röntgenstrahlung, in der Lage ist die Wasserstoff- und Heliumkerne aus der Umlaufbahn zu beschleunigen. Sterne der Spektralklasse O bzw. B haben ein Strahlungsmaximum in genau diesen hochenergetischen Strahlungsregionen (2.1.1). [15]

Während der Kern des Protosterns weiter an Masse gewinnt, nimmt dieser durch den darauffolgenden Anstieg des Drucks weiter an Temperatur zu. Ab einer Temperatur im Zentrum des Kerns von etwa  $10^6$  K kann schließlich eine erste Kernfusionsreaktion beginnen. [2] In dieser reagiert ein Deuterium-Atom<sup>10</sup> mit einem Wasserstoff-Atom wodurch sich Helium-3 bildet und Energie in Form von Gammastrahlung frei wird. [17]



Dabei kann die freigewordene Energie nicht alleine durch Strahlung dem Kern entweichen, sofern diese einen bestimmten kritischen Betrag übersteigt<sup>11</sup>, wodurch eine erste Konvektionsphase im protostellaren Kern beginnt. Durch diese Verteilung der Energie und den darauffolgenden Temperaturanstieg bläht sich der Protostern auf. Diese Konvektion reicht jedoch nicht durch den ganzen Kern, da ab einem bestimmten Radius die Temperatur nicht mehr die kritische Temperatur erreicht. [18]

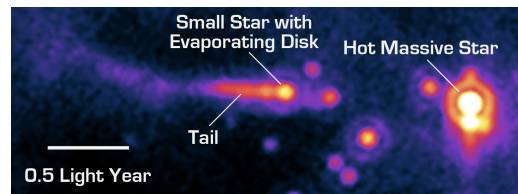


Abb 2.8: Photoevaporation einer protostellaren Scheibe [14]

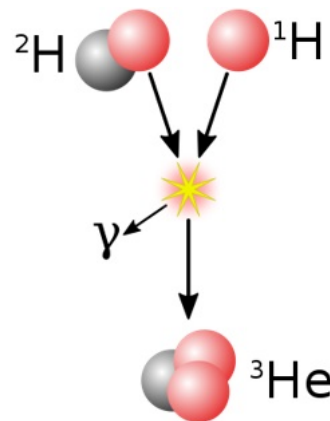


Abb 2.9: Deuterium-Proton Reaktion [16]

<sup>10</sup>Isotop des Wasserstoffs mit einem Nucleus bestehend aus einem Proton und einem Neutron

<sup>11</sup> $L_{\text{crit}} = 64\pi GM_r \sigma T^3 / 3\kappa_d (\delta T / \delta P)_s$



Durch diese Entwicklung bildet sich eine „Barriere“ innerhalb des Protosterns. Diese sorgt dafür, dass zunächst die Deuterium-Anteile im Inneren des Kerns aufgebraucht werden. Gleichzeitig nimmt die Temperatur durch die weiterhin einfallende Masse zu, wodurch nach Ende der ersten Deuterium Fusion, schließlich eine zweite in den äußeren Schichten des Protosterns beginnt. [18] In dieser Phase bleibt die Temperatur des Protosterns zunächst konstant, da der Temperaturanstieg zu einem weiteren Anstieg des Radiuses führt, dieser sorgt wiederum für eine Abnahme der Temperatur<sup>12</sup>. [19] Ohne diesen Prozess hätten die meisten Sterne eine deutlich kleinere Masse, da der Protostern weiterhin Masse aus der Akkretions-scheibe ansammeln kann und sich nicht sofort zu einem Hauptreihenstern entwickelt.[17]

### 2.3.3 Vor-Hauptreihenstadium eines Sterns

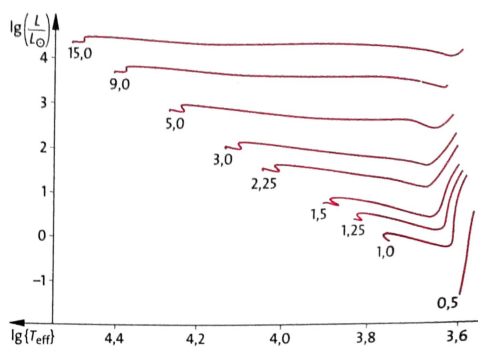


Abb 2.10: Entwicklungswege eines Vor-Hauptreihensterns im HRD nach Sonnenmassen [2] Abb.99.1

Zu diesem Zeitpunkt befinden sich die meisten Protosterne im Hertzsprung-Russell-Diagramm in der Gruppe der Riesen bzw. haben gerade die Hayashi Linie passiert, wodurch ein stabiles hydrostatisches Gleichgewicht möglich wäre. Die Deuterium-Fusion in den äußeren Schichten des aufgeblähten Protosterns kommt schließlich jedoch ebenfalls zum Erliegen, wodurch ohne den Druck bzw die Energie der Deuterium-Fusion, der Stern beginnt sich wieder zusammenzuziehen. Tatsächlich bleibt dabei jedoch die Temperatur des Kerns konstant, da die freiwerdende Energie durch den optisch dünnen Stern nach außen abgestrahlt werden kann. Dabei bewegt sich der Stern auf dem Hertzsprung-Russell-Diagramm fast senkrecht entlang der sogenannten Hayashi „Spur“ (engl. „Hayashi track“) nach unten.

Somit nimmt die Leuchtkraft des Sterns bei konstanter Temperatur ab. Dabei steigt die Dichte des Sterns weiter an. Die Steigerung der Dichte führt bei Sternen ab ca. 0,5 Sonnenmassen ( $M_{\odot}$ ) schließlich dazu, dass der Kern des Sterns so dicht wird, dass die Energie aus der Kontraktion nicht mehr abgestrahlt werden kann, es entsteht eine Strahlungszone [20] (engl. „radiation zone“) in der Strahlung nur noch über die Absorption und Reemission des Photons aus der Zone gelangen kann.[21] In dieser optisch dicken Zone steigt die Temperatur schließlich rasant an, was eine Bewegung des Sterns auf dem Hertzsprung-Russell-Diagramm fast horizontal nach links bewirkt, also eine Erhöhung der Temperatur bei nahezu konstanter Leuchtkraft. Die Temperatur erhöht sich solange bis schließlich die nötigen Temperaturen für die Wasserstofffusion vorhanden sind und der Stern somit die Hauptreihe des HRD erreicht.[20] Die starken Sternwinde, die durch den Ausstoß der Energie aus dem Kern entstehen, beginnen in diesem Stadium die Scheibe zu photoevaporieren<sup>13</sup>, sodass am Ende des Vor-Hauptreihenstadiums von der protostellaren Scheibe nur noch wenige dichte Teile übrig bleiben [22], die sich teilweise zu Planeten entwickeln können. Aus diesem Grund werden die protostellaren Scheiben zu diesem Zeitpunkt auch als protoplanetare Scheiben bezeichnet, da diese vermutlich den Vorläufer zu Planetensystemen bilden.[23]

<sup>12</sup> $T_C \sim \frac{M_*}{R_*}$   
<sup>13</sup>siehe:2.8

## T-Tauri Sterne ( $0,07 M_{\odot}$ bis $3 M_{\odot}$ )

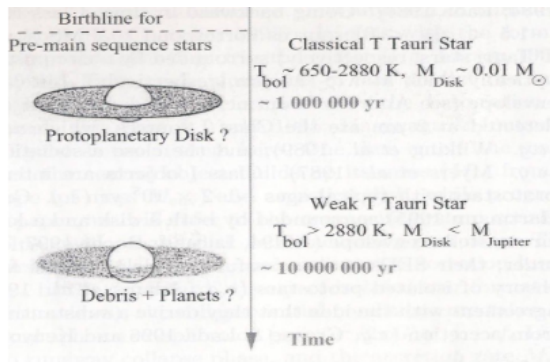


Abb 2.11: Entwicklungsstadien eines T-Tauri-Sterns [9]

T-Tauri Sterne sind meist zwischen 1 Millionen und 10 Millionen Jahre alt und werden vor allem durch ihre Variabilität in Bezug auf ihre Leuchtkraft charakterisiert, diese wird zum einen von großen „Sternenflecken“ (engl. „Starspot“) hervorgerufen gleichzeitig können diese aber auch durch Protoplaneten bzw. Planetesimals, die für Heterogenitäten in der protostellaren Scheibe des Sterns sorgen, hervorgerufen werden. T-Tauri bzw. Vor-Hauptreihensterne können schließlich auch kosmische Jets ausbilden, welche die Helligkeitsverteilung des Objektes weiter verändern können. [24] Wenn Objekte dieser Klasse nur noch Reste einer Akkretionsschei-

be bzw. keine Akkretionsscheibe besitzen werden diese auch als „Weak-line T Tauri star (WTTS)“ bezeichnet. Im Fall, dass sie keine Akkretionsscheibe besitzen können sie auch als „Naked T Tauri star (NTTS)“ bezeichnet werden. [25]

## Herbig-Ae/Be-Stern ( $2 M_{\odot}$ bis $8 M_{\odot}$ )

Herbig-Ae/Be-Sterne<sup>14</sup> sind dabei das massereichere Gegenstück zu den T-Tauri-Sternen ab ungefähr  $2 M_{\odot}$ . Herbig-Ae/Be-Sterne haben dementsprechend zu diesem Zeitpunkt bereits eine Spektralklasse von F oder höher. [26]

## Sterne mit mehr als $8 M_{\odot}$

Sterne, die bereits eine Masse von  $8 M_{\odot}$  überstiegen haben zeigen dabei jedoch kein Vor-Hauptreihenstadium, da sie sich zu schnell entwickeln, als das man diese optisch beobachten könnte, da sie ihre Molekülwolke nicht so schnell evaporieren können, wodurch eine Identifikation dieser als Vor-Hauptreihenstern unmöglich ist. [26]

<sup>14</sup>bennannt nach George H. Herbig, welcher diese zum ersten Mal beschrieben hatte

## 2.4 Das Hauptreihenstadium

### 2.4.1 Eigenschaften von Hauptreihensternen

#### Die Kernfusionsprozesse im Inneren eines Hauptreihensterns

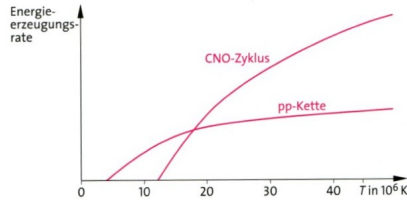


Abb 2.12: Energieerzeugungsrates des jeweiligen Kernfusionsprozesses nach Temperatur[2]

Durch die Kernfusionsprozesse im Inneren des Sterns bildet sich ein stabiles hydrostatisches Gleichgewicht aus, dabei wirkt die Strahlung, die durch die Kernfusion entsteht, der Gravitation entgegen, dieses Gleichgewicht hält somit solange an, wie die Kernfusionsprozesse stabil funktionieren. Wie viel Energie dabei durch die Kernfusion entsteht, hängt von der Temperatur im Zentrum des Sterns ab bzw. von der Masse und dem Radius<sup>15</sup>. Bei dieser Unterscheidung sind zwei Kernfusionsprozesse zentral. Zum einen gibt es die pp-Kette, die besonders bei masseärmeren Sternen essenziell ist, zum anderen spielt der CNO-Zyklus (Kohlenstoff-Stickstoff-Sauerstoff-Zyklus), welcher auch als Bethe-Weizsäcker-Zyklus<sup>16</sup> bezeichnet wird, besonders bei massereicheren Sternen eine Rolle. [2]

Bei sonnenähnlichen Sternen überwiegt dabei die pp-Kette. Bei diesem Prozess werden schrittweise Protonen in Helium-4 fusioniert, da ein Helium-4 Kern eine um etwa 0,7% geringere Masse hat wird aufgrund des Massendefekts<sup>17</sup> Energie frei, die daraufhin abgestrahlt wird. Dieser Prozess wird in 3 Schritte aufgeteilt:

Bei sonnenähnlichen Sternen überwiegt dabei die pp-Kette. Bei diesem Prozess werden schrittweise Protonen in Helium-4 fusioniert, da ein Helium-4 Kern eine um etwa 0,7% geringere Masse hat wird aufgrund des Massendefekts<sup>17</sup> Energie frei, die daraufhin abgestrahlt wird. Dieser Prozess wird in 3 Schritte aufgeteilt:

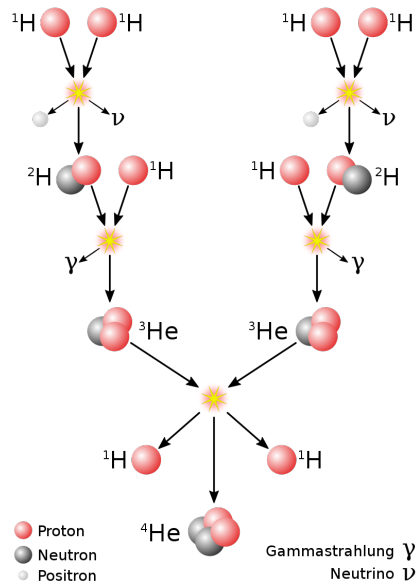
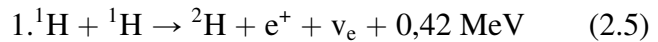
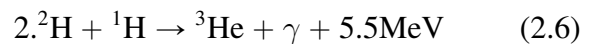


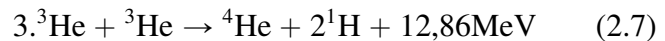
Abb 2.13: Proton-Proton-Reaktion[16]



Bei einer ersten Reaktion reagieren 2 Protonen zu einem Deuterium-Kern zusätzlich werden ein Positron ( $e^+$ ) sowie ein Elektronen-Neutrino frei ( $\nu_e$ ).



In einer zweiten Reaktion reagiert der entstandene Deuterium-Kern mit einem weiteren Proton zu einem Helium-3 Kern, dabei wird Energie in Form von Gammastrahlung frei 2.4



In der letzten Reaktion werden zwei Helium-3 Kerne schließlich zu einem Helium-4 Kern, dabei werden außerdem 2 Protonen sowie Energie frei.

<sup>15</sup> $T_C \sim \frac{M_*}{R_*}$

<sup>16</sup>Bennant nach den Entdeckern Hans Bethe und Carl-Friedrich von Weizsäcker

<sup>17</sup> $E = mc^2$

Diese Reaktionskette macht schließlich den Großteil der Leuchtkraft der Sonne aus, jedoch gibt es weitere Abwandlungen dieser Reaktionskette, auf die bei sonnenähnlichen Sternen jedoch nur ein geringer Teil der Leuchtkraft zurückzuführen ist, da dafür höhere Temperaturen von ca.  $14\text{-}23 \cdot 10^6\text{K}$  bzw. Temperaturen über  $23 \cdot 10^6\text{K}$  nötig wären bei diesen Temperaturen überwiegt jedoch der CNO-Zyklus bereits deutlich. Die Elektronen können bei allen dieser Reaktionen ignoriert werden, da durch die extrem hohen Temperaturen alle Atome vollständig ionisiert wurden. [27]

Bei Sternen mit einer Kerntemperatur von über  $14 \cdot 10^6\text{K}$  trägt der CNO-Zyklus zusätzlich zur Leuchtkraft des Sterns bei.<sup>18</sup> In diesem Prozess werden Protonen mithilfe von Kohlenstoff-Kernen zu Helium-4 fusioniert. Der Bethe-Weizsäcker-Zyklus beruht dabei auf dem Zerfall der  $^{13}\text{N}$ -Kerne (2.9) und  $^{15}\text{O}$ -Kerne (2.12) aufgrund ihrer Instabilität in  $^{13}\text{C}$  bzw.  $^{15}\text{N}$ . Da Kohlenstoff als Katalysator benötigt wird, welcher erst am Ende des Lebens eines Sterns entstanden ist, war dieser Prozess bei den ersten Sternen nicht möglich, sondern wurde erst durch die Verteilung des Kohlenstoffes durch Supernovae möglich.

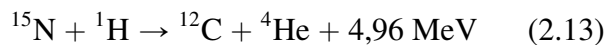
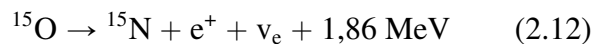
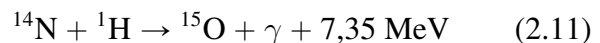
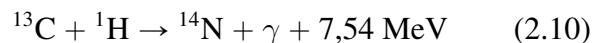
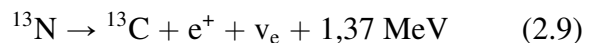
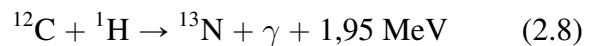
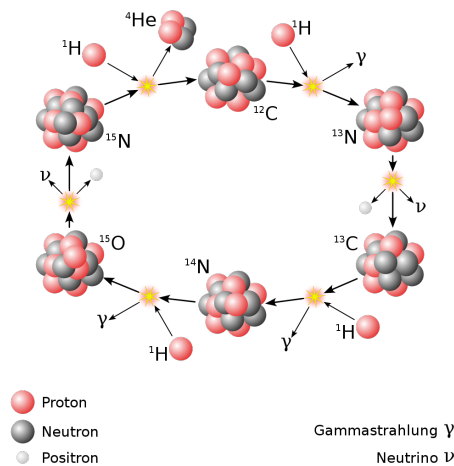


Abb 2.14: Ablauf des CNO-Zyklus [28]

Beim CNO-Zyklus werden aufgrund des Massendefekts, da der Helium-4 Kern eine um etwa 1% geringere Masse hat als die 4 Protonen, schließlich insgesamt  $25,03\text{MeV}$  an Energie in Form von Neutrinos und Gammastrahlung frei. Demensprechend hängt die Rate der Energieerzeugung von der Menge der  $^{12}\text{C}$ -Kerne ab, da mit mehr Kohlenstoff-Kernen diese Reaktion häufiger durchlaufen werden kann. Jedoch gibt es auch von dieser Reaktionskette Abwandlungen, die bei Temperaturen von über  $30 \cdot 10^6\text{K}$  auftreten können. Die ersten bei dieser Reaktion in der Sonne entstandenen Neutrinos wurden dabei erst 2020 nachgewiesen. [29]

<sup>18</sup>Bei der Sonne mit einer Kerntemperatur von ca.  $15 \cdot 10^6\text{K}$  macht der CNO-Zyklus etwa 1,6% der Leuchtkraft aus.



## Die Lebensdauer eines Sterns auf der Hauptreihe

Zur Abschätzung, der Lebensdauer eines Sterns ( $t_h$ ) auf der Hauptreihe, brauchen wir zum einen den Vorrat an Wasserstoff, welcher direkt von der Masse des Sterns abhängig ist ( $t_h \sim m_*$ ). Desweiteren benötigen wir den Verbrauch des Wasserstoffes, dieser lässt sich über die Leuchtkraft des Sterns abschätzen ( $t_h \sim \frac{1}{L_*}$ ), dabei lassen Beobachtungen und theoretische Annäherungen vermuten, dass die Leuchtkraft proportional zur dritten Potenz der Masse ist ( $L_* \sim M_*^3$ ). Somit kriegen wir eine Beziehung von  $t_h \sim \frac{M}{M_*^3}$  oder:

$$t_h \sim \frac{1}{M_*^2} \quad (2.14)$$

Somit haben massereichere Sterne eine deutlich kürzere Verweildauer als masseärmere Sterne: [30]

Spektral- typ	$T$ in K	$m$ in $m_\odot$	$L$ in $L_\odot$	Lebensdauer in a
O5 V	44 500	60	$7,9 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^5$
B0 V	30 000	18	$5,2 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^6$
B5 V	15 400	6	$8,3 \cdot 10^2$	$5,2 \cdot 10^7$
A0 V	9 500	3	$5,4 \cdot 10^1$	$3,9 \cdot 10^8$
F0 V	7 200	1,5	6,5	$1,8 \cdot 10^9$
G0 V	6 050	1,1	1,5	$5,1 \cdot 10^9$
K0 V	5 250	0,8	$4,3 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{10}$
M0 V	3 850	0,5	$7,7 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{10}$
M5 V	3 250	0,2	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{11}$

Abb 2.15: Lebendauer eines Sterns geordnet nach Spektraltypen[2]

## 2.4.2 Braune Zwerge

Es gibt jedoch auch Objekte, die sich zwar vermutlich bis zur Hauptreihe ähnlich entwickelt haben und ebenfalls Deuterium fusionieren konnten, jedoch liegt ihre Masse unterhalb der Grenze von ca. 75 Jupitermassen, sodass sie nicht in der Lage sind die nötigen Temperaturen aufzuweisen um Wasserstoff zu fusionieren. Diese Objekte werden auch als braune Zwerge bezeichnet und bilden somit den Übergang vom Planeten (<13 Jupitermassen) und Sternen (>75 Jupitermassen). Wie diese braunen Zwerge entstehen ist jedoch bisher heute Gegenstand der Forschung.

Zum einen gibt es die Theorie, dass braune Zwerge vollkommen wie Sterne entstehen, jedoch die Gesamtmasse nicht ausreicht um Wasserstoff zu fusionieren. Gleichzeitig könnten braune Zwerge in Mehrfachsternsystemen entstehen, jedoch werden diese in einer früheren Entwicklungsphase hinausgeschleudert, wofür die Beobachtungen der Häufigkeiten von braunen Zwerge in Doppel- und Mehrfachsternsystemen sprechen würden. Jedoch werden immer wieder braune Zwerge ohne Begleiter beobachtet, wodurch die Entstehung als Sterne mit geringerer Masse ebenfalls plausibel erscheint. [31] Wahrscheinlich kommen beide Entstehungsformen in der Natur vor, jedoch wäre in diesem Bereich weitere Forschung nötig, da gerade die Beobachtungen von braunen Zwergen in Mehrfachsternsystemen auf wenigen Beobachtungen beruhen. So gibt es auch weitere Theorien, die weiterhin plausibel erscheinen. [32]

## 2.4.3 Entwicklung auf der Hauptreihe

Das Hauptreihenstadium ist jedoch nicht vollkommen stabil, stattdessen nimmt die Leuchtkraft und der Radius des Hauptreihensterns mit der Zeit zu, da der Anteil an Wasserstoff im Kern durch die Fusion zu Helium abnimmt. Um dieser Entwicklung entgegenzuwirken und um ein hydrostatisches Gleichgewicht beizubehalten, nimmt die Kerntemperatur und der Druck im Stern zu, wodurch schließlich die Kernfusionsrate ansteigt und die Leuchtkraft dementsprechend ebenfalls zunimmt, dies führt dazu, dass der Stern im Hertzsprung-Russell-Diagramm leicht nach rechts oben läuft. Dies ist ebenfalls der Hauptgrund, warum die Hauptreihe kein dünne Linie ist, sondern vielmehr einen breiten Streifen darstellt, da man Sterne in verschiedenen Stadien der Hauptreihe beobachtet. So hatte die Sonne zu Beginn ihres Hauptreihenstadiums nur eine Leuchtkraft von ca. 70% im Vergleich zu ihrer heutigen Leistung. [30]

## 2.5 Endstadien von Sternen

### 2.5.1 Sterne mit weniger als $0,5 M_{\odot}$

Bei sehr massearmen Sternen wird der ganze Wasserstoff-Vorrat in Helium fusioniert, da der heiße Kern durch Konvektion stetig Wasserstoff bekommt. Wenn nun aber kein Wasserstoff mehr vorhanden ist zieht sich der Stern zusammen heizt sich währenddessen auf und wird schließlich zu einem weißen Zwerg, also zu einem extrem dichten Stern, welcher nur noch durch die Abstrahlung der Wärmeenergie leuchtet. Somit kühlt sich der weiße Zwerg nur noch nach und nach ab. [33] Dabei verliert der weiße Zwerg stetig an Energie bis dieser schließlich vollkommen erkaltet ist und somit keine Energie mehr abgeben kann und nicht mehr leuchtet. Ab diesem Zeitpunkt ist der weiße Zwerg zu einem schwarzen Zwerg geworden. Diese Idee ist jedoch noch Theorie, da noch kein weißer Zwerg so alt sein könnte, dass diese erkaltet sein könnten. [2] Gleichzeitig wurde im letzten Jahrzehnt nachgewiesen, dass bei der Abkühlung des weißen Zwerges der Kern kristallisiert, wodurch die Temperatur im Kern noch einmal ansteigt bzw. dieser noch langsamer abkühlt. [34]

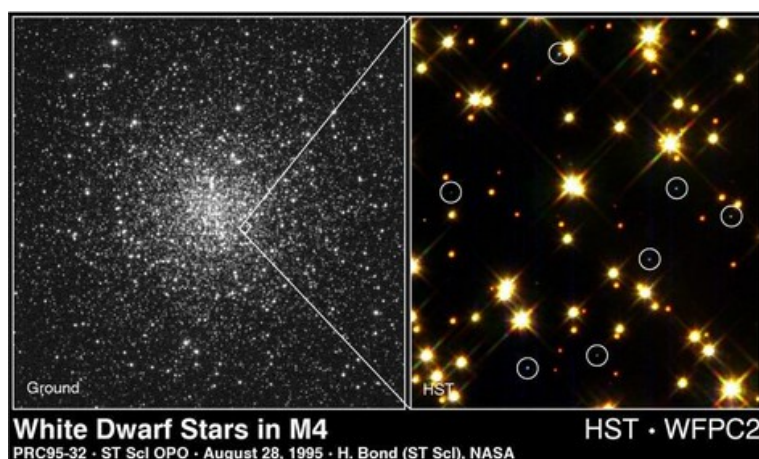


Abb 2.16: Weiße Zwerge im Kugelsternhaufen M4 [35]

## 2.5.2 Sterne mit ca. $0,5 M_{\odot}$ bis $3 M_{\odot}$

Im Gegensatz zu masseärmeren Sternen sind Sterne mit mehr als  $0,5 M_{\odot}$  nicht vollkommen konvektiv. Somit wird nur im Kern Wasserstoff fusioniert, während um den Kern herum kein Wasserstoff verbraucht wird. Wenn schließlich alle Wasserstoff-Atome im Kern zu Helium fusioniert wurden, beginnt dieser Helium-Kern sich zusammenzuziehen, da es ohne die Kernfusion keinen Gegendruck gegen die Gravitation gibt. Dabei heizt sich der Kern auf, wodurch sich die Umgebung um den Kern ebenfalls aufheizt, dies führt dazu, dass sich eine Schale um den Kern bildet. In dieser Schale beginnt schließlich ebenfalls die Fusion von Wasserstoff zu Helium, dies führt zu einer Expansion der äußeren Hülle des Sterns, aufgrund des Anstiegs des Druckes. Der Stern „wandert“ im Hertzsprung-Russell-Diagramm durch den Anstieg des Radius nach oben rechts und befindet sich nun im „Riesenast“. Währenddessen zieht sich der Kern weiter zusammen, bis dieser schließlich einen Punkt erreicht in welchem die Dichte so groß ist, dass der Druck den Druck von den äußeren Schichten ausgleichen kann, jedoch verhält sich die Materie im Kern aufgrund der extrem hohen Dichte<sup>19</sup> nicht mehr nach den Gesetzen der idealen Gase. Dementsprechend ist es möglich, dass sich der Kern weiter zusammenzieht und die Temperatur weiter ansteigt.

Bei ca. 100 Millionen Kelvin setzt schließlich im Kern die Fusion von Helium zu Kohlenstoff und Sauerstoff ein, dieser Prozess wird auch als  $3\alpha$ -Prozess bezeichnet. Dabei ist der Beginn dieser Reaktion bei Sternen von weniger als  $3 M_{\odot}$  sehr plötzlich und extrem, sodass der Stern schnell an Temperatur gewinnt (engl. Helium Flash). Die Temperatur steigt immer weiter an, da der Stern weiterhin eine sehr große Dichte hat, wodurch schließlich die Energieerzeugungsrate weiter ansteigt und die Temperatur ebenfalls weiter zunimmt. Die Temperatur kann zu diesem Zeitpunkt bis zu 1 Milliarden K erreichen. Dabei bewegt sich der Stern im Hertzsprung-Russell-Diagramm nach links unten. (engl. horizontal branch)

Dieser sich aufschaukelnde Prozess führt schließlich dazu, dass der Stern expandiert und so stark an Leuchtkraft zunimmt. Gleichzeitig sorgt die freiwerdende Energie dafür, dass die Dichte des Kerns bei gleichbleibender Temperatur abnimmt. Der Kern verliert durch die Kernfusion weiter Energie, wodurch die Dichte weiter abnimmt und der Stern sich wieder zusammenzieht. So stellt sich nach und nach wieder ein hydrostatisches Gleichgewicht ein. (engl. asymptotic giant branch) Wenn schließlich die Heliumfusion im Kern zum Erliegen kommt, fällt der Kern aufgrund der fehlenden Kraft, die der Gravitationskraft entgegenwirkt, in sich zusammen. Dabei steigen die Temperatur und die Dichte extrem an, bis dieser Kern ebenfalls zu einem weißen Zwerg wird. Bei der Kontraktion wird erneut Energie frei. Diese sorgt dafür, dass die Hülle des Sterns zunächst nur langsam auf den Kern hinzu fällt. Ein Teil der Hülle wird dabei entzündet und so nach außen beschleunigt. So verteilt sich nach und nach die Hülle des Sterns im Raum um den weißen Zwerg und ein planetarischer Nebel ist entstanden. Dieser Prozess der erneuten Entzündung der Hülle wird auch als „thermal pulses“ bezeichnet. [33]

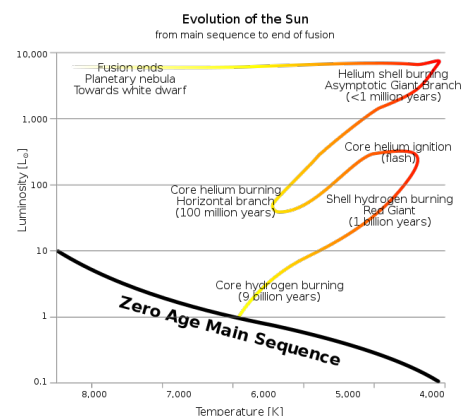


Abb 2.17: Endstadium eines sonnenähnlichen Sterns[36]

<sup>19</sup>Entartete Materie

### 2.5.3 Sterne mit mehr als ca. $3 M_{\odot}$

Die Endstadien von massereicheren Sternen laufen dabei zunächst ähnlich ab wie bei masseärmeren Sterne. Wenn nun aber der Kern, nach der Heliumfusion zu Kohlenstoff, die *Chandrasekhar-Grenzmasse* von  $1,4 M_{\odot}$  übersteigt, ist es möglich, dass beim weiteren Kollaps des Kerns die Dichte und die Temperatur ausreicht um schließlich Kohlenstoff mit Helium-Kernen zu Neon, Magnesium oder Natrium zu fusionieren. Gleichzeitig kann in der Schale um den Kern Heliumfusion beginnen und eine weitere Schale, in welcher Wasserstofffusion geschieht, kann ebenfalls entstehen. Der Beginn der Kohlenstofffusion kann dabei ähnlich ablaufen wie der oben beschriebene *Helium Flash*, was zu einem erneuten starken Anstieg des Radius führt. Wenn nun nach etwa einhundert Jahren die Kohlenstofffusion ebenfalls zum Erliegen kommt, wiederholt sich der Prozess erneut. Der Kern fällt wieder zusammen, wodurch schließlich andere Kernfusionsprozesse zur Fusion zu schweren Elementen führt und eine weitere Schale entsteht. Dieser Vorgang geht solange bis schließlich im Kern Silizium zu Eisen fusioniert wurde. Da Eisen das Element ist welches am engsten gebunden ist, wird bei der Fusion von Eisen keine Energie frei, sondern es müsste Energie für diese endotherme Reaktion hinzugefügt werden, die der Stern nicht aufweisen kann.

Somit ist der Stern in einer Art „Zwiebelstruktur“ aufgebaut mit einem Eisenkern und einzelnen Schalen, die aus Elementen mit absteigender Ordnungszahl bestehen, sowie einer äußeren Schale, welche weiterhin aus nicht fusioniertem Wasserstoff besteht. Der Kern beginnt nun erneut, sich zusammenzuziehen, diesmal beginnt jedoch keine Kernfusionsreaktion, die die Kontraktion stoppt, weswegen der Kern eine extrem hohe Dichte erreicht. Bei diesen hohen Dichten werden schließlich Protonen und Elektronen zu Neutronen und Neutrinos



Die entstehenden Neutrinos können dem dichten Kern entkommen und beschleunigen die äußeren Regionen, aufgrund ihrer extrem großen Anzahl, sehr schnell nach außen. Der Kern gibt dabei über die Neutronos bis zu  $10^{46}$ J an Energie ab, wodurch die Leuchtkraft kurzzeitig extrem ansteigt. Der Stern ist in einer Supernova explodiert, zurückbleibt ein Kern, welcher nur aus Neutronen besteht und die Dichte eines Atomkerns besitzt. Wenn die Masse dieses *Neutronensterns* etwa  $3M_{\odot}$  übersteigt, überwiegt die Gravitation auch über den Druck des Neutronensterns und dieser kollabiert weiter, sodass schließlich nicht mal mehr Licht dem Objekt entkommen kann. Ein schwarzes Loch ist entstanden. [2]



Abb 2.18: Supernovaüberrest der Supernova aus dem Jahre 1054 [37]



# 3 Forschungsobjekte

## 3.1 NGC 7822

NGC 7822 ist eine ca. 2900 Lichtjahre entfernte Sternentstehungsregion im Sternbild Kepheus. Diese setzt sich hauptsächlich aus dem offenen Sternhaufen Berkeley 59 und der HII-Region Sharpless 171 zusammen. Eine HII-Region entsteht, wenn eine Molekülwolke durch einen entstandenen heißen Stern und der darausfolgenden hochenergetischen Strahlung ionisiert wird. Dabei entsteht eine Ionisationsfront, die sich durch die Molekülwolke „bewegt“ und immer stärker abgebremst wird bis die Schockfront, welche aus dem Sternwind des entstandenen Sterns folgt, diese einholt. Eine H-II Region bekommt ihren Namen über den ionisierten Wasserstoff, welcher nun den Großteil der Materie in der Region ausmacht. Aus diesem Grund lassen sich H-II Region besonders einfach in  $H\alpha$  betrachten und sehen aus diesem Grund auf den meisten Bildern rötlich aus. Der Stern, welcher Sharpless 171, ionisiert ist das Doppelsternsystem V747 Cep im Zentrum der Region. Einer dieser Sterne ist ein Stern des Spektraltyps O5V mit einer Oberflächentemperatur von 45.000K und einer Leuchtkraft von 100.000 mal der Leuchtkraft der Sonne, wodurch dieser in der Lage ist, die Region zu ionisieren. Desweiteren kann man dunkle dichtere Wolken vor dem leuchtenden Nebel erkennen, diese sind vermutlich Orte der Sternentstehung, jedoch werden diese nach und nach durch die Strahlung der umliegenden Sterne evaporiert, wodurch schließlich auch die Sternentstehung stoppen wird.

Auffällig sind außerdem die sogenannten „Elephant trunks“ diese entstehen durch die Sternwinde heißer Sterne, die umliegendes Gas evaporieren. Jedoch gibt es auch dichtere Regionen innerhalb der Molekülwolke, diese können dem Sternwind widerstehen und schützen gleichzeitig die Materie hinter ihnen. Auf diese Weise können längliche „Klumpen“ entstehen, die auch als „elephant trunk“ bezeichnet werden. Diese sind jedoch teils nicht vollkommen statisch, sondern sind in der Lage sich zu drehen oder anderweitig zu bewegen wie zum Beispiel der „dancing queen trunk“ in NGC 7822 dabei sorgt das Zusammenspiel aus den Sternwinden, die diesen „elephant trunk“ geformt haben, sowie den Magnetfeldern innerhalb der HII-Region dafür, dass dieser sich in etwa 0,8 Millionen Jahren einmal um die eigene Achse dreht. [39]

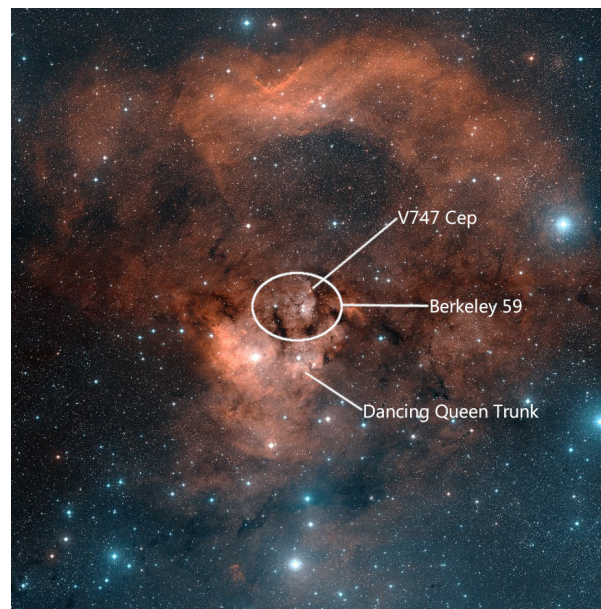


Abb 3.1: Aufnahme von NGC7822[38] mit eigener Beschriftung

## 3.2 M42

M42, besser bekannt als der Orionnebel, ist ebenfalls eine HII-Region und steht im Sternbild Orion. M42 ist etwa 414 Parsec (ca. 1350 Lichtjahre) entfernt. Dabei hat der Orionnebel eine Ausdehnung von etwa 24 Lichtjahren. Die Hauptionisationsquelle stellt dabei der Stern  $\theta^1$  Orionis C1, welcher ein Teil eines Mehrfachsternsystems ist, dieser liegt im Zentrum des Orionnebels und ist Teil des Trapezclusters. Der Orionnebel ist mit einer scheinbaren Helligkeit von 4 mag teilweise auch mit dem bloßen Auge sichtbar. Aufgrund dieser Tatsache, dass der Orionnebel im Vergleich sehr hell und auch sehr nah ist, ist der Orionnebel eine beliebte Region um die Sternentstehung zu studieren. So wurden im Orionnebel zahlreiche Bilder von Protosternen und Braunen Zwergen aufgenommen. Gleichzeitig werden im Orionnebel die Effekte der starken Sternwinde und UV-Strahlung studiert. Aus diesen wird gefolgert, dass der Orionnebel in ca. 100 000 Jahren fast vollkommen evaporiert wird und sich zu einem offenen Sternhaufen entwickelt hat. Bereits jetzt hat sich um den Trapezcluster, aufgrund der starken Sternwinde und UV-Strahlung, eine Art leere Hülle gebildet.<sup>1</sup> Der Orionnebel wurde aufgrund der scheinbaren Helligkeit von 4 mag schon von den Mayas als Stern identifiziert und diese Idee hielt sich bis ins 17. Jahrhundert bis Nicolas-Claude Fabri de Peiresc diesen als Sterne in einem „Wölkchen“ identifiziert hatte. Christiaan Huygens zeichnete schließlich zum ersten Mal einen Umriss des hellsten Teil des Orionnebels. Aus diesem Grund wird diese Region bis heute als Huygens-Region bezeichnet.

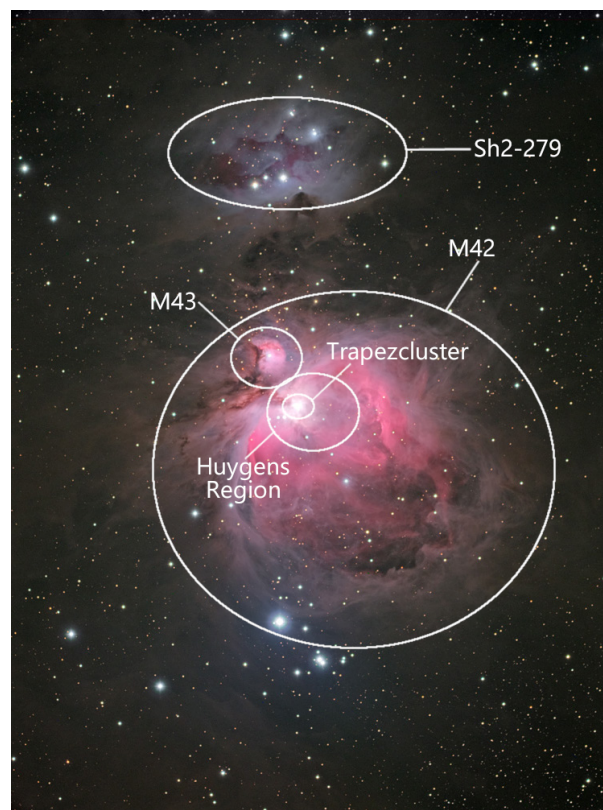


Abb 3.2: Aufnahme des Orionnebels und Umgebung [40] mit eigener Beschriftung

<sup>1</sup>3D-Animation der NASA: [https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Orion\\_Nebula\\_3D\\_Fly-Through\\_-\\_HST.ogv](https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Orion_Nebula_3D_Fly-Through_-_HST.ogv)

### 3.3 M57

M57 oder auch der Ringnebel ist ein 700 Parsec (2300 Lichtjahre) entfernter planetarischer Nebel im Sternbild Leier. Der Ringnebel ist der Überrest eines Stern, welcher vor etwa 20.000 Jahren seine Hülle abgestoßen hatte. Der zurückgebliebene weiße Zwerg hat immernoch eine Temperatur von ca. 70.000K und eine scheinbare Helligkeit von 15,8 mag. Die äußere Hülle setzt sich dabei aus den verschiedenen entstandenen Elementen. Nahe am Zentralstern sieht man dabei die charakteristische blaue Farbe von zweifach ionisiertem Helium. Nach außen sieht man schließlich grüne-blaue Farbe des zweifachionisierten Sauerstoffs, welcher am Ende des Sterns im Zentrum entstanden ist, sowie die gelbe Farbe des Heliums und schließlich die rote Farbe des Stickstoffs und auch die der Wasserstoffreste. Die äußeren roten Hüllen sind dabei in Form einer Rose angeordnet, was sich durch die „thermal pulses“ am Ende der Entwicklung des Sterns erklären lässt.

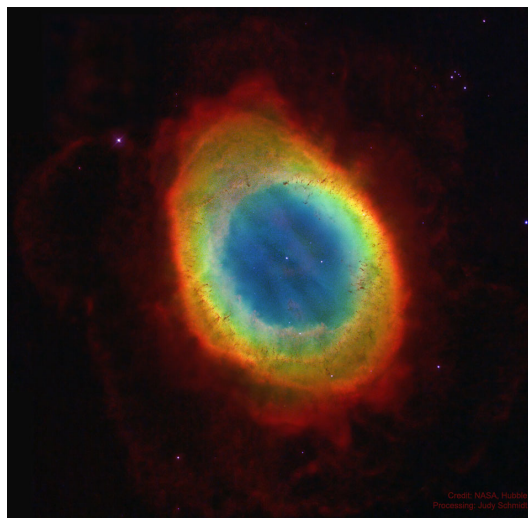


Abb 3.3: Hubble Space Telescope Aufnahme des Ringnebels[41]

Tatsächlich sieht der Ringnebel jedoch nicht kugelförmig oder ähnlich aus, wie man es erwarten könnte, sondern sieht mehr aus wie ein länglicher Ellipsoid auf dessen Öffnung der Beobachter guckt. Wie diese Struktur zustandekommt ist jedoch bis heute Gegenstand der Forschung.[42]

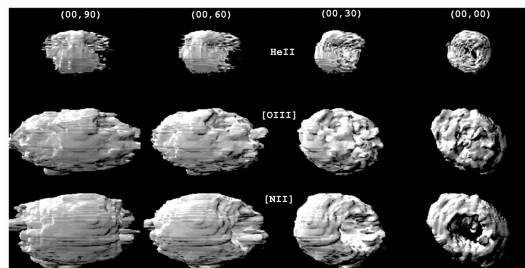


Abb 3.4: 3 Dimensionale Topographie des Ringnebels[42]

# 4 Fotografie NGC 7822

## 4.1 Planung des Beobachtungsabends am 10.11.21

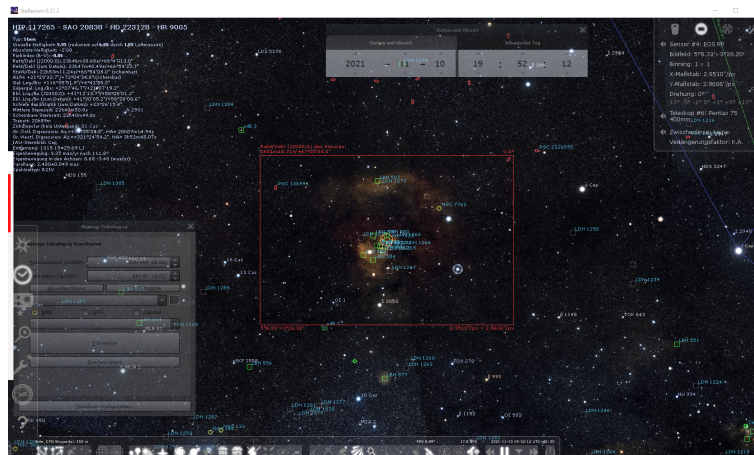


Abb 4.1: Planung des Beobachtungsabends mit Stellarium (Eigene Aufnahme)

Die Planung zur Fotografie von NGC 7822 wurde über die Software Stellarium vorgenommen, dazu registrierten wir zunächst die benutzten Geräte. Zum einen das Teleskop das Pentax 75, welches sich an unserem CDK20 in der Station 7 befindet mit einem Reducer, und zum anderen die benutzte Kamera die EOS RP. So lässt sich bereits vorher das Endergebnis erahnen und man kann gegebenenfalls Änderungen vornehmen. Um gleichzeitig die Lichtverschmutzung, die in Wuppertal leider teilweise sehr extrem ist, herauszufiltern wurde außerdem ein L-eNhanche Filter der Firma Optolong genutzt, dieser lässt nur Licht in den Wellenlängen durch, in denen HII-Regionen hauptsächlich Licht emittieren. Die verwendete Kamera wurde astromodifiziert. Somit wurde ein Grünfilter, welcher standardmäßig eingebaut ist, entfernt um die Rotempfindlichkeit zu erhöhen, welche gerade bei der Fotografie von HII-Regionen sehr wichtig ist.

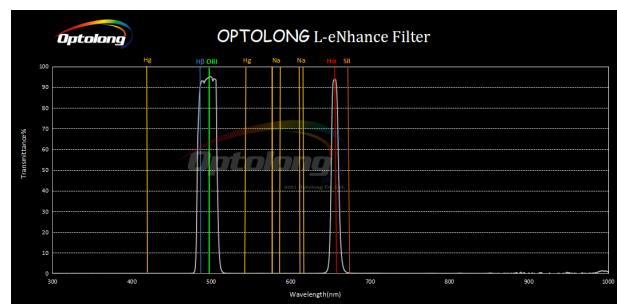


Abb 4.2: Empfindlichkeiten des Optolong L-eNhanche Filters [43]



### 4.1.1 Technische Details der EOS RPa Kamera

Bildsensor	CMOS-Sensor (35,9 x 24mm)
Pixel effektiv	Ca. 26,2 Megapixel
Pixel gesamt	Ca. 27,1 Megapixel
Seitenverhältnis	3:2
Farbfilter	RGB-Primärfarben
Abmessungen	132,5 x 85,0 x 70,0mm
Bit-Tiefe	14 Bit

Tabelle 4.1: Technische Daten der EOS-RP[44]

Die EOS RPa ist über eine übliche Bayer-Matrix (Verteilung von grünen, blauen und roten Pixeln) in der Lage Farbaufnahmen aufzunehmen. Dabei hat jeder Pixel eine Bit-Tiefe von 14, somit kann jeder Pixel  $2^{14} + 1$  (16385) verschiedene Helligkeitsstufen erkennen.



Abb 4.3: Aufbau am Pentax 75



Abb 4.4: Kameraaufbau

## 4.2 Aufnahme der Bilder

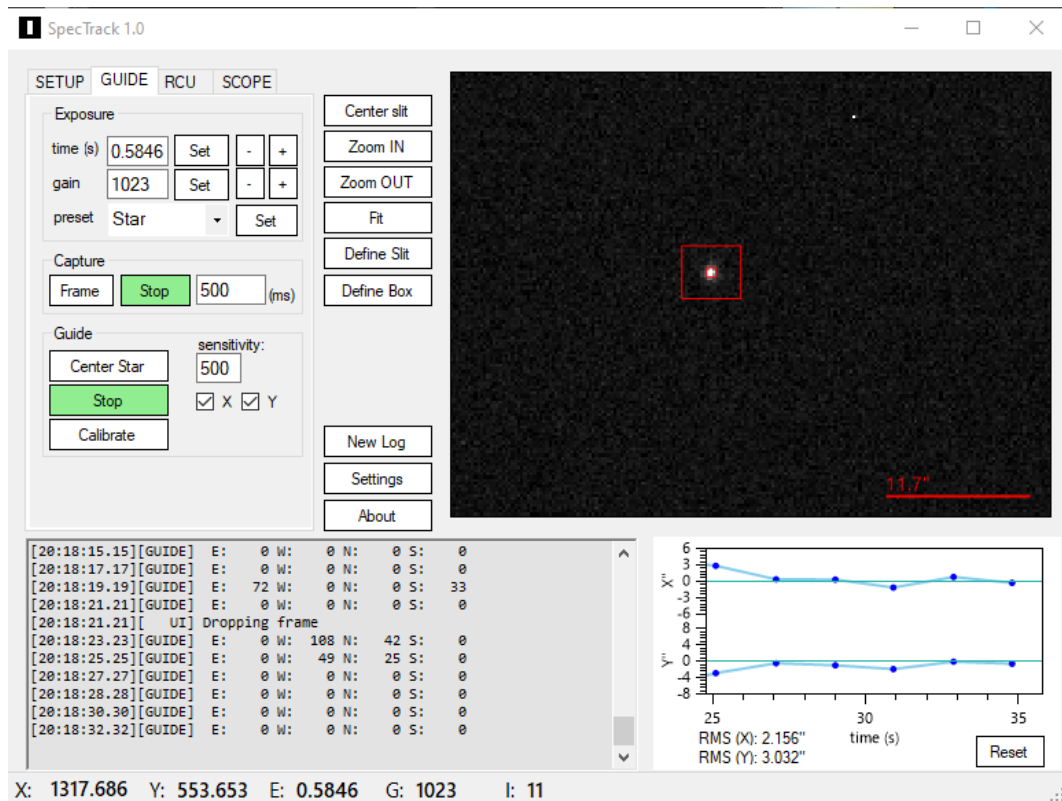


Abb 4.5: Guiding über SpecTrack (Eigene Aufnahme)

Zunächst mussten wir einen Stern suchen, an dem sich das Teleskop orientieren kann um die Bewegung der Erde über die lange Belichtungszeit und Gesamtaufnahmezeit auszugleichen. Dazu wäre die HII-Region zu schwach gewesen. Diesen Stern markieren wir mithilfe von der Software SpecTrack, welche dafür sorgen wird, dass sich das Teleskop so bewegen wird, dass der Stern immer an einer festen Position im Guiding-Fenster stehen wird, wodurch schließlich auch die beobachtete HII-Region immer im Zentrum des Bildes steht.

Die Fotografie wurde schließlich über die Herstellersoftware EOS Utility durchgeführt. Insgesamt wurden 34 Bilder mit jeweils 2 Minuten Belichtungszeit aufgenommen (Gesamtbelichtungszeit: 1 Std. 8min) mit ISO 2500. Dazu kamen anschließend 6 Darks<sup>1</sup> mit dementsprechend ebenfalls 2 Minuten Belichtungszeit.

<sup>1</sup>Bilder, die gegen eine komplett dunkle Oberfläche aufgenommen werden, dabei werden nur Fehlerpixel der Kamera aufgenommen, diese können später so aus dem belichteten Bild entfernt werden.

## 4.3 Nachbearbeitung der Bilder

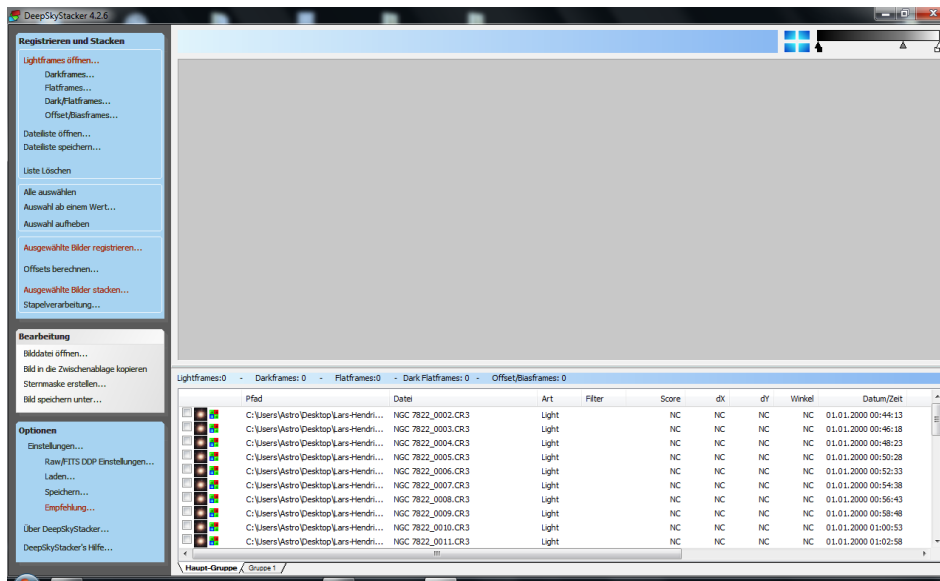


Abb 4.6: Stacking der Bilder mit DeepSkyStacker (Eigene Aufnahme)

Zunächst müssen sowohl die Light- als auch die Darkframes in DeepSkyStacker eingefügt werden. Diese Software wird in einem nächsten Schritt die Lightframes „stacken“ (deut: übereinanderlagern). Zusätzlich werden heiße Pixel<sup>2</sup> durch die aufgenommenen Darkframes herausgenommen. Dazu nutzen wir folgende Einstellungen:



Abb 4.7: Einstellungen zum Stacken der Bilder (Eigene Aufnahme)

Nach einer weiteren Tonwertkorrektur (siehe: Abb 5.4) hatten wir schließlich unser Endergebnis.

<sup>2</sup>Pixel, die durch die Wärme in der Kamera und Umgebung gezählt werden



## 4.4 Auswertung

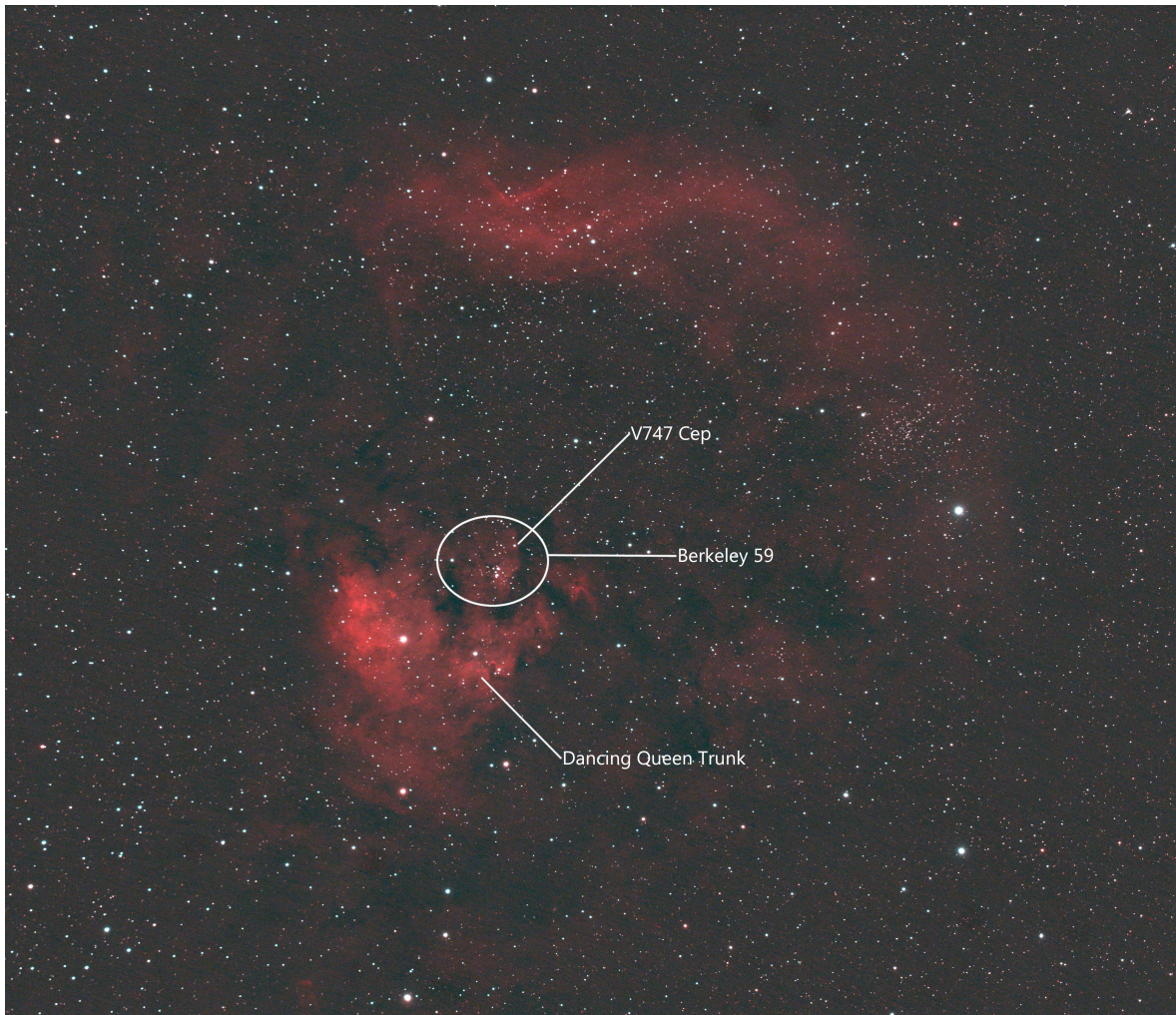


Abb 4.8: Endergebnis NGC7822 (Eigene Aufnahme) mit Zuschneidung und Beschriftung (Originalbild siehe: Titelseite)

Auf diesem Bild ist zum einen durch den genutzten Optolong L-eNhance Filter die charakteristische rote Farbe des ionisierten Wasserstoffs zu erkennen, welcher der HII-Region ihren Namen verleiht. Außerdem sind die oben angesprochenen „elephant trunks“ zu beobachten. Desweiteren ist es möglich, einige der oben geklärten Dunkelwolken zu erkennen, die gerade in der Region um den offenen Sternhaufen Berkeley 59 zu sehen sind.

# 5 M57 Fotografie

## 5.1 Planung des Beobachtungsabend am 22.9.21

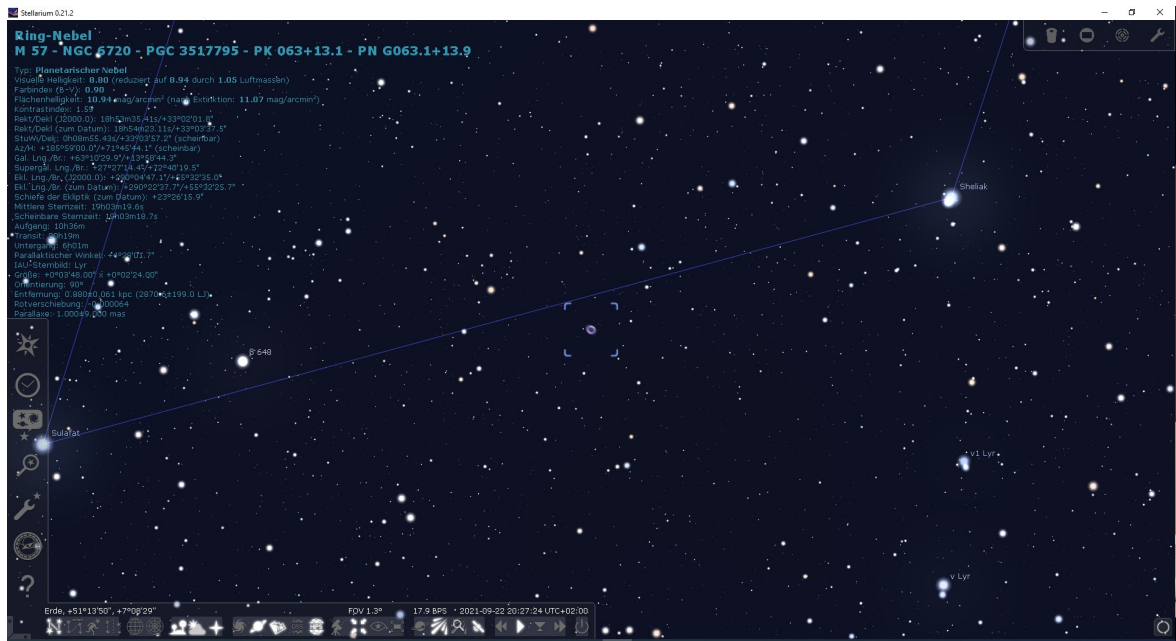


Abb 5.1: M57 Planung mit Stellarium

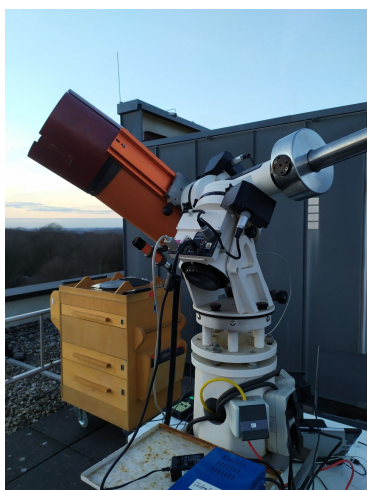


Abb 5.2: Aufbau an der Station 6

Zur Planung verwendeten wir erneut Stellarium. Dieses Mal arbeiteten wir mit dem Celestron 11 an unserer Station 6 und der EOS450D Farbkamera, die mit einer Auflösung von 12,2 Megapixeln und einer Bit-Tiefe von 14 Bit, sowie einem 22.2 x 14.8 mm CMOS Sensor, ebenfalls in der Lage ist scharfe Aufnahmen zu machen. Insgesamt hatten wir 90 Bilder mit jeweils 10s Belichtungszeit aufgenommen.

## 5.2 Nachbearbeitung der Bilder

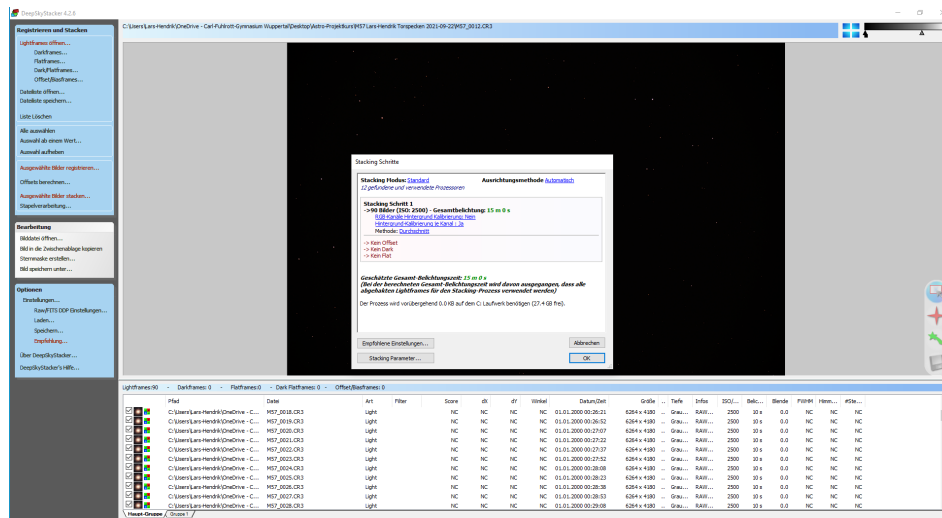


Abb 5.3: Stacking über DeepSkyStacker

Zunächst mussten wir die aufgenommenen Bilder stacken.

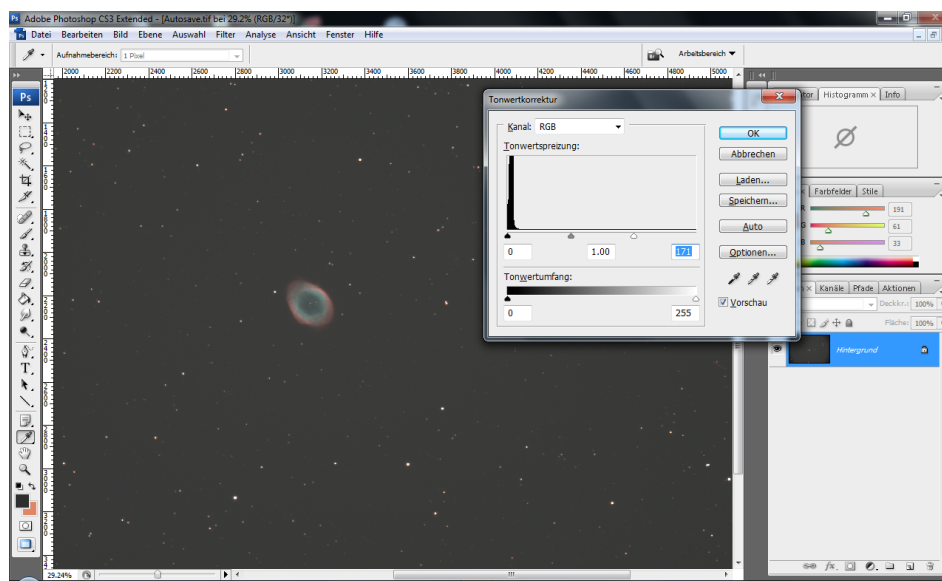


Abb 5.4: Tonwertkorrektur über Photoshop

Als letzten Schritt haben wir das ganze Bild aufgehellt, um auch dunklere Nebelanteile sichtbar zu machen, dabei war das Ziel das Bild jedoch gleichzeitig nicht zu künstlich werden zu lassen.



## 5.3 Auswertung



Abb 5.5: Endergebnis M57

Zum einen gelang es uns die grün-blaue Farbe des zweifachionisierten Sauerstoffs [O III], welcher am Ende des Sterns im Zentrum entstanden ist, sowie die blaue Farbe des zweifachionisierten Helium He III und schließlich die rote Farbe des ionisierten Stickstoffs [N II] bzw. die der Wasserstoffreste ( $H\alpha$ ). [45]

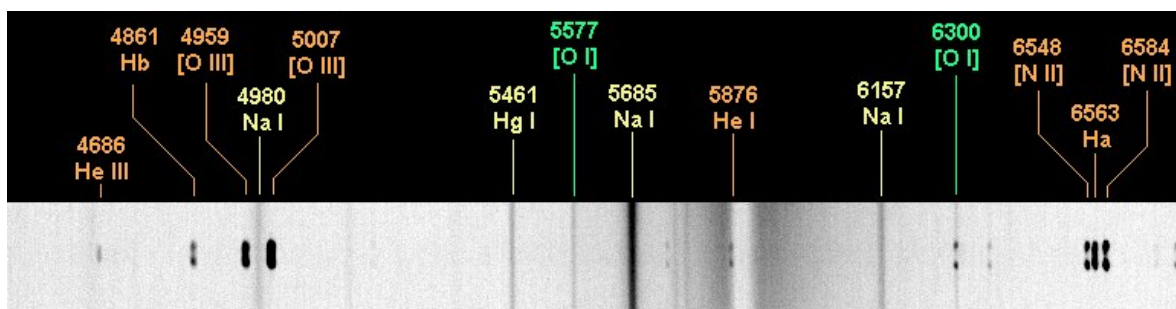


Abb 5.6: Spektrum von M57[45]

In diesem Spektrum sind Emissionlinien von M57 orange angegeben, Emissionlinien, die durch die Atmosphäre verursacht wurden grün und Emissionlinien, die durch die Lichtverschmutzung zu erklären sind gelb.

# 6 Spektroskopie der HII-Region M42

## 6.1 Aufnahme der Spektren

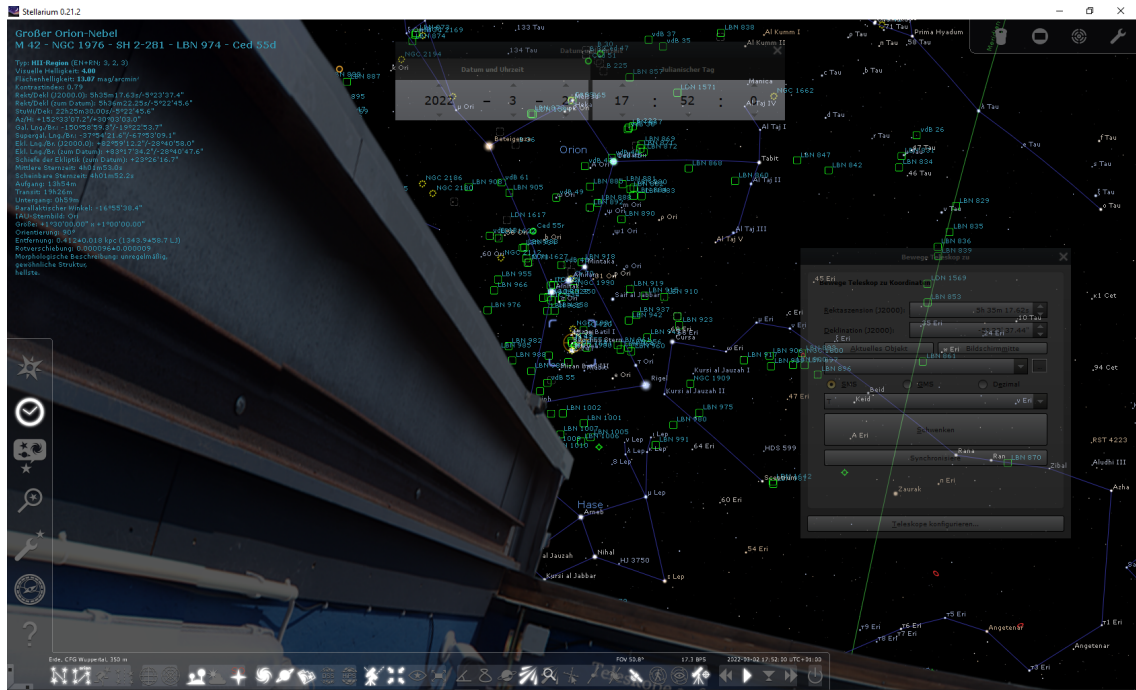


Abb 6.1: Planung der Spektroskopie mit Stellarium

Die Planung wurde wie vorher bereits angeführt wieder mit Stellarium durchgeführt. Diesmal nutzen wir das TEC 160 FL Teleskop, welches ebenfalls an unserem Großteleskop dem CDK20 0,5m in der Station 7 montiert ist. Als Spektrograph nutzen wir einen DADOS Spalt-spektrographen der Firma Baader Planetarium. Als Gitter kam ein Gitter mit 200 Spalten pro mm zum Einsatz. An diesem Spektrographen montierten wir zum einen eine DMK41 Kamera zur Nachführung sowie die SBIG STF-8300M zur Aufnahme des Spektrums.

## 6.1.1 Technische Details der SBIG STF-8300M

Bildsensor	Kodak KAF-8300 (18 x 13,5mm)
Megapixel	8,3
Farbkamera	nein
Abmessungen	5 x 10 x 12,7cm
Bit-Tiefe	16 Bit
aktive Kühlung	ja
Max. Differenz Kühlung unter Umgebungstempertur	-40°C

Tabelle 6.1: Technische Daten der SBIG STF-8300M[46]

Die SBIG STF-8300M ist eine schwarz-weiß Kamera, die mit einer Bit-Tiefe von 16 Bit in der Lage ist kleine Unterschiede in der Helligkeit des Spektrums genau zu erkennen und wiederzugeben.

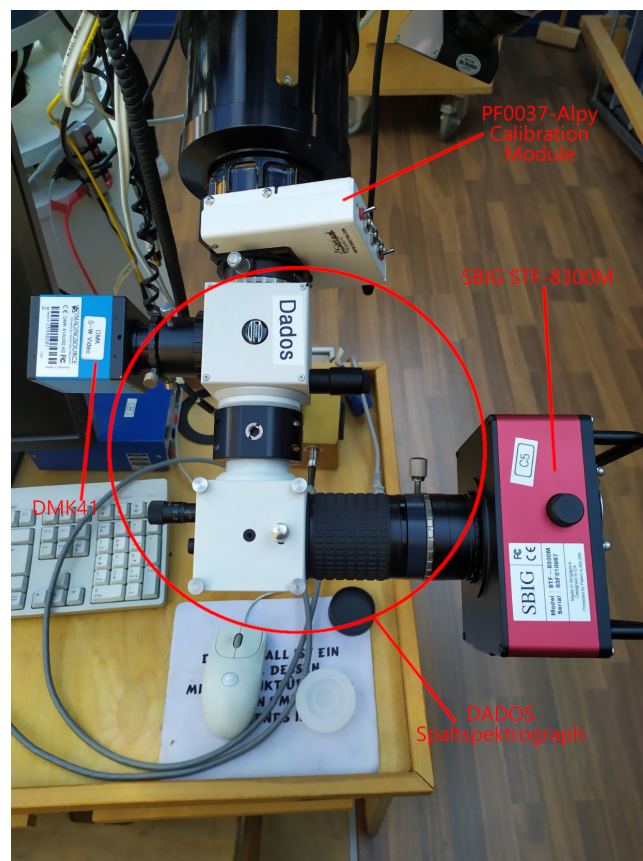


Abb 6.2: Aufbau des Spektrographen am TEC 160 FL

## 6.1.2 Vorbereitung des Spektrographen

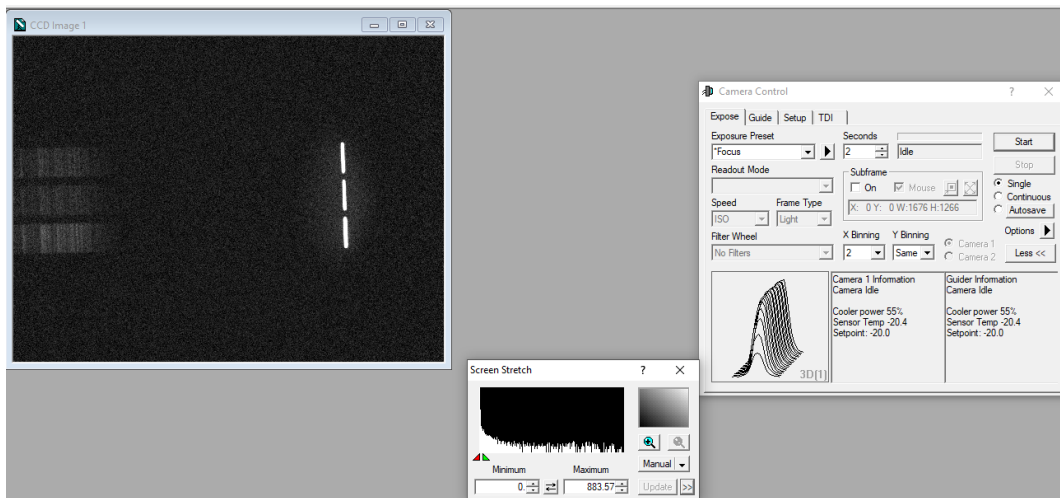


Abb 6.3: Einstellung des Winkels des Spektrographen

Zunächst schalteten wir den Kühler der Kamera an. Die kühlere Temperatur sorgt dafür, dass weniger oben genannte heiße Pixel gezählt werden. Daraufhin mussten wir den Winkel des Gitters so einstellen, dass ein Spektrum erster Ordnung innerhalb des Gesichtsfeldes der Kamera ist. Dazu schalteten wir die zwischenmontierte Neon-Argon-Referenzlampe der Firma Shelyak ein um ein klares Spektrum zu haben, an dem wir uns orientieren können.

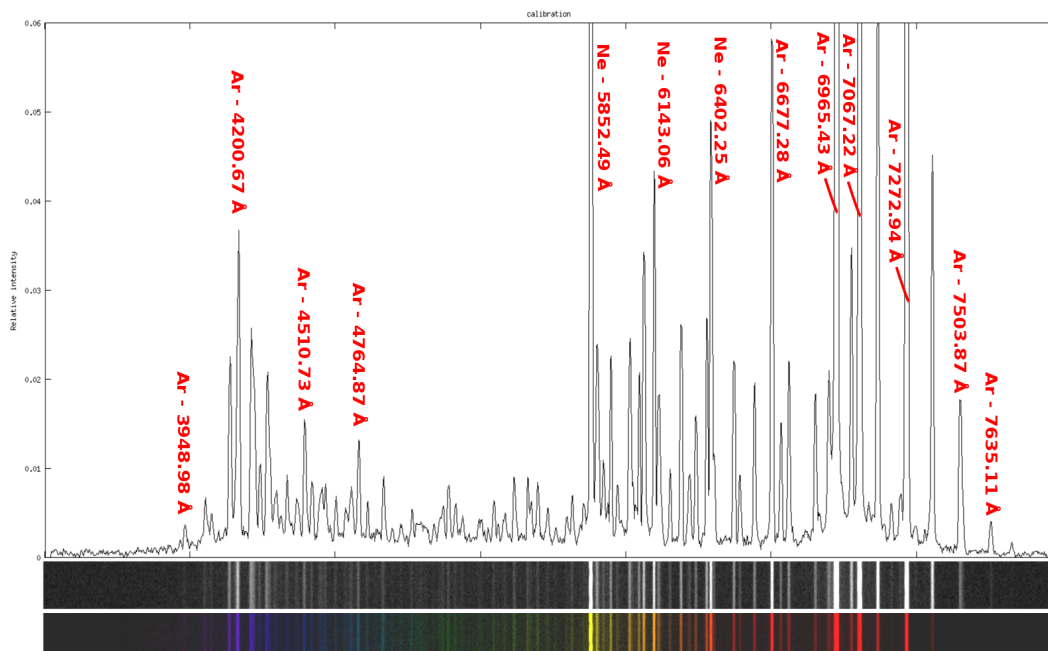


Abb 6.4: Spektrum des PF0037-Alpy Calibration Module [47]



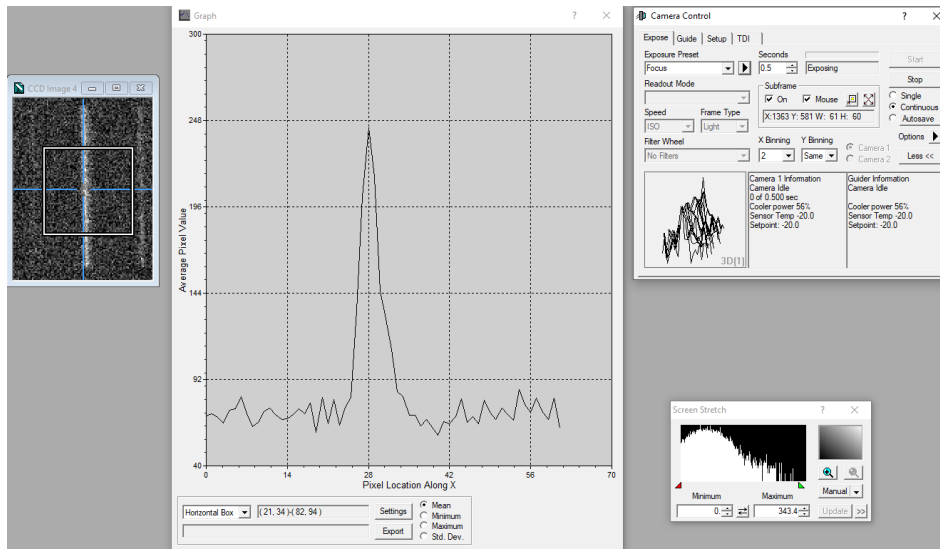


Abb 6.5: Fokussierung der Kamera

Als nächsten Schritt müssen wir die Kamera fokussieren. Dazu achten wir darauf, dass die Spektrallinien möglichst dünn werden und eine möglichst hohe Intensität erreichen, so können wir auch schwächere Spektrallinien abbilden und schließlich auch identifizieren.

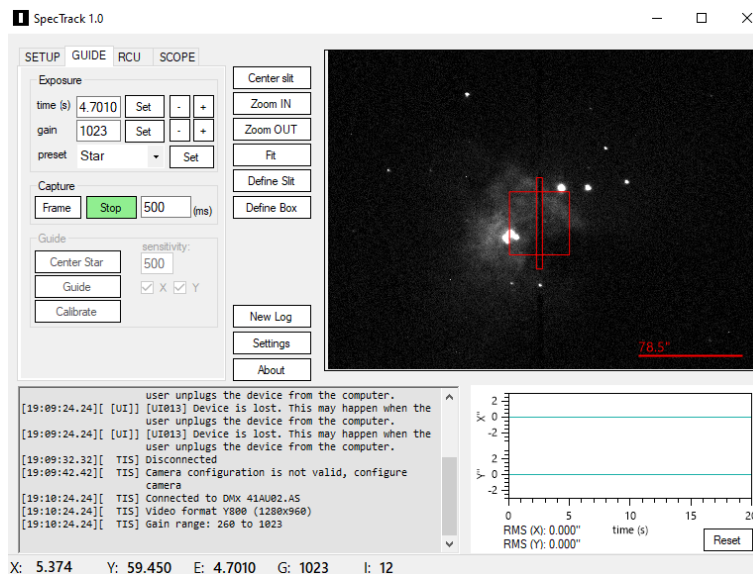


Abb 6.6: Ausrichtung des Teleskops über SpecTrack

Der nächste Schritt war es, den Spektrographen auf eine helle Region in M42 zu richten, dazu hatten wir vorher den Spalt in SpecTrack markiert und konnten diesen auf diese Weise genau ausrichten. Die Software SpecTrack übernahm gleichzeitig auch das Guiding.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Aus diesem Grund war die Nachführkamera nötig, da die Aufnahmekamera nicht in der Lage gewesen wäre gleichzeitig ein Echtbild und das Spektrum abzubilden

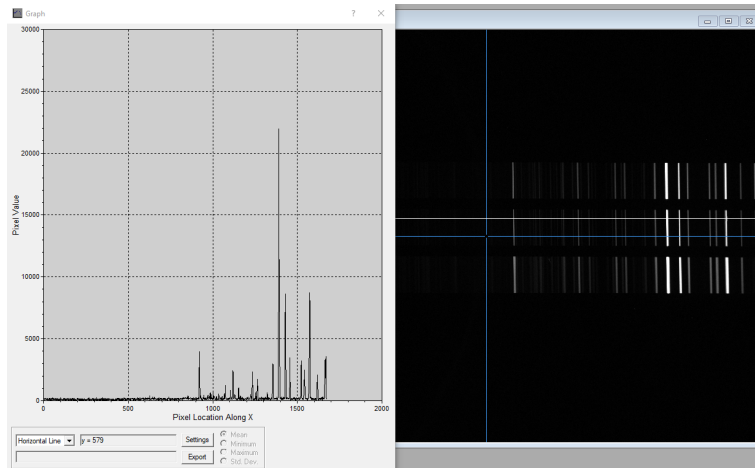


Abb 6.7: Aufnahme der Referenzspektren

Bevor wir schließlich belichten konnten, schalteten wir erneut unsere Referenzlampe an um ein Referenzspektrum aufzunehmen. Dieses ermöglichte uns zum einen, in der Nachbearbeitung die Spektrallinien einfacher zu identifizieren zum anderen aber auch eine Abgleichung mit einem Referenzspektrum nach der Belichtung um sicher zu gehen, dass sich unser Spektrograph bzw. die Kamera sich nicht während der Belichtung verschoben hat, was eine Verfälschung der Ergebnis zur Folge hätte. Daraufhin konnten wir insgesamt 21x300s das Spektrum belichten und schließlich nach der Belichtung das zweite Referenzspektrum aufnehmen.

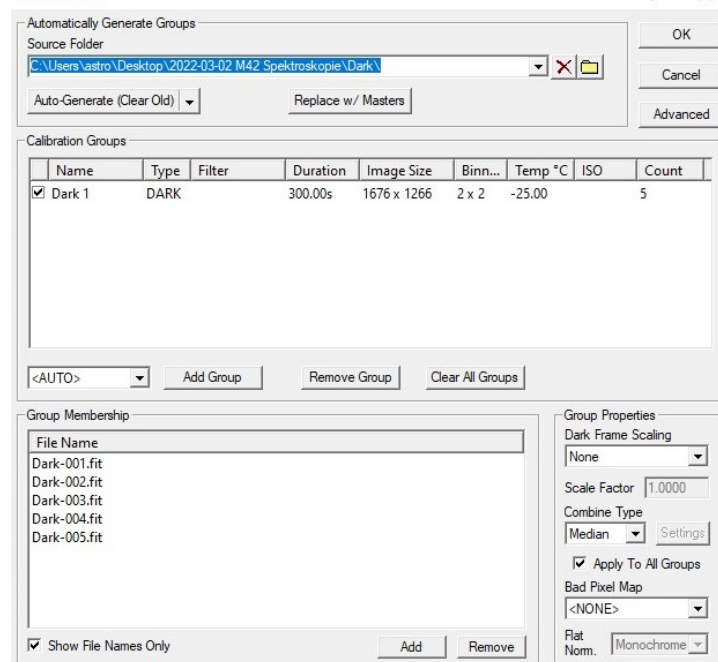


Abb 6.8: Aufnahme der Darkframes

Als letzten Schritt nahmen wir noch 5x300s Darkframes auf, die wir später subtrahieren konnten.

## 6.2 Nachbearbeitung der Aufnahmen

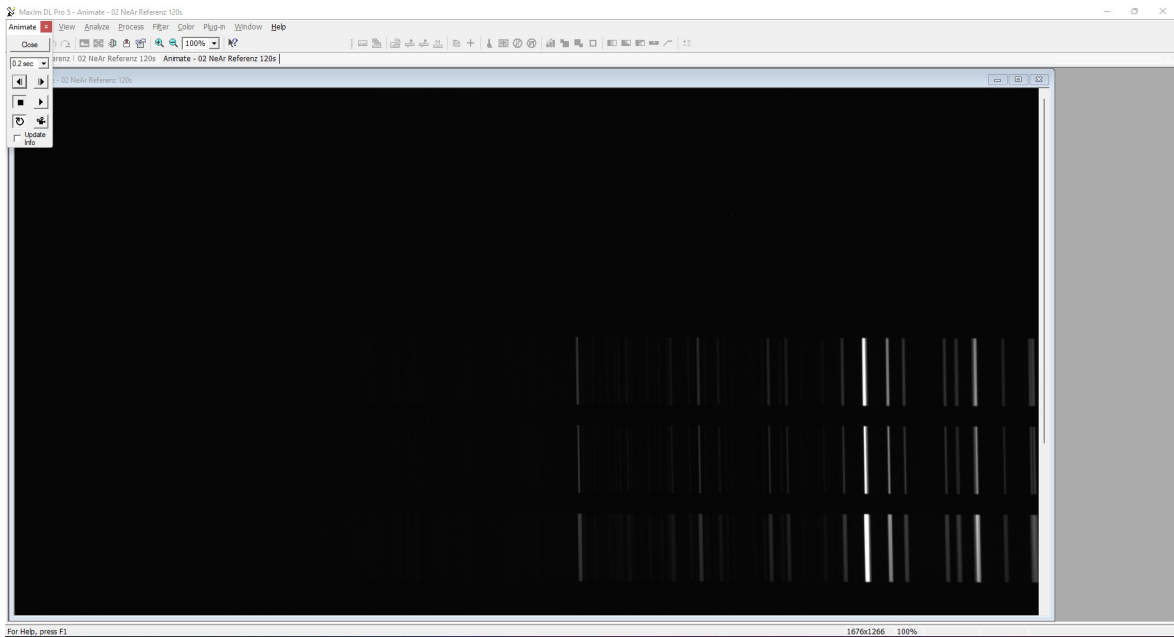


Abb 6.9: Vergleich der Referenzspektren in MaxIm DL

Die beiden Referenzspektren werden verglichen, indem diese praktisch übereinandergelegt werden und zwischen den beiden schalten um so sicher zu gehen, dass sich im Spektrographen während der Belichtung nichts verändert haben. Auf diese Weise können wir sicher gehen, dass die aufgenommenen Spektren des Orionnebels ebenfalls gleichbleibend sind.

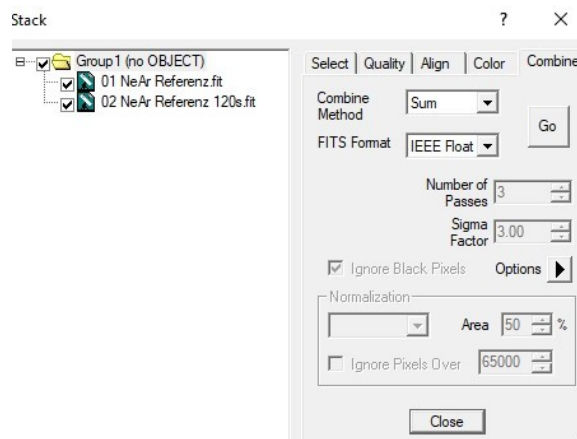


Abb 6.10: Stacking der Referenzspektren

Diese Referenzspektren wurden schließlich gestackt um ein deutlicheres Referenzspektrum zu gewinnen.

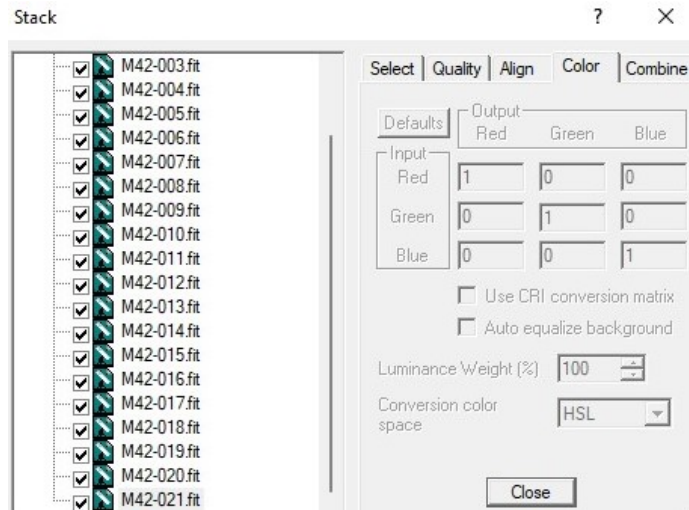


Abb 6.11: Stacking der Spektren

Desweiteren mussten die Spektren ebenfalls gestackt werden damit auch die schwächeren Spektrallinien zur Geltung kommen. Diese stimmen, bis auf atmosphärisch bedingte Helligkeitsunterschiede überein, wie wir eben durch die Referenzspektren gezeitigt haben, weswegen das Übereinanderlagern der Bilder kein Problem darstellt.

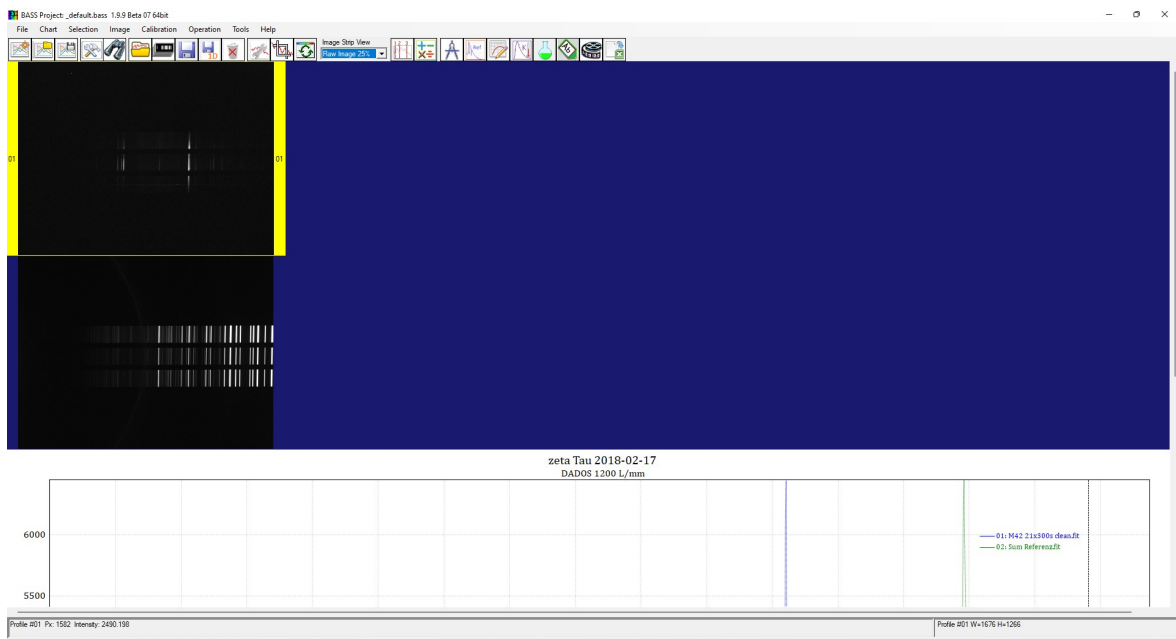


Abb 6.12: Auswertung der Spektren in BASS

Zur endgültigen Bearbeitung und Auswertung nutzten wir die Software BASS. Somit fügten wir zunächst sowohl das Referenzspektrum als auch das fertige Spektrum ein.

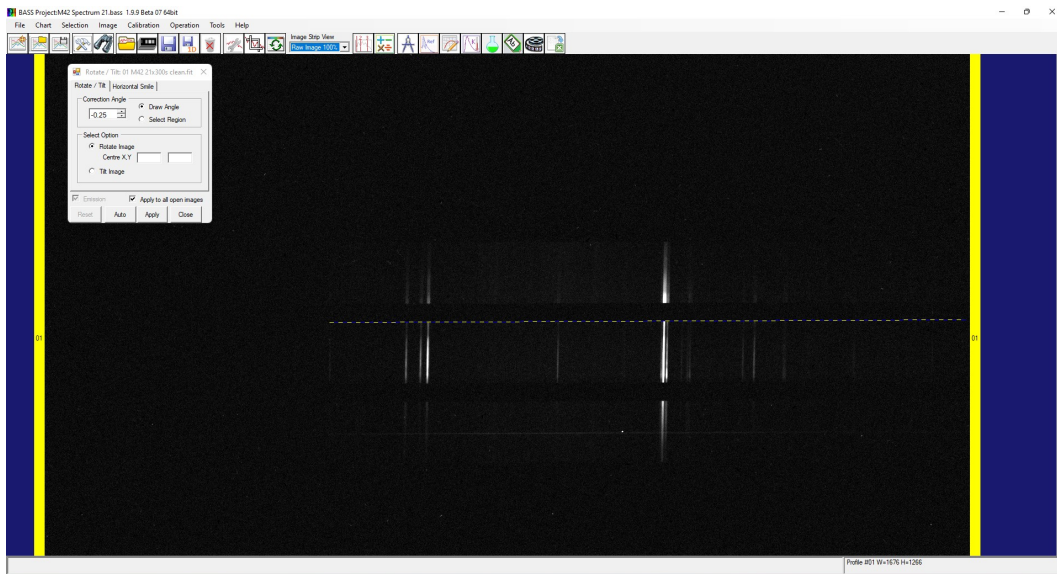


Abb 6.13: 1. Winkelkorrektur

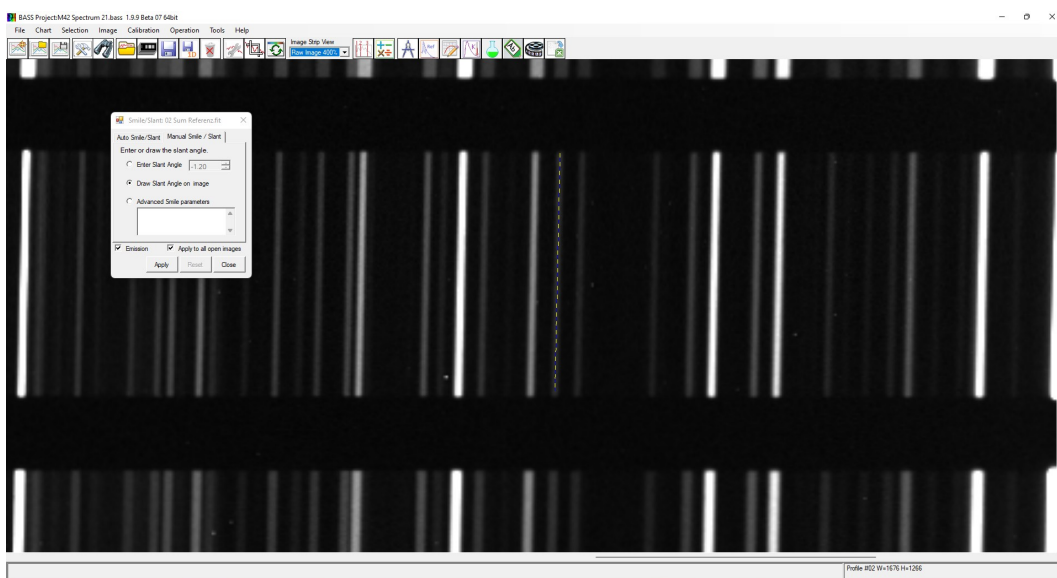


Abb 6.14: 2. Korrektur der Neigung der Spektrallinien

Zunächst mussten wir die Neigung der Spektrallinien korrigieren um so die Spektren auswerten zu können ohne, dass die Linien künstlich breiter werden.



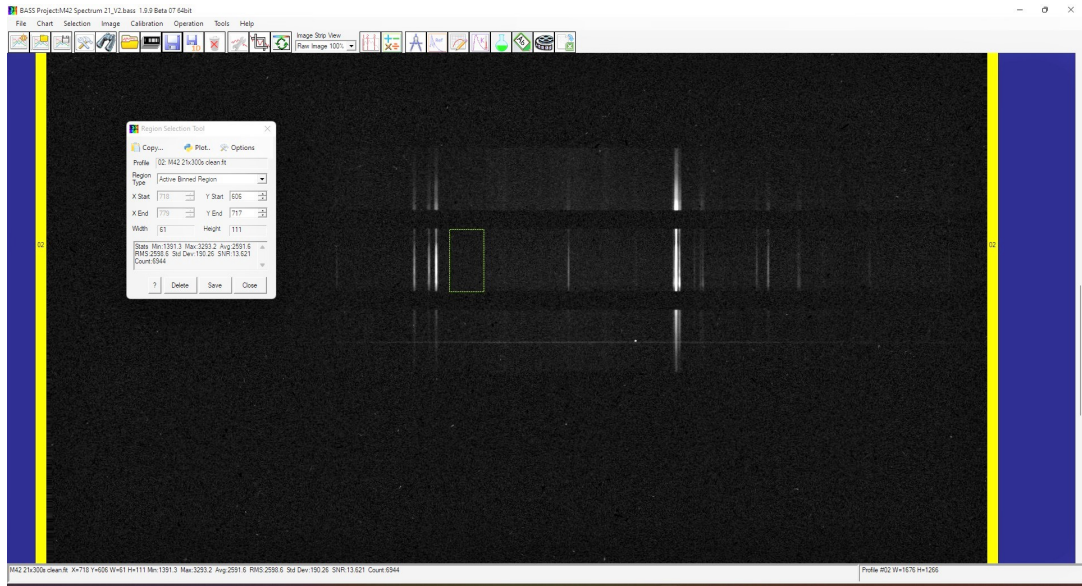


Abb 6.15: 1.Auswertungsregion auswählen

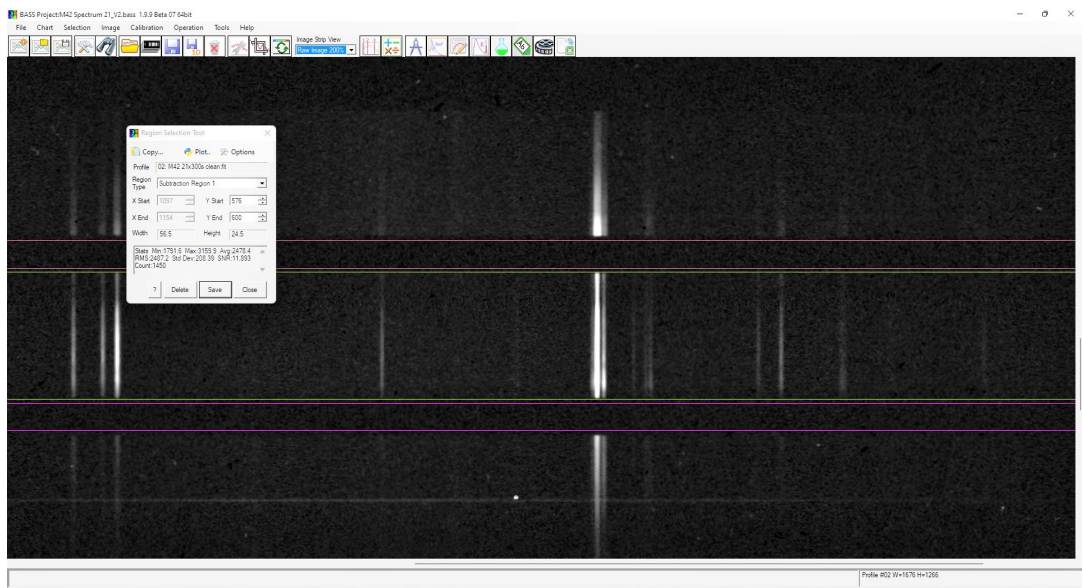


Abb 6.16: 2.Auswertungsregion auswählen

Als nächsten Schritt muss die Region ausgewählt werden, die schließlich ausgewertet werden soll (6.15). Um dies besser zu erreichen wird außerdem eine Region in der Nähe ausgewählt, die schließlich nicht ausgewählt werden sollte (6.16).



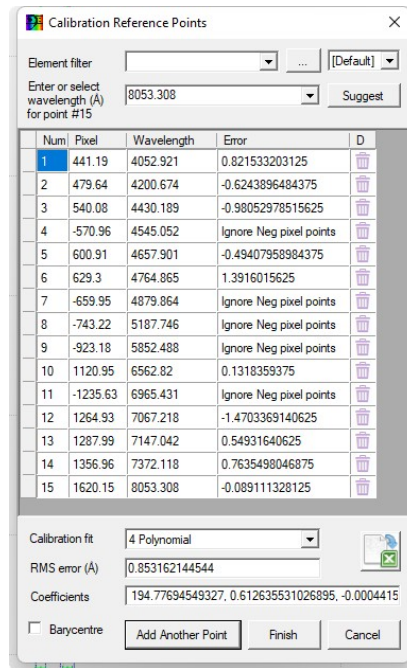


Abb 6.17: 1.Wellenlängenkalibrierung über das Referenzspektrum

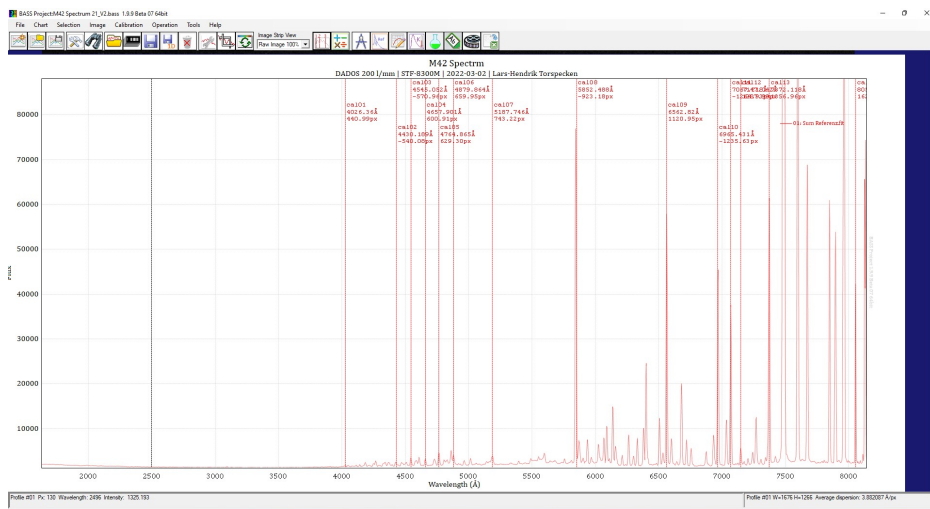


Abb 6.18: 2.Wellenlängenkalibrierung über das Referenzspektrum

Da wir das Spektrum der Referenzlampe<sup>2</sup> bereits kennen, können wir daran die Emissionslinien identifizieren und über BASS eintragen. Diese Software berechnet daraufhin die Verteilung der Wellenlängen und wir können auf dieser Grundlage die Emissionslinien im Orionnebelpektrum identifizieren.

<sup>2</sup>„PF0037-Alpy Calibration Module“ der Firma Shelyak



### 6.3.3 Vergleich mit einem weiteren Spektrum

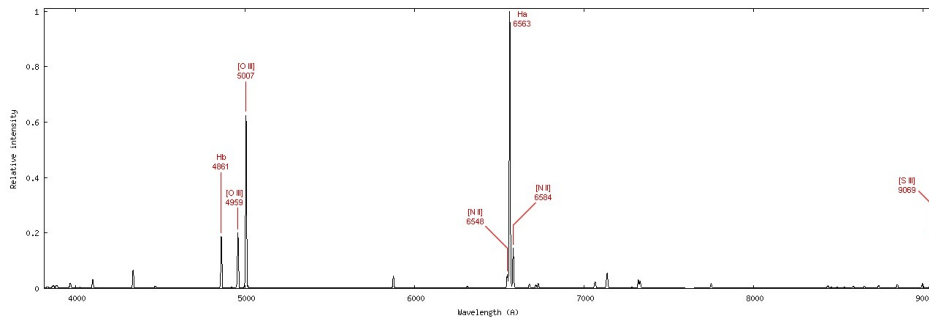


Abb 6.20: 1.Orionnebelpektrum Christian Buil[48]

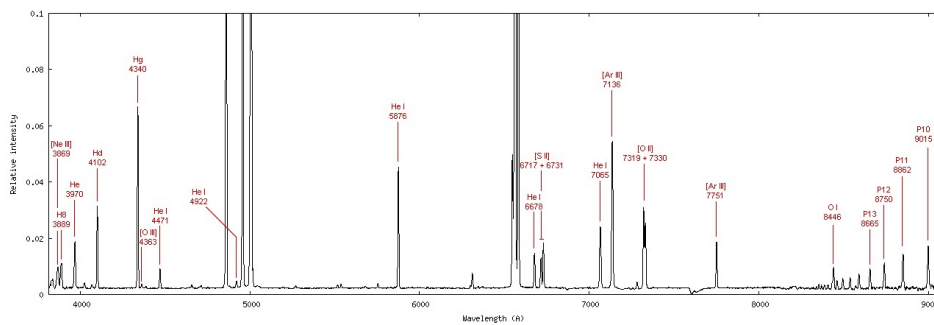


Abb 6.21: 2.Orionnebelpektrum Christian Buil[48]

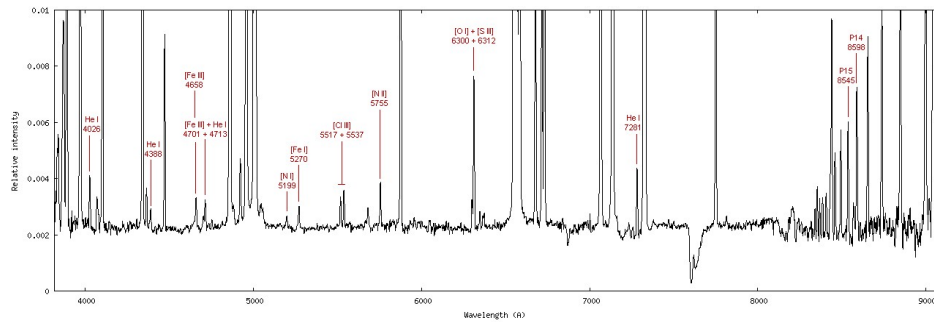


Abb 6.22: 3.Orionnebelpektrum Christian Buil[48]

Zur Kontrolle unserer Ergebnisse haben wir schließlich ein Spektrum von Christian Buil herangezogen. Dabei fällt auf, dass unsere Ergebnisse besonders bei den helleren Spektrallinien übereinstimmen, was sehr erfreulich ist. Jedoch war Christian Buil in der Lage auch dunklere Spektrallinien zu identifizieren, wie z.B. die des Eisens ([Fe III] 4658Å, 4701Å) oder des Chlors ([Cl III] 5517Å, 5537Å). Desweiteren war Christian Buil in der Lage einen breiteren Spektralbereich zuverlässig abzudecken, wodurch er auch Neonanteile ([Ne III] 3869Å) im Orionnebel nachweisen konnte. Insgesamt konnten wir mit unserem Orionnebelpektrum jedoch auch die wichtigsten Emissionslinien abdecken und die häufigsten Elemente nachweisen.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Plancksche Strahlungskurven nach Temperaturen[2] . . . . .	5
2.2	Auflistung der Spektralklassen mit Charakteristika [3] . . . . .	6
2.3	Hertzsprung-Russell-Diagramm mit Sternen der Sonnenumgebung [2] Abb.94.1	7
2.4	HRD mit Hayashi-Linie[4] . . . . .	7
2.5	hydrostatisches Gleichgewicht einer Molekülwolke [7] . . . . .	8
2.6	Entwicklungsphasen eines Protosterns[9] . . . . .	9
2.7	Aufnahme des Herbig-Haro-Objekts HH111[10] . . . . .	9
2.8	Photoevaporation einer protostellaren Scheibe[14] . . . . .	10
2.9	Deuterium-Proton Reaktion [16] . . . . .	10
2.10	Entwicklungswege eines Vor-Hauptreihensterns im HRD nach Sonnenmassen [2] Abb.99.1 . . . . .	11
2.11	Entwicklungsstadien eines T-Tauri-Sterns [9] . . . . .	12
2.12	Energieerzeugungsrate des jeweiligen Kernfusionsprozesses nach Tempera- tur[2] . . . . .	13
2.13	Proton-Proton-Reaktion[16] . . . . .	13
2.14	Ablauf des CNO-Zyklus [28] . . . . .	14
2.15	Lebensdauer eines Sterns geordnet nach Spektraltypen[2] . . . . .	15
2.16	Weißer Zwerge im Kugelsternhaufen M4 [35] . . . . .	16
2.17	Endstadium eines sonnenähnlichen Sterns[36] . . . . .	17
2.18	Supernovaüberrest der Supernova aus dem Jahre 1054 [37] . . . . .	18
3.1	Aufnahme von NGC7822[38] mit eigener Beschriftung . . . . .	19
3.2	Aufnahme des Orionnebel und Umgebung [40] mit eigener Beschriftung .	20
3.3	Hubble Space Telescope Aufnahme des Ringnebel[41] . . . . .	21
3.4	3 Dimensionale Topographie des Ringnebel[42] . . . . .	21
4.1	Planung des Beobachtungsabends mit Stellarium (Eigene Aufnahme) . . .	22
4.2	Empfindlichkeiten des Optolong L-eNhanche Filters [43] . . . . .	22
4.3	Aufbau am Pentax 75 . . . . .	23
4.4	Kameraaufbau . . . . .	23
4.5	Guiding über SpecTrack (Eigene Aufnahme) . . . . .	24
4.6	Stacking der Bilder mit DeepSkyStacker (Eigene Aufnahme) . . . . .	25
4.7	Einstellungen zum Stacken der Bilder (Eigene Aufnahme) . . . . .	25
4.8	Endergebnis NGC7822 (Eigene Aufnahme) mit Zuschneidung und Beschrif- tung (Originalbild siehe: Titelseite) . . . . .	26
5.1	M57 Planung mit Stellarium . . . . .	27
5.2	Aufbau an der Station 6 . . . . .	27
5.3	Stacking über DeepSkyStacker . . . . .	28
5.4	Tonwertkorrektur über Photoshop . . . . .	28

5.5	Endergebnis M57 . . . . .	29
5.6	Spektrum von M57[45] . . . . .	29
6.1	Planung der Spektroskopie mit Stellarium . . . . .	30
6.2	Aufbau des Spektrographen am TEC 160 FL . . . . .	31
6.3	Einstellung des Winkels des Spektrographen . . . . .	32
6.4	Spektrum des PF0037-Alpy Calibration Module [47] . . . . .	32
6.5	Fokussierung der Kamera . . . . .	33
6.6	Ausrichtung des Teleskops über SpecTrack . . . . .	33
6.7	Aufnahme der Referenzspektren . . . . .	34
6.8	Aufnahme der Darkframes . . . . .	34
6.9	Vergleich der Referenzspektren in MaxIm DL . . . . .	35
6.10	Stacking der Referenzspektren . . . . .	35
6.11	Stacking der Spektren . . . . .	36
6.12	Auswertung der Spektren in BASS . . . . .	36
6.13	1.Winkelkorrektur . . . . .	37
6.14	2.Korrektur der Neigung der Spektrallinien . . . . .	37
6.15	1.Auswertungsregion auswählen . . . . .	38
6.16	2.Auswertungsregion auswählen . . . . .	38
6.17	1.Wellenlängenkalibrierung über das Referenzspektrum . . . . .	39
6.18	2.Wellenlängenkalibrierung über das Referenzspektrum . . . . .	39
6.19	Orionnebelspektrum mit identifizierten Emissionslinien . . . . .	40
6.20	1.Orionnebelspektrum Christian Buil[48] . . . . .	41
6.21	2.Orionnebelspektrum Christian Buil[48] . . . . .	41
6.22	3.Orionnebelspektrum Christian Buil[48] . . . . .	41
7.1	M42 Spektrum . . . . .	49

# Tabellenverzeichnis

4.1	Technische Daten der EOS-RP[44]	23
6.1	Technische Daten der SBIG STF-8300M[46]	31



# Quellenverzeichnis

- [1] Bernd Koch. *Aus den Kursunterlagen Bernd Kochs für den Spektroskopie-Kurs am Carl-Fuhlrott-Gymnasium*. URL: <https://www.schuelerlabor-astronomie.de/ergebnisse-des-herbstkurses-sternspektroskopie-2018/>.
- [2] Joachim Grehn, Joachim Krause und Sylvia Becker. *Metzler Physik 12 Astrophysik*. Schroedel, 2012, S. 92–105.
- [3] *Spektralklasse*. Mai 2022. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Spektralklasse>.
- [4] Dr. Alexey Chizhik. *Energietransport und Hayashi-Linie*. März 2014. URL: <http://lp.uni-goettingen.de/get/text/7163>.
- [5] *Sternentstehung*. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Sternentstehung>.
- [6] *Molekülwolke*. URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Molecular\\_cloud](https://en.wikipedia.org/wiki/Molecular_cloud).
- [7] Holger Casselmann. *File:spherical molecular cloud D hc2-de.svg*. URL: [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Spherical\\_molecular\\_cloud\\_d\\_hc2-de.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Spherical_molecular_cloud_d_hc2-de.svg).
- [8] *Jeans-Kriterium*. Juni 2021. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Jeans-Kriterium>.
- [9] *Early Phases of Protostars*. URL: [https://www2.mps.mpg.de/solar-system-school/lectures/origin\\_solar\\_system\\_2009/Dasi.pdf](https://www2.mps.mpg.de/solar-system-school/lectures/origin_solar_system_2009/Dasi.pdf).
- [10] Bo Reipurth. *Three stars blast 12-light-year-long jets of gas into space*. URL: <https://hubblesite.org/contents/media/images/2000/05/937-Image.html>.
- [11] *Herbig-Haro Object*. Feb. 2022. URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Herbig-Haro\\_object](https://en.wikipedia.org/wiki/Herbig-Haro_object).
- [12] *Akkretionsscheibe*. Mai 2021. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Akkretionsscheibe>.
- [13] *Magnetorotationsinstabilität*. Feb. 2020. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Magnetorotationsinstabilit%C3%A4t>.
- [14] *Photoevaporation einer protostellaren Scheibe*. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Photoevaporation#/media/Datei:Sig06-023.jpg>.
- [15] *Photoevaporation*. Jan. 2022. URL: <https://en.wikipedia.org/wiki/Photoevaporation>.
- [16] *Proton-proton-reaktion*. URL: [https://de.wikipedia.org/wiki/Proton-Proton-Reaktion#/media/Datei:Fusion\\_in\\_the\\_Sun.svg](https://de.wikipedia.org/wiki/Proton-Proton-Reaktion#/media/Datei:Fusion_in_the_Sun.svg).

- [17] *Deuterium fusion*. Feb. 2022. URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Deuterium\\_fusion](https://en.wikipedia.org/wiki/Deuterium_fusion).
- [18] Pierre Hilly-Blant. *Stellar structure and evolution*. URL: <https://ipag.osug.fr/~hilyblap/teaching/stellar/premainsequence.pdf>.
- [19] Clarence Labelle. *Deuterium thermostat - molecular clouds*. Jan. 2016. URL: <https://www.astronomyclub.xyz/molecular-clouds-3/deuterium-thermostat.html>.
- [20] Adam Block. *Lecture 18: Pre-main sequence evolution - university of Toledo*. URL: [http://astrol.physics.utoledo.edu/~megeath/ph6820/lecture18\\_ph6820.pdf](http://astrol.physics.utoledo.edu/~megeath/ph6820/lecture18_ph6820.pdf).
- [21] *Radiation zone*. Mai 2021. URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Radiation\\_zone](https://en.wikipedia.org/wiki/Radiation_zone).
- [22] *Accretion (astrophysics)*. Jan. 2022. URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Accretion\\_\(astrophysics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Accretion_(astrophysics)).
- [23] *Protoplanetary Disk*. Feb. 2022. URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Protoplanetary\\_disk](https://en.wikipedia.org/wiki/Protoplanetary_disk).
- [24] *T Tauri Star*. März 2022. URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/T\\_Tauri\\_star](https://en.wikipedia.org/wiki/T_Tauri_star).
- [25] *Tauri Star*. URL: <http://astro.vaporia.com/start/tts.html>.
- [26] *Herbig Ae/Be star*. Okt. 2021. URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Herbig\\_Ae/Be\\_star](https://en.wikipedia.org/wiki/Herbig_Ae/Be_star).
- [27] *Proton-proton-reaktion*. Okt. 2021. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Proton-Proton-Reaktion>.
- [28] Wikipedia User:Borb. *Bethe-Weizsäcker-Zyklus*. URL: [https://de.wikipedia.org/wiki/Bethe-Weizs%C3%A4cker-Zyklus#/media/Datei:CNO\\_Cycle.svg](https://de.wikipedia.org/wiki/Bethe-Weizs%C3%A4cker-Zyklus#/media/Datei:CNO_Cycle.svg).
- [29] *Bethe-Weizsäcker-Zyklus*. März 2021. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Bethe-Weizs%C3%A4cker-Zyklus>.
- [30] *Das Hauptreihenstadium*. URL: <https://www.leifiphysik.de/astronomie/fixsterne/grundwissen/hauptreihenstadium>.
- [31] *Brauner Zwerg*. Dez. 2021. URL: [https://de.wikipedia.org/wiki/Brauner\\_Zwerg](https://de.wikipedia.org/wiki/Brauner_Zwerg).
- [32] Anthony Whitworth u. a. *The formation of brown dwarfs: Theory*. URL: <https://www.lpi.usra.edu/books/PPV/8036.pdf>.
- [33] Dr. Helen Johnson. *Lives of the stars lecture 6: Stellar evolution*. URL: <http://www.physics.usyd.edu.au/~helenj/LS/LS6-evolution.pdf>.
- [34] *Die Sonne wird nach dem Tod zu einer riesigen Kristallkugel*. URL: <https://de.great-spacing.com/publication/5373/>.
- [35] M. Bolte und Harvey Richer. *Hubble identifies white dwarf population in globular cluster M4*. Aug. 1995. URL: <https://hubblesite.org/contents/media/images/1995/32/325-Image.html?news=true>.

- [36] Wikipedia user: Szczureq. *File:Evolution of a Sun-like star.svg*. URL: [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Evolution\\_of\\_a\\_Sun-like\\_star.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Evolution_of_a_Sun-like_star.svg).
- [37] J. Hester und A. Loll. *APOD: 2009 October 25 -M1: The crab nebula from Hubble*. URL: <https://apod.nasa.gov/apod/ap091025.html>.
- [38] Davide De Martin. *Cederblad 214 and NGC 7822 Nebulae*. URL: [https://esahubble.org/projects/fits\\_liberator/fitsimages/davidedemartin\\_6/](https://esahubble.org/projects/fits_liberator/fitsimages/davidedemartin_6/).
- [39] G. F. Gahm u. a. „Rotating elephant trunks“. In: *Astronomy Astrophysics* 454.1 (2006), S. 201–212. DOI: 10.1051/0004-6361:20054494. URL: <https://www.aanda.org/articles/aa/pdf/2006/28/aa4494-05.pdf>.
- [40] Christoph Kaltseis. *M42*. URL: [https://esahubble.org/projects/fits\\_liberator/fitsimages/christoph\\_kaltseis\\_19/](https://esahubble.org/projects/fits_liberator/fitsimages/christoph_kaltseis_19/).
- [41] *APOD: 2021 August 17 - M57: The Ring Nebula from Hubble*. URL: <https://apod.nasa.gov/apod/ap210817.html>.
- [42] C. R. O’DELL, F. SABBADIN und W. J. HENNEY. *THE THREE-DIMENSIONAL IONIZATION STRUCTURE AND EVOLUTION OF NGC 6720, THE RING NEBULA*. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/521823/fulltext/205923.html?doi=10.1086/521823>.
- [43] *Enhance filter for color CMOS or CCD color camera or DSLR-Optolong Optics Co.,Ltd.*. URL: <https://www.optolong.com/cms/document/detail/id/16.html>.
- [44] Canon Deutschland. *Technische Daten und Eigenschaften – EOS RP*. URL: <https://www.canon.de/cameras/eos-rp/specifications/>.
- [45] URL: <http://www.astrosurf.com/buil/us/spe6/planet.htm>.
- [46] *SBIG STF-8300M*. URL: <https://www.sbig.de/stf-8300/stf-8300.htm>.
- [47] *PF0037 – Alpy Calibration Module*. URL: <https://www.shelyak.com/produit/pf0037/?lang=en>.
- [48] Christian Buil. *M42 Spectrum*. URL: <http://www.astrosurf.com/buil/nebula/HII/m42/m42.html>.

# 7 Anhang

## 7.1 Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei -unserem Kursleiter und Begleiter dieser Projektarbeit-Bernd Koch bedanken, der diese Arbeit erst möglich gemacht hat und immer bei Fragen zur Verfügung stand sowie im Voraus bereits das nötige Vorwissen vermittelt hatte.

Außerdem gilt mein Dank allen, die die Einrichtung der Sternwarte unserer Schule möglich gemacht haben und mir so ermöglicht haben meinem Interesse nachzugehen.

## 7.2 Abschlusserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig angefertigt habe, keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und die Stellen der Projektarbeit, die im Wortlaut oder dem Inhalt aus anderen Werken entnommen wurden, in jedem einzelnen Fall mit genauer Quellenangabe kenntlich gemacht habe.

---

Lars-Hendrik Torspecken

## 7.3 M42 Spektrum

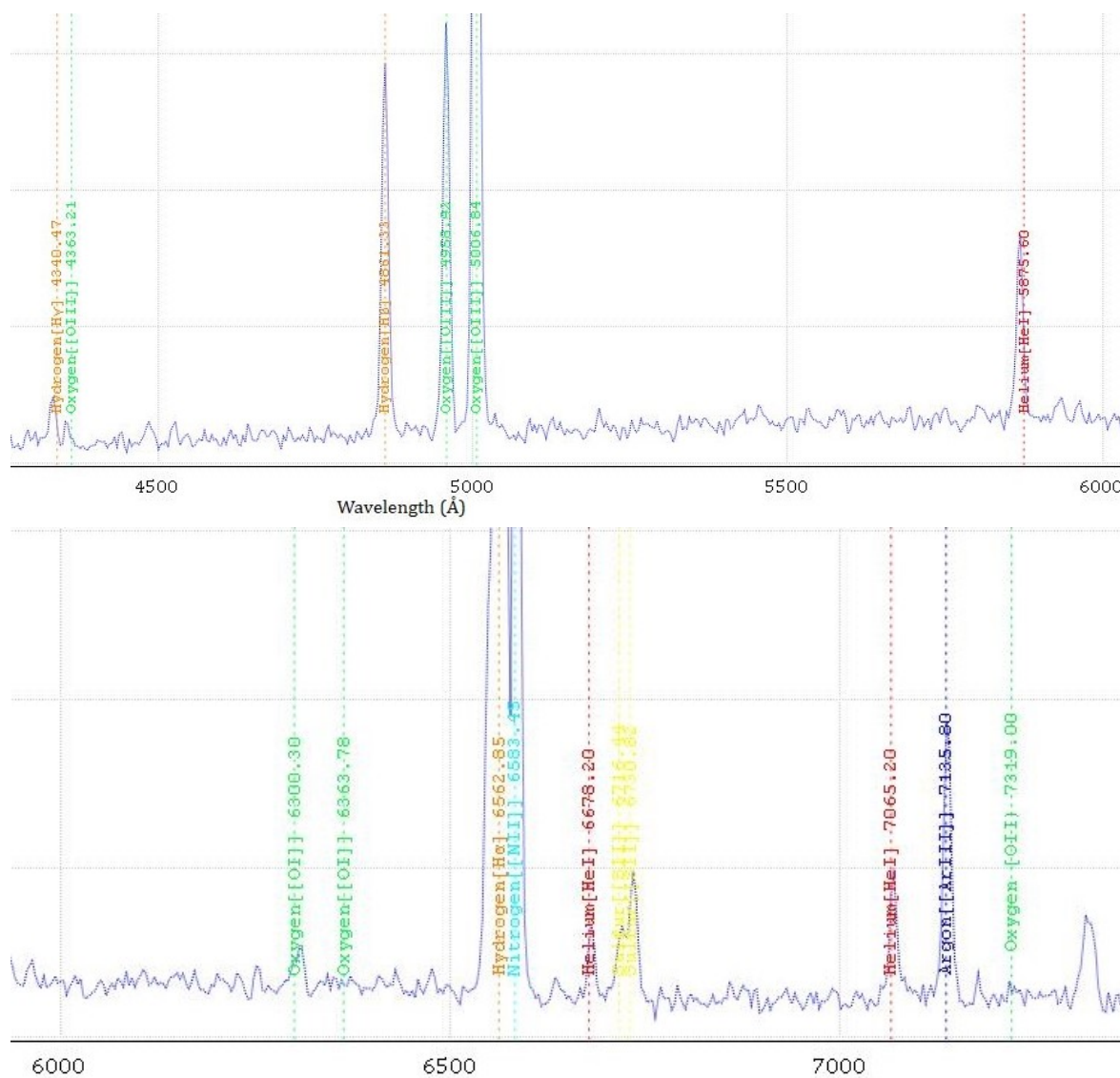


Abb 7.1: M42 Spektrum