Humboldt-Gymnasium, Solingen

Astronomie Projektkurs 2020/2021

Jahrgangsstufe Q1

Eine Untersuchung der Elektronentemperatur und der Elektronendichte in einer Sternentstehungsregion am Beispiel des Orionnebels

---

Autoren:

Konrad **Strich**

Kristof **Zalavari**

Projektleiter:

Bernd **Koch**

Inhaltsverzeichnis

Eine Untersuchung der Elektronentemperatur und der Elektronendichte in einer Sternentstehungsregion am Beispiel des Orionnebels....1
1. Einleitung....3
1.1. Themenwahl....4
1.2 Geschichte des Orionnebels....4
2 Sternentwicklung....5
2.1 Das Hertzsprung-Russel-Diagramm (HRD) und die Hauptreihe....5
2.2 Sternentstehung....5
2.3 Das Hauptreihenstadium....6
2.4 Kernfusion....7
2.5 Lebensdauer von Sternen....7
2.6 Altersbestimmung von Sternen in der Hauptreihe....8
2.7 Die Endstadien der Sternentwicklung....8
2.8 Das Endstadium von massearmen Sternen unter etwa 0,3 Sonnenmassen....8
2.9 Das Endstadium von massearmen Sternen zwischen etwa 0,3 und 2,3 Sonnenmassen....9
2.10 Das Endstadium massereicher Sterne zwischen 2,3 und 8 Sonnenmassen....9
2.11 Das Endstadium von Sternen mit mehr als 8 Sonnenmassen....10
3 Die Theorie der Auswertung eines Spektrums....11
3.1 Die verbotenen Linien....11
3.2 Anregung durch Stöße....12
3.3 Abregung eines angeregten Niveaus durch Stöße....12
3.4 Entleerung eines angeregten Zustands durch Strahlung[3][4]....13
3. 5 Einige Grenzfälle....13
3.6 Temperaturbestimmung anhand der [O III] Linien....14
3.7 Elektronendichtebestimmung anhand von [S II] Linien....16
4 Gerätebeschreibung....18
4.1 Beschreibung des Celestron Edge HD 11....18
4.2 SBIG STF-8300M CCD Kamera [11]....18
4.3 DMK41 Videokamera [13]....19
4.4 DADOS Spektrograf [14]....19
5 Durchführung....19
6.1 Die Auswertung der Elektronendichte....23
6.2 Die Auswertung der Elektronentemperatur....24
7 Vergleich der Ergebnisse mit Literaturwerten....26
7.1 Elektronentemperatur....26
7.2 Elektronendichte....27
7.3 Fehleranalyse der Elektronentemperatur....27
7.4 Die Normierung auf eins als Einflussfaktor....27
7.5 Die Anpassung des Spektrums an den Nebel....28
Danksagung....29
Abschlusserklärung....29
Anhang....29

1. Einleitung

Eine Frage mit der sich die Menschheit seit tausenden Jahren beschäftigt ist die der Entstehung des Universums und des Lebens auf der Erde. Schon vor der Zeit Jesus Christus wurde in verschiedenen Teilen der Welt versucht die Frage mit Schöpfungsmythen zu erklären.

Die älteste und bekannteste Erklärung für die Schöpfung stammt von den Sumerer und einige der Motive können auch in der Bibel wieder gefunden werden[5].

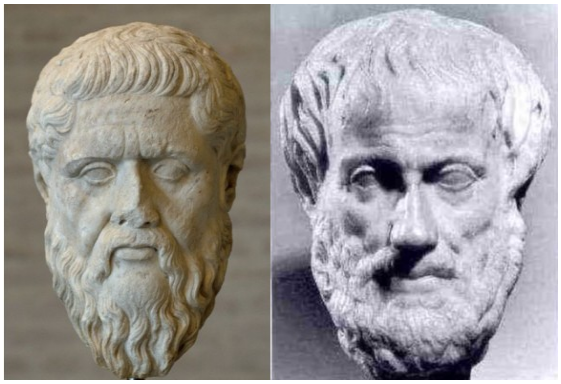

Abbildung 1: Büsten von Platon und Aristoteles

Auch im antiken Griechenland wurden antworten auf die Frage gesucht und von den bekanntesten Philosophen Platon und Aristoteles, die in Abbildung 1 zu sehen sind auf zwei unterschiedlichen arten beantwortet.

Aristoteles nannte die erste Ursache als Beginn jeder folgenden Bewegungen. Platon hingegen beantwortet die Frage, damit, dass die Welt von einem göttlichen Handwerker geschaffen wurde[6].

Den meisten von uns wohl bekannteste Schöpfungsgeschichte ist die aus dem alten Testament. Doch nicht nur das Judentum sondern auch andere Religionen wie der Islam, das Christentum und der Buddhismus haben mit ihren Schöpfungsmythen versucht eine Antwort auf diese Frage zu geben[6].

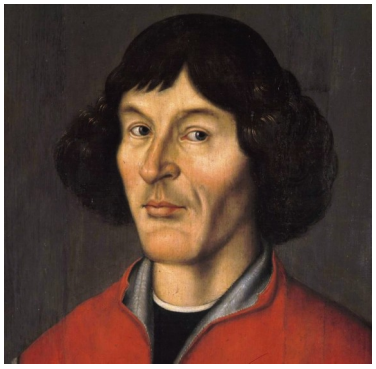

Abbildung 2: Nikolaus Kopernikus

Der in Abbildung 2 zu sehende Astronom Nikolaus Kopernikus schuf im Jahr 1543 kurz vor seinem Tod mit seinem Werk „De revolutionibus orbium coelestium“ die Grundlage für unser heutiges Weltbild und heutige wissenschaftliche Errungenschaften[7].

Das von Kopernikus geschaffene heliozentrische Weltbild wurde durch die Forschungen von Galileo Galilei, Johannes Kepler und Isaak Newton bestätigt und führte zu den weiteren Forschungen, dass das Universum unendlich ist und der beginn des Lebens durch den Urknall verursacht wurde.

Abbildung 3: Projektleiter Bernd Koch

Die Entscheidung zur Teilnahme an dem Projektkurs in der Q1 ist uns nicht schwer gefallen, da wir uns beide auch wenn aus anderen Themenbereichen der Naturwissenschaften für Astronomie interessieren. Zusätzlich wollten wir uns die Chance nicht nehmen lassen das Errungene wissen aus dem Alltag und der Schule über das Universum und Galaxien im Projektkurs zu vertiefen und zu erweitern. Außerdem wussten wir beide teilweise schon was auf uns zukommen wird, da wir in der Sekundarstufe 1 an einer Exkursion am Carl-Fuhlrott-Gymnasium teilgenommen haben, welche von dem im Abbild 3 zu sehendem Bernd Koch unserem jetzigen Projektkursleiter geleitet wurde.

1.1. Themenwahl

Die Entscheidung für unser Projektthema ist uns recht einfach gefallen, da wir beide die Entstehung von Sternen interessant finden und die Spektroskopie ein Abiturthema im Physik Leistungskurs ist. Als wir uns dann für unser Thema geeinigt haben brauchten wir nur noch eine passendes Beispiel, welches man untersuchen konnte. Da trafen wir auf die Frage, welcher Galaktischen Nebel zu dieser Jahreszeit geeignet für die Spektroskopie ist. Unsere erste Entscheidung viel auf den Kalifornien Nebel. Doch da der Orionnebel bekannter war und schon häufiger untersucht wurde haben wir uns zu Schlussendlich für den Orionnebel oder auch M42 entschieden.

Angesichts der Wetterlage, welche uns zu beginn nicht ermöglichte während den noch verfügbaren Beobachtungszeiten für den Orionnebel Daten aufzunehmen mussten wir auf Datensätze zurück greifen die von Herrn Koch aufgenommen und noch nicht bearbeitet wurden. Diese hatten eine schlechtere Auflösung was uns aber bei der Auswertung oder bei der Bearbeitung gestört hat.

1.2 Geschichte des Orionnebels

Abbildung 4: Orionnebel

Der Orionnebel aus Abbildung 4 ist erst durch die Möglichkeit der detaillierten Aufnahme mit dem Teleskop zu einem der bekanntesten Sternentstehungsregionen geworden[8]. Dies ist recht verwunderlich, da dieser der einzige Nebel ist der bei wenig Lichtverschmutzung und anderen Störfaktoren mit dem Auge beobachtet werden kann. Vor dem 17. Jahrhundert blieb der Orionnebel unerwähnt und danach wurde dieser auch von Johann Bayer und Abd ar-Rahman as- Sufi in ihren Werken nur als Stern mit einer Scheinbaren Helligkeit von 3 bis 4 erwähnt[8].

2 Sternentwicklung

2.1 Das Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD) und die Hauptreihe

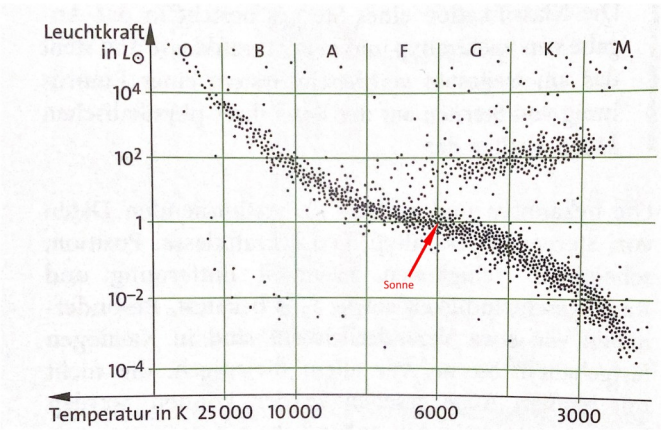

Abbildung 5: HRD mit Sternen aus der Sonnenumgebung

Der Spektraltyp und die Leuchtkraft eines Sterns geben Auskunft über die Größe, sowie Temperatur eines Sterns. Daher kann man Sterne anhand dieser Größen in ein Diagramm eintragen. Eijnar Hertzsprung (1873-1967) und Henry Norris Russell (1877-1957) haben gegen 1910 ein solches Diagramm mit damaligen Messdaten erstellt. Auf der x-

Achse ist der Spektraltyp aufgetragen, der eine Auskunft über die Temperatur gibt. Auf der y-Achse ist die Leuchtkraft angegeben[1].

Anhand dieses Diagramms stellt man fest, dass die Sterne nicht willkürlich verteilt sind. Es existieren Regionen im Diagramm, in denen besonders viele oder wenige Sterne zu finden sind. In den unterschiedlichen Regionen findet man jeweils Sterne im selben Entwicklungszustand vor.
Die Hauptreihe ist dabei im Diagramm ein markanter Streifen, der von links oben nach rechts unten verläuft. Die Dichte des Streifens nimmt nach unten rechts zu. Ab der Mitte der Hauptreihe spaltet sich ein weiterer Streifen nach rechts oben ab. Dieser beschreibt Sterne mit hoher Leuchtkraft, aber niedriger Temperatur. Diese Sterne nennt man auch Rote Riesen, da der Radius sehr groß sein muss. Vereinzelt liegen Sterne über diesem Streifen. Diese nennt man dann Überriesen, da der Radius noch größer sein muss. Vereinzelt liegen auch Sterne unterhalb der Hauptreihe am linken Ende, bei dem die Sterne mit hoher Temperatur aufgetragen sind. Diese Sterne nennt man Weiße Zwerge[1].

2.2 Sternentstehung

Sterne entstehen aus Wolken von interstellaren Materie. Die Wolken sind sehr kalt und dicht, und besitzen eine Masse von etwa 1 Millionen Sonnenmassen. Diese Regionen besitzen zudem eine Ausdehnung von 40 pc und eine Teilchendichte von 100 Teilchen pro cm^3 [1].

Ideale Bedingungen für Sternentstehung liefern dabei Wolken, die besonders kalt und dicht sind. Nach einiger Zeit fällt die Wolke aufgrund der Gravitation zusammen. Das Zusammenfallen einer Wolke kann zudem durch äußere Einwirkungen, wie Supernovae, hervorgerufen werden. Während sich die Wolke zusammenzieht üben die dichteren Regionen in der Wolke größere Kräfte auf die Umgebung aus. Diese Regionen werden dadurch massereicher und ziehen Materie mit einer noch größeren Kraft an. Das bewirkt, dass meist mehrere Sterne gleichzeitig in einer Gaswolken entstehen. Aufgrund der dichten Wolke ist die Beobachtung der Sternentstehung schwierig. Erst wenn Sterne entstanden sind und anfangen Energie auszustrahlen werden diese sichtbar, da der Strahlendruck die Gasreste von dem Stern weg beschleunigt. Entstehende Sterne beziehen Energie aus der Gravitation. Die Teilchen werden Richtung Massezentrum beschleunigt und treffen dann auf die dichteren Regionen. Das verursacht eine Temperaturerhöhung dieser Regionen. So entstehen Oberflächentemperaturen von etwa 10 000 K[1].

Der Gravitation wirkt dabei der Druck der inneren Materie entgegen. Bei wärmeren Gaswolken sind seit dem Kollaps 100 000 Jahre, bei kälteren bis zu 1 Mio. Jahre vergangen. Das so entstandene Gebilde nennt man Protostern, bei dem die Dichte zum Massezentrum zunimmt[1].

Nachdem ein Protostern entstanden ist, zieht dieser weiterhin Materie an, die sich in einer Scheibe um diesen Sammelt. Der Protostern kann noch wachsen, allerdings bleibt das Kräftegleichgewicht zwischen Kräften,

die zum Massezentrum hin und von diesem weg gerichtet sind, erhalten. Der Druck erhöht sich bei steigender Masse. Bei etwa einem Zehntel Sonnenmasse beträgt die Kerntemperatur etwa 1 Mio. K. Dadurch reicht die kinetische Energie der Deuteriumkerne aus, um Heliumkerne zu bilden und dabei Energie frei zusetzen. Deuterium ist zu etwa 0.02% in Wasserstoffgas enthalten. Die Energie der Kernfusion wird nun die neue Energiequelle des Protosterns. Dadurch steigt der Druck im Innern, sodass der Stern wächst. Durch Konvektion wird heiße Materie nach außen und kühle Materie nach innen befördert, sodass weiterhin Kernfusion stattfinden kann[1].

Der Stern befindet sich immer noch innerhalb der Wolke, jedoch verhindern Sternenwinde, ein nach außen gerichteter Materiestrom, dass der Stern weiterhin Materie erhält[1].

Durch Abschätzungen hat man eine obere Grenze für die Größe von Sternen ermittelt. Diese Grenze liegt bei 300 Sonnenradien. Sind die Sterne größer, so wird einfallende Materie durch Energieabstrahlung weggeblasen. Bisher wurden keine Sterne mit mehr als 300 Sonnenradien beobachtet[1].

2.3 Das Hauptreihenstadium

Sterne, die sich im Hauptreihenstadium befinden, fusionieren Wasserstoff zu Helium im ihren Inneren. Dabei entsteht Energie, die unter anderem als Strahlung abgegeben wird. Diese Sterne bestehen aus circa 70% Wasserstoff und 30% Helium, sowie kleinen Resten von schwereren Elementen. Die Energie, die während der Fusion entsteht, wird zu der Oberfläche des Sterns transportiert. Dort wird diese dann abgestrahlt. Durch die Abstrahlung von Energie wirkt ein sogenannter Strahlendruck entgegengesetzt zur Gravitation, sodass der Stern nicht kollabiert. Dabei gilt, dass die Struktur des Sterns und insbesondere seine Größe beibehalten wird, solange die erforderliche Energie abgestrahlt wird[1].

2.4 Kernfusion

Der Prozess der Fusion hängt im Wesentlichen von der Temperatur des Inneren des Sterns ab. Bei massearmen Sternen beträgt die Kerntemperatur in etwa 10 Mio. K und bei massereichen Sternen beträgt diese in etwa 35 Mio. K. Bei sonnenähnlichen Sternen erfolgt die Fusion nach der pp-Kette. Massereichere Sterne verfügen über mehr Energie zur Fusion, sodass dort der CNO-Zyklus überwiegt. Der CNO-Zyklus überwiegt ab einer Kerntemperatur von etwa 18 Mio. K[1].

Die pp-Kette beschreibt eine Fusion zwischen zwei Protonen. Während der Fusion zweier Protonen entsteht ein Positron, ein Elektronenneutrino und Deuterium. Das Deuterium reagiert mit einem Proton zu einen Helium Isotop. Zwei dieser Helium Isotope reagieren weiter zu Helium und zwei Protonen. Bei diesen Reaktionen entsteht Energie, die sowohl als Strahlung, als auch als kinetische Energie, übertragen wird[1].

$$
\begin{aligned}
&{}^{1}_{1}H + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{2}_{1}H + {}^{0}_{1}e + \nu_e + 1{,}19\ MeV \\
&{}^{2}_{1}H + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{3}_{2}He + \gamma + 5{,}49\ MeV \\
&{}^{3}_{2}He + {}^{3}_{2}He \rightarrow {}^{4}_{2}He + 2\,{}^{1}_{1}H + 12{,}85\ MeV
\end{aligned}
$$

Beim CNO-Zyklus sind die Stoffe Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff beteiligt, allerdings lediglich als Katalysatoren, diese werden also nicht verbraucht[1].

$$
\begin{aligned}
&{}^{12}_{6}C + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{13}_{7}N + \gamma \\
&{}^{13}_{7}N \rightarrow {}^{13}_{6}C + {}^{0}_{1}e + \nu_e \\
&{}^{13}_{6}C + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{14}_{7}N + \gamma \\
&{}^{14}_{7}N + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{15}_{8}O + \gamma \\
&{}^{15}_{8}O \rightarrow {}^{15}_{7}N + {}^{0}_{1}e + \nu_e \\
&{}^{15}_{7}N + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{12}_{6}C + {}^{4}_{2}He
\end{aligned}
$$

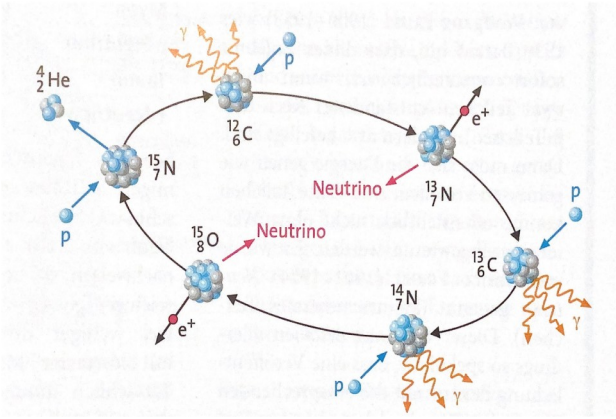

Abbildung 6: Der CNO-Zyklus

2.5 Lebensdauer von Sternen

Die Lebensdauer von Sternen lässt sich mit einigen Annahmen abschätzen. Dabei ist entscheidend, dass der Fusionsprozess keinen Einfluss auf die entstandene Energie hat. Man kann die Lebensdauer mittels der Leuchtkraft und der Rate der Energiegewinnung durch Fusionsprozessen abschätzen. Des Weiteren benötigt man dafür die Masse des Sterns, sowie die Anteile von Helium und Wasserstoff im Kern des Sterns. Mithilfe von weiteren Annahmen kann man die Lebensdauer nur Anhand der Leuchtkraft und der Masse des Kerns abschätzen. Für Sterne auf der Hauptreihe ergibt sich, dass die Lebensdauer direkt proportional zur Masse des Kerns und indirekt proportional zur Leuchtkraft ist. Es ergibt sich, dass die Lebensdauer mit dem Quadrat der Masse abnimmt. Also ist die Lebensdauer von massereichen Sternen in der Hauptreihe kürzer, als die von massearmen Sternen[1].

2.6 Altersbestimmung von Sternen in der Hauptreihe

Da die Lebensdauer von Sternen in der Hauptreihe mittels der Masse, und damit der Temperatur, und der Leuchtkraft abgeschätzt werden kann, ermöglicht die Position eines Sterns auf der Hauptreihe eine Altersbestimmung. Möchte man das Alter eines Sternhaufens bestimmen, so macht man die Annahme, dass alle Sterne in einem Sternhaufen gleich alt sind. Anhand dieser Annahme kann man ein Hertzsprung-Russell-Diagramm für den Haufen erstellen und dann das Alter bestimmen[1].

Im Folgenden sind die Angaben der Sternmassen lediglich Richtwerte. Die tatsächlichen Massen können daher abweichen.

2.7 Die Endstadien der Sternentwicklung

Sterne in der Hauptreihe fusionieren Wasserstoff zu Helium und erhalten so Energie. Diese Energie wird nach außen abgestrahlt und so entsteht ein Strahlungsdruck, der entgegengesetzt zur Gravitation wirkt, sodass der Stern seine Struktur erhält. Ab einem gewissen Zeitpunkt ist jedoch diese Fusion nicht mehr möglich, da der Brennstoff vollständig aufgebraucht wurde. An diesem Zeitpunkt sinkt der Strahlungsdruck erheblich, sodass sich die Struktur des Sterns ändern muss[1].

2.8 Das Endstadium von massearmen Sternen unter etwa 0,3 Sonnenmassen

Sterne mit dieser Masse entwickeln sich zu einem Weißen Zwerg. Dies geschieht, da sich der Fusionsprozess in einer Schale um den Kern fortsetzt. Dabei entsteht allerdings deutlich weniger Energie, als zuvor, sodass der Stern schrumpft. Der Stern schrumpft nicht ewig, sondern es kann sich ein Gleichgewicht zwischen Strahlungsdruck und Gravitation einstellen und somit kann sich auch die Struktur des Sterns einstellen. Außerdem erlischt auch der Fusionsprozess in der Schale um den Kern. Der Weiße Zwerg kann jedoch leuchten, da sich durch die Kontraktion die Temperatur der Materie erhöht, sodass diese Energie abstrahlt. Weiße Zwerge erhalten ihre Energie durch die Kontraktion der Materie aufgrund der Gravitation. Weiße Zwerge besitzen Radien von einigen Tausend Kilometern. Da der Weiße Zwerg weiterhin Energie abstrahlt verliert dieser an Temperatur, sodass er abkühlt. Theoretische Hypothesen besagen, dass dann aus einem Weißen Zwerg ein Schwarzer Zwerg wird. Da auch bei diesen Sternen die Beziehung zwischen Masse und Lebensdauer gilt, weisen Schwarze Zwerge zum Teil Lebensdauern auf, die das momentane Alter des Universums (13,8 Mrd. Jahre) überschreiten[1].

2.9 Das Endstadium von massearmen Sternen zwischen etwa 0,3 und 2,3 Sonnenmassen

Nachdem der Brennstoff erloschen ist, fällt auch dieser Sterntyp zusammen. Aufgrund dessen entsteht ein Wasserstoff-Schalenbrennen. Das Brennen führt zu einem Steigen der Temperatur. Nach einem gewissen Zeitpunkt sind die Temperatur und die Dichte auf Niveaus angelangt, die ausreichen damit das Heliumbrennen im Kern den 3 Alpha-Prozess beginnt. Dieser Fusionsprozess erfordert Temperaturen von knapp unter 100 Mio. K. Bei diesen Temperaturen können drei Heliumkerne zu Kohlenstoff fusionieren. Auch bei dieser Fusion wird Energie frei. Der Helium-Flash, das Zünden des Heliumbrennens, geschieht in sehr kurzer Zeit. Während dieser Zeit entsteht eine Leistung, die die Strahlungsleistung unserer Sonne um das Milliardenfache übertreffen kann. Jedoch geschieht das im inneren des Sterns, sodass die Strahlung von außen nicht sichtbar ist. Allerdings erhöht sich so der Strahlendruck, sodass umliegende Materie des Sterns nach außen beschleunigt wird. Der Stern wächst weiter, bis sich ein Gleichgewicht des Strahlungsdrucks und der Gravitation eingestellt hat. Der Stern wächst zu einem Roten Riesen. Der Radius eines Roten Riesen kann das Hundertfache des Radius‘ der Sonne betragen, obwohl der Rote Riese eine ähnliche Masse besitzen kann. Das Heliumbrennen kann noch etwa 100 Mio. Jahre andauern. Während dieser Zeit kann sich der Stern weiter ausdehnen, bis

er zu einem Überriesen wird. Überriesen geben Materie durch Sternenwinde in den interstellaren Raum ab. Außerdem brennt die heliumbrennende Schale nicht so gleichmäßig, wie ein Brennen des Wasserstoffs. Das hat die Folge, dass die abgegebene Leistung schwankt. Ist die abgegebene Leistung zu einem Zeitpunkt besonders hoch kann der Stern seine äußere Hülle abgeben. Die äußere Hülle ist nicht mehr Teil des Sterns. Sie dehnt sich weiter aus und entfernt sich. So entsteht ein planetarischer Nebel, der den restlichen Stern umgibt. Der restliche Stern, der vom planetarischen Nebel umgeben wird, wird zu einem Weißen Zwerg[1].

Aus der Entstehung planetarischer Nebel folgt, dass planetarische Nebel eigentlich nichts mit Planeten zu tun haben. Das „planetarisch“ in planetarischer Nebel kommt aus der Zeit, zu der man den Himmel mit optischen Teleskopen beobachtet hat. Durch die optischen Teleskope sahen diese Gebilde aus, wie Planeten unseres Sonnensystems[1].

2.10 Das Endstadium massereicher Sterne zwischen 2,3 und 8 Sonnenmassen

In der Regel gilt, dass die Leuchtkraft mit zunehmender Masse ebenfalls zunimmt. Außerdem nimmt auch der Massenverlust zu. Diese Sterne bilden sich ebenfalls zu einem Roten Riesen aus, haben jedoch bereits 25% - 30% ihrer ursprünglichen Masse verloren. Aufgrund von Verhältnissen im Kern des Sterns zündet ein Wasserstoff-Schalenbrennen. Daraufhin zündet ebenfalls ein Helium-Kernbrennen. Nachdem der Kern erloschen ist, brennt die Wasserstoffschale weiter und innen entsteht eine Helium-Schalenquelle. Bei diesen Sternen kann sich ebenfalls ein planetarischer Nebel bilden.

Die Weiterentwicklung des Kerns hängt maßgeblich vom Massenverlust ab. Unterschreitet der Kern die sogenannte Chandrasekhar-Grenzmasse von 1,4 Sonnenmassen, so entsteht ein Weißer Zwerg. In planetarischen Nebeln existieren sogenannte Zentralsterne. Das sind Objekte, die im Nebel sichtbar sind, die jedoch nicht vollständig zum weißen Zwerg geworden sind.

War der Massenverlust nicht ausreichend genug, so kann im Kern Kohlenstoff fusionieren. Die Fusion geschieht explosiv, ähnlich wie beim Helium-Flash. Diese explosivartige Fusion kann zur Zerstörung des Kerns führen[1].

2.11 Das Endstadium von Sternen mit mehr als 8 Sonnenmassen

Die Entwicklung geschieht zunächst ähnlich, wie bei Sternen mit weniger Masse. Das geschieht solange, bis das Kohlenstoffbrennen einsetzt, welches bei Kerntemperaturen von ungefähr 500 Mio. bis 800 Mio. K beginnen kann. Das Kohlenstoffbrennen dauert in der Regel nur 100 Jahre. Danach setzt ein Kohlenstoff-Schalenbrennen ein. Besitzt der Stern nun eine Masse von mehr als 13 Sonnenmassen, so setzen weitere Fusionsprozesse ein. Der Stern ist nun aufgebaut in Schalen: In der äußersten Schale brennt Wasserstoff. In der zweitäußersten Schale brennt Helium, dann Kohlenstoff, usw.. Wie viele Schalen existieren wird durch die

Masse bestimmt. In sehr massereichen Sternen kann Eisen durch Fusion entstehen. Elemente, die schwerer sind als Eisen, besitzen eine geringere Bindungsenergie im Nukleus. Aus diesem Grund kann durch Fusion keine Energie mehr gewonnen werden, sodass Eisen in keinem Stern weiter zur Fusion verwendet wird[1].

Besitzen Sterne mit einer Masse zwischen 8 und 13 Sonnenmassen einen Kern mit einer Masse von knapp unter 1,4 Sonnenmassen, so besitzt die Materie ungewöhnliche Eigenschaften. Die theoretischen Überlegungen werden daher sehr komplex. Aus diesem Grund sind bisher keine guten Vorhersagen gelungen[1].

Nachdem die Fusion in solchen Sternen beendet wurde, herrschen Temperaturen von Milliarden K. Ab diesem Zeitpunkt kollabiert der Stern in kurzer Zeit. Der Stern kollabiert, bis die Dichte der Dichte eines Atomkerns gleicht. Dieses Gebilde besteht fast ausschließlich aus Neutronen, da Protonen mit Elektronen zu Neutronen und Neutrinos werden. Die restliche einfallende Materie trifft auf einen harten Kern, sodass die Materie wieder nach außen zurück beschleunigt wird. Außerdem wird die einfallende Masse durch die entstehenden Neutrinos ebenfalls nach außen beschleunigt. Der Stern kollabiert und dann folgt eine Expansion nach außen. Während dieser Zeit steigt der Energieverlust des Gebildes enorm an und das Gebilde erscheint um einiges heller. Dieses Ereignis ist bekannt als Supernova, bei besonders starken Ereignissen auch Hypernova. Dabei wird die Hülle des Sterns ins Weltall weggeschleudert. Zurück bleibt jedoch noch der Kern[1].

Nun können zwei Ereignisse eintreten. Ist der Kern nicht massereich genug, so entsteht ein Neutronenstern. Wie der Name impliziert besteht ein Neutronenstern ausschließlich aus Neutronen. Dieser besitzt ebenfalls eine Dichte, die der eines Atomkerns gleicht. Aus diesem Grund besitzen Neutronensterne ungefähr einen Radius von 10 km bei einer Masse von etwa zwei Sonnenmassen. Bei diesen extremen Bedingungen entstehen außergewöhnliche Phänomene. Zum Beispiel besitzen einige Neutronensterne die stärksten Magnetfelder im Universum. Diese Neutronensterne nennt man dann Magnetare[1].

Besitzt der Kern eine größere Masse als 3 Sonnenmassen, so ist die Energie während des Kollaps so groß, dass der Kern zu einem anderen Gebilde wird, als ein Neutronenstern. Die Energie ist so enorm, dass der Kollaps nicht bei der Dichte eines Atomkerns aufhört. Wenn die Energie so groß ist, dass sich die Materie weiter verdichtet, so muss schließlich ein Schwarzes Loch entstehen. Die Gravitation ist dabei so groß, dass sich Materie mit Lichtgeschwindigkeit oder mehr fortbewegen muss, um aus dem Gravitationsfeld zu entkommen. Da nicht einmal Licht über die Lichtgeschwindigkeit hinaus kann, kann man Schwarze Löcher nur anhand ihrer Wirkung auf andere Objekte beobachten. Da der Massenverlust während des Endstadium der Sterne schwierig vorherzusagen ist, kann man keine Grenze angeben, ab welcher ein Stern zu einem Schwarzen Loch wird. Auch wenn keine Grenze angegeben werden kann, kann man sagen, dass Sterne unterhalb von 1,4 Sonnenmassen zu weißen Zwergen werden, oberhalb bis zu einer gewissen Grenze zu Neutronen-

sternen und oberhalb der gewissen Grenze zu Schwarzen Löchern. Außerdem kann man sagen, dass Sterne, in denen Eisen fusioniert keine weißen Zwerge werden können[1].

Während der Supernova wird die Schale des Sterns abgeworfen und weggeschleudert. Während dieser Explosion kann die weggeschleuderte Materie mit Neutronen angereichert werden, sodass dadurch schwere Elemente entstehen können[1].

3 Die Theorie der Auswertung eines Spektrums

3.1 Die verbotenen Linien

William Huggins beobachtete 1864/1865 den planetarischen Nebel NGC 6543, auch „Katzenaugennebel“ genannt. Als er das Spektrum betrachtete fiel ihm im türkisen Farbbereich etwas auf. Er fand zwei eng zusammen liegende Spektrallinien, ein Dublett. Während er versuchte diese Spektrallinien im Labor bekannten Elementen zuzuordnen, stimmten diese mit keinen Spektrallinien bekannter Elemente überein. Huggins nannte daraufhin das dazugehörige Element „Nebulium“, in Anlehnung an die Entdeckung im planetarischen Nebel[10].

1928 stellte sich dann heraus, dass diese Spektrallinien einem bekannten Element zugehörig sind. Der erste, dem dies gelang, war Bowen im Jahr 1928. Bowen konnte die Spektrallinien des vermeintlichen „Nebuliums“ zu zwei Übergängen des zweifach ionisiertem Sauerstoff O^{++} zuordnen. Der Grund dafür, dass Huggins die Linien nicht im Labor entdecken konnte war, dass die Übergangswahrscheinlichkeit der Übergänge zu gering ist. Die Übergangswahrscheinlichkeit beider Übergänge ist so gering, dass die Übergänge selbst bei sehr niedrigen Dichten unwahrscheinlich sind[10].

Die Anregung der Übergänge erfolgt durch Stöße mit freien Elektronen. Jedoch fallen die angeregten Elektronen wieder auf ihr Grundniveau zurück, bevor diese Strahlung emittieren können. Die Abregung erfolgt ebenfalls durch Stöße. Da diese Übergänge eine geringe Wahrscheinlichkeit besitzen, Strahlung zu emittieren, nennt man sie „verbotene Linien“.

Die Übergänge der Energieniveaus lassen sich in einem Termschema darstellen. Die Termschemata für [OIII] und [SII] sehen wie folgt aus:

Zur Notation:

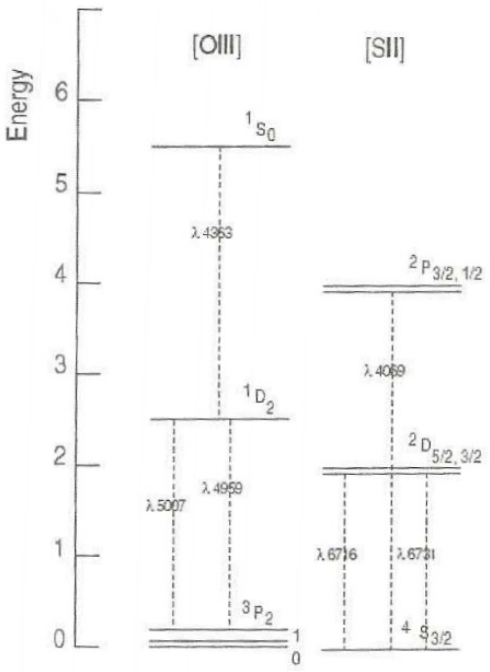

Abbildung 7: Termschema für [OIII] und [SII]

In der Chemie werden Ionen durch hochgestellte Vorzeichen gekennzeichnet. Astronomen notieren Ionen allerdings durch römische Ziffern: $[O\,III]:=O^{2+}$. Dabei geben die eckigen Klammern an, dass es sich um verbotene Linien handelt.

3.2 Anregung durch Stöße

Die Anregungsrate durch Stöße ist $L=N_e n_1 q_{12}$ mit $q_{12}=\frac{g_2}{g_1}\cdot q_{21}\cdot \exp\left(\frac{-\Delta E_{12}}{k T_e}\right)$, wobei[3][4]:

ΔE_{12}: Differenz der Energie von den Energieniveaus 1 und 2

$k=1.380649\cdot 10^{-23}\frac{J}{K}$: Boltzmann-Konstante

n_i: Besetzung des Niveaus i

q_{12}: Wahrscheinlichkeit der Stoßanregung

q_{21}: Wahrscheinlichkeit der Stoßabregung

g_i: Statistisches Gewicht von Niveau i

N_e: Elektronendichte

T_e: Elektronentemperatur

3.3 Abregung eines angeregten Niveaus durch Stöße

Es bezeichnet $L_c=N_e n_2 q_{21}\cdot h f_{21}$ die Rate der Abregung eines Niveaus 2 pro Kubikzentimeter und Sekunde. Dabei ist $h=6.63\cdot 10^{-34}\,Js$: Plancksche Wirkungsquantum und f_{21}: Frequenz des Übergangs von Niveau 2 zu Niveau 1. Außerdem gilt $q_{21}=\frac{8.6\cdot 10^{-6}\cdot N_e n_2 \Omega_{12}}{\sqrt{T_e}\cdot g_2}$, wobei $\Omega_{12}\approx 1$ [3][4].

3.4 Entleerung eines angeregten Zustands durch Strahlung[3][4]

Die Linienstärke der emittierten Linien beträgt $j_{21}=n_2 A_{21}\frac{h f_{21}}{4\pi}=N_e n_1 q_{12}\frac{h f_{21}}{4\pi}$. Außerdem gilt:

$$N_e n_1 q_{12}\frac{h f_{21}}{4\pi}=N_e n_2 q_{21}\frac{h f_{21}}{4\pi}+n_2 A_{21}\frac{h f_{21}}{4\pi}$$,wobei

q_{12}: Anregung durch Stöße

q_{21}: Abregung durch Stöße

A_{21}: Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission

Daraus folgt:

$$N_e n_1 q_{12} = n_2 (N_e q_{21} + A_{21})$$
$$\Rightarrow n_2 = \frac{N_e n_1 q_{12}}{N_e q_{21} + A_{21}} = \frac{N_e n_1 q_{12}}{A_{21}} \left(\frac{1}{\frac{N_e q_{21}}{A_{21}} + 1} \right)$$
$$\Rightarrow \frac{n_2}{n_1} = \frac{N_e q_{12}}{A_{21}} \left(\frac{1}{\frac{N_e q_{21}}{A_{21}} + 1} \right)$$

Wenn man das nun in die Gleichung der Linienstärke j einsetzt, erhält man

$$j_{21} = n_2 A_{21} \frac{h f_{21}}{4\pi} = N_e n_1 q_{12} \left(\frac{1}{\frac{N_e q_{21}}{A_{21}} + 1} \right) \frac{h f_{21}}{4\pi}$$ [3][4].

3. 5 Einige Grenzfälle

Zunächst soll der ein dichtes Gas betrachtet werden. In einem dichten Gas gilt, dass die Elektronendichte sehr hoch ist, also $N_e \gg 0$. Gilt nun weiter $q_{21} \gg A_{21}$, so folgt

$$\frac{N_e \cdot q_{21}}{A_{21}} \gg 0 \Rightarrow \frac{1}{1 + \frac{N_e q_{21}}{A_{21}}}$$ ist sehr niedrig und damit ist j_{21} sehr niedrig.

Daraus folgt, dass sich angeregte Niveaus im dichten Gas häufiger durch Stöße abregen und die Abregung durch Strahlung kaum stattfindet.

Nun soll ein dünnes Gas betrachtet werden. In einem dünnen Gas ist die Elektronendichte sehr gering ist, als ist N_e sehr klein. Daraus folgt weiter, dass $N_e \frac{q_{21}}{A_{21}}$ klein ist.

$$\Rightarrow \frac{1}{1+\frac{N_e q_{21}}{A_{21}}} \approx 1 \Rightarrow j_{21} \approx \frac{hf_{21}}{4\pi} n_2 A_{21} = N_e n_1 q_{12} \frac{hf_{21}}{4\pi}$$

Man kann daraus ableiten, dass sich die Abregung durch Stöße im Gleichgewicht mit der Abregung durch Strahlung befindet. Da weiterhin N_e sehr klein ist, folgt, dass j_{21} sehr klein ist. Es finden im dünnen Gas demnach kaum Abregungen durch Stöße statt[3][4].

3.6 Temperaturbestimmung anhand der [O III] Linien

Man kann mithilfe der [O III] Linien in einem Spektrum die Elektronentemperatur bestimmen. Eine verbotene Linie, die Linie $\lambda 4363$, wird beim Übergang ${}^1S_0 \rightarrow {}^1D_2$ emittiert. Die Linien $\lambda 5007$ und $\lambda 4959$ werden bei den Übergängen ${}^1D_2 \rightarrow {}^3P_{1,2}$ emittiert. Das Intensitätsverhältnis dieser Linien ist konstant und beträgt etwa 2.9.

Erhöht sich die Nebeltemperatur, so erhöht sich ebenfalls die Besetzungszahl des Niveaus ${}^1S_0$ und die Besetzungszahl des Niveaus ${}^1D_2$. Allerdings erhöht sich die Besetzungszahl von ${}^1S_0$ mehr als die Besetzungszahl von ${}^1D_2$. Daraus resultiert eine höhere Intensität der Linie $\lambda 4363$ im Verhältnis zu den anderen [O III] Linien.

Daraus lässt sich die Elektronentemperatur bestimmen. Dafür setzt man
Die Anregungspotentiale betragen für das Niveau ${}^1D_2$ 2.5 eV und für ${}^1S_0$ 5.3 eV[3][4]. Des Weiteren gilt:

$$j(5007\,\mathring{A})=\frac{hc}{5007\,\mathring{A}}n_2 A(5007\,\mathring{A})\cdot\exp(\frac{-2{,}5\,eV}{k\cdot T_e});\ \Delta E=2{,}5\,eV$$

$$j(4959\,\mathring{A})=\frac{hc}{4959\,\mathring{A}}n_2 A(4959\,\mathring{A})\cdot\exp(\frac{-2{,}5\,eV}{k\cdot T_e});\ \frac{A(5007\,\mathring{A})}{A(4959\,\mathring{A})}\approx 2{,}9$$

$$j(4363\,\mathring{A})=\frac{hc}{4363\,\mathring{A}}n_3 A(4363\,\mathring{A})\cdot\exp(\frac{-5{,}3\,eV}{k\cdot T_e})$$

$$\Rightarrow R=\frac{j(\lambda 5007)+j(\lambda 4959)}{j(\lambda 4363)}=\frac{n_2 A(4959\,\mathring{A})\cdot\exp(\frac{-2{,}5\,eV}{k\cdot T_e})+n_2 A(5007\,\mathring{A})\cdot\exp(\frac{-2{,}5\,eV}{k\cdot T_e})}{n_3 A(4363\,\mathring{A})\cdot\exp(\frac{-5{,}3\,eV}{k\cdot T_e})}$$

$$\Rightarrow R=\frac{n_2}{n_3}\exp(\frac{-2{,}5\,eV}{k\cdot T_e})\frac{A(4959\,\mathring{A})}{A(4363\,\mathring{A})}\left(1+\frac{1}{2{,}9}\right)\exp(\frac{5{,}3\,eV}{k\cdot T_e})$$

Nach Acker folgt nun:

$R=8{,}32\cdot\exp(\frac{3{,}29\cdot 10^4}{T_e})\cdot\frac{1}{p}, p=1+4{,}5\cdot 10^{-4}\cdot\frac{N_e}{\sqrt{T_e}}$, wobei die Elektronendichte in cm^{-3} und die Temperatur in K angegeben wird.

Gilt nun $N_e\approx 10^4\cdot cm^{-3}$ und $T_e\approx 10^4\,K$, so folgt:

$$R=8{,}32\cdot\exp(\frac{3{,}29\cdot 10^4}{T_e})$$

$$\Rightarrow T_e=\frac{3{,}29\cdot 10^4}{\ln(\frac{R}{8{,}32})}.$$

Mit einem aufgenommenen Spektrum kann man die sogenannte Äquivalentbreite (engl. equivilant width) bestimmen. Man kann die gemessenen Äquivalentbreiten als Intensität verwenden. Demnach kann man alle Intensitäten der eben verwendeten verbotenen Linien messen. Damit ist es nun möglich die Elektronentemperatur zu bestimmen[3][4].

3.7 Elektronendichtebestimmung anhand von [S II] Linien

Man kann die Nebeldichte anhand des [S II] - Dubletts bestimmen. Dazu benötigt man das Verhältnis

$\frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)}$. Das Intensitätsverhältnis beider Linien ist nicht sehr temperaturempfindlich, daher spielt die Temperatur kaum eine Rolle bei dem Verhältnis. Das liegt daran, dass die beiden angeregten Energieniveaus sehr dicht beieinander liegen. Für das weitere Vorgehen sollen nun die Niveaus neue Bezeichnungen erhalten. Das höhere Energieniveau $^2D_{5/2}$ sei 2a und 2b sei die Bezeichnung für das niedrigere Energieniveau $^2D_{3/2}$.

Es ist $\frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)} = \frac{n_{2a} A_{2a1} \Delta E_{2a1}}{n_{2b} A_{2b1} \Delta E_{2b1}} \approx \frac{n_{2a} A_{2a1}}{n_{2b} A_{2b1}}$, da die Energieniveaus dicht beieinander liegen.

Dabei bezeichnet A_{2a1} die Übergangswahrscheinlichkeit $^2D_{5/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$ und A_{2b1} bezeichnet die Übergangswahrscheinlichkeit $^2D_{3/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$. ΔE_{2a1} bezeichnet die Energiedifferenz von $^2D_{5/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$. Entsprechend bezeichnet ΔE_{2b1} die Energiedifferenz von $^2D_{3/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$.

Nun gilt:

$$\frac{n_{2a}}{n_1} = \frac{N_e q_{12a}}{A_{2a1}} \left(\frac{1}{1 + \frac{N_e q_{21a}}{A_{2a1}}} \right) \quad \text{und} \quad \frac{n_{2b}}{n_1} = \frac{N_e q_{12b}}{A_{2b1}} \left(\frac{1}{1 + \frac{N_e q_{21b}}{A_{2b1}}} \right).$$

Das kann man jetzt in $\frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)} = \frac{n_{2a} A_{2a1}}{n_{2b} A_{2b1}}$ Einsetzen und man erhält:

$$\frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)} = \frac{n_{2a} A_{2a1}}{n_{2b} A_{2b1}} = \frac{q_{12a}}{q_{12b}} \cdot \frac{1 + \frac{N_e q_{21b}}{A_{2b1}}}{1 + \frac{N_e q_{21a}}{A_{2a1}}}.$$

Man kann in dieser Berechnung weitere Energieniveaus vernachlässigen, da die Elektronentemperatur für eine Anregung zu niedrig ist. Es sollen nun zwei Grenzfälle behandelt werden. Der erste Fall behandelt eine niedrige Dichte.

Bei niedriger Dichte Ist die An- und Abregung durch Strahlung deutlich wahrscheinlicher, als die An- und Abregung durch Stöße. Daraus folgt: $\frac{N_e \cdot q_{21a}}{A_{2a1}} \ll 1$.

Außerdem gilt $q_{12} = \frac{g_2}{g_1} q_{21} \cdot \exp\left(\frac{-\Delta E}{k \cdot T_e}\right)$. Daraus folgt für die Niveaus:

$q_{12a} = \frac{g_{2a}}{g_1} q_{21a} \cdot \exp\left(\frac{-\Delta E}{k \cdot T_e}\right)$ und $q_{12b} = \frac{g_{2b}}{g_1} q_{21b} \cdot \exp\left(\frac{-\Delta E}{k \cdot T_e}\right)$, wobei ΔE die Differenz der Energieniveaus a und b ist. Daraus folgt weiter:

$$\frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)} = \frac{q_{12a}}{q_{12b}} \cdot \frac{1 + \frac{N_e q_{21b}}{A_{2b1}}}{1 + \frac{N_e q_{21a}}{A_{2a1}}} \overset{\text{niedrige Dichte}}{\approx} \frac{q_{12a}}{q_{12b}} = \frac{g_{2a} \cdot q_{21a} \cdot \exp\left(\frac{-\Delta E}{k \cdot T_e}\right)}{g_{2b} \cdot q_{21b} \cdot \exp\left(\frac{-\Delta E}{k \cdot T_e}\right)} \approx \frac{g_{2a}}{g_{2b}},$$

wenn $q_{2a1} \approx q_{2b1}$, das heißt, dass die Stoßparameter ähnlich sind. Daraus ergibt sich, dass lediglich die Werte von g_{2a} und g_{2b} als statistische Gewichte für das Intensitätsverhältnis ausschlaggebend sind.

Nun soll der Grenzfall einer hohen Dichte betrachtet werden. Da bei hoher Dichte Stöße gegenüber Strahlung häufiger als Grund für die An- und Abregung auftritt, gilt $\frac{N_e \cdot q_{21a}}{A_{21a}} \gg 1$.

$$\Rightarrow \frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)} = \frac{q_{12a}}{q_{12b}} \cdot \frac{1 + \frac{N_e q_{21b}}{A_{2b1}}}{1 + \frac{N_e q_{21a}}{A_{2a1}}} \overset{\text{hohe Dichte}}{\approx} \frac{q_{12a} \cdot q_{21b} \cdot A_{2a1}}{q_{12b} \cdot q_{21a} \cdot A_{2b1}}$$

Mit $q_{12} = \frac{g_2}{g_1} q_{21} \cdot \exp\left(\frac{-\Delta E}{k \cdot T_e}\right)$ folgt

$\frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)} = \frac{g_{2a} A_{2a1}}{g_{2b} A_{2b1}}$. Man kann statt der Intensität die Äquivalentbreite messen. Daraus folgt

$N_e = 10\,000 \cdot \frac{R - 1{,}49}{5{,}62 - 12{,}8\,R}$, für $R = \frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)} = \frac{EW(\lambda 6716)}{EW(\lambda 6731)}$ [3][4].

4 Gerätebeschreibung

4.1 Beschreibung des Celestron Edge HD 11

Technische Daten [9]

Gewicht	13 kg
Tubuslänge	610 mm (24 in)
Öffnung	279,4 mm (11“)
Brennweite	2800 mm (110 in)
Öffnungsverhältnis	f/10
Auflösung (Rayleigh) / (Dawes)	50 / 41 Bogenminuten
Höchste Sinnvolle Vergrößerung	661-fach

Das Celestron Edge HD 11 in Abbildung 8 auf dem Dach des Carl-Fuhlrott-Gymnasiums in Wuppertal lässt sich vielseitig einsetzen, ob für Deep-Sky Fotografie oder einfache Bildaufnahmen von Planeten. Zu unserem Vorteil musste das Teleskop dank der Fläche des Orionnebels nur einmal nachgestellt werden. Dies funktioniert entweder mit dem Programm Stellarium oder mit der in Abbildung 9 dargestellten manuellen Steuerung über die in wenigen Schritten bestimmte Objekte eingestellt werden können. Zusätzlich ist an der Seite des Teleskops ein kleineres Suchfernrohr angebaut um Objekte einfacher am Himmel zu finden.

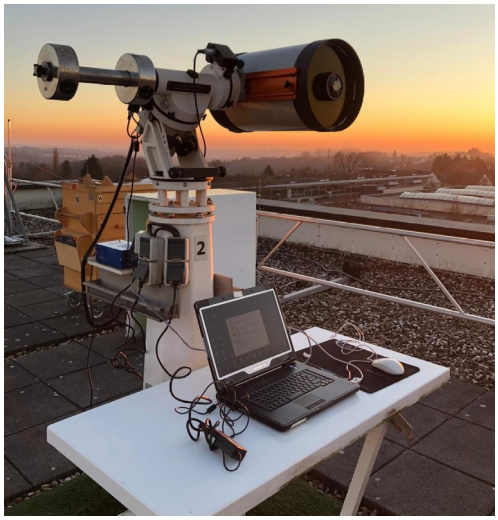

Abbildung 8: Celestron Edge HD 11

Abbildung 9: Manuelle Steuerung

4.2 SBIG STF-8300M CCD Kamera [11]

Abbildung 10: SBIG STF-8300 Kamera

Die geringen Belichtungszeit der in Abbildung 10 erkennbaren STF-8300 CCD Kamera ermöglicht es so gut wie in Echtzeit zu Beobachten und damit jede kleinste Helligkeitsveränderung aufzuzeichnen. Zusätzlich kann die Downloadzeit verkürzt werden indem man den Beobachtungsausschnitt auf die Hälfte beziehungsweise auf ein Viertel reduzieren kann. Hinzu kommt auch die in Abbildung10 zu sehende Kühlung, welche den Sensor maximal 40° C unter die Umgebungstemperatur kühlen kann, um das Grundrauschen der Kamera zu reduzieren. Außerdem ist die Kamera für die Aufnahme des Orionnebels und für Weitwinkelaufnahmen durch die Technischen Eigenschaften hervorragend geeignet.

4.3 DMK41 Videokamera [13]

Abbildung 11: DMK41 Videokamera

Die in Abbildung 11 gezeigte DMK41 Videokamera bietet mit ihrer hohen Auflösung von 1280x960 Pixeln eine detailreiche Aufnahme. Mit einer schnellen Datenübertragung ist die Kamera auch für Live-Aufnahmen mit bis zu 15 Bilder/s geeignet. Hinzu kommt auch das geringe Rauschen bei langen sowie bei kurzen Belichtungszeiten. Hinsichtlich dieser technischen Eigenschaften des verbauten Sensors wird dieser auch in der industriellen Bildverarbeitung eingesetzt. Die Videokamera gibt unverfälschte aufnahmen aus, da weder Infrarot-Sperrfilter oder Farbfilter in die Kamera verbaut sind. Bei der DMK41 Videokamera handelt es sich um eine Monochrom, also eine Schwarz/Weiß Kamera, die wir zur Nachführung der Spektrografen Spalte benutzt haben.

4.4 DADOS Spektrograf [14]

Abbildung 12: Der DADOS Spektrograf

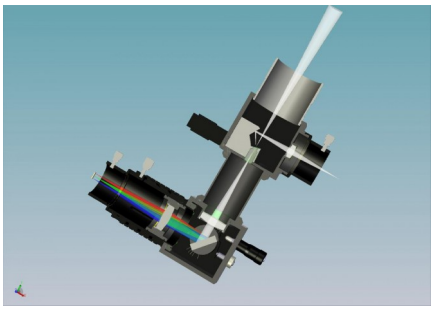

Abbildung 13: Querschnitt des DADOS Spektrografen

Abbildung 14: Spalte des DADOS Spektrografen

Der DADOS in Abbildung 12 ist ein am Max-Planck-Institut entwickelter Spektrograf vom Baader Planetarium, welcher zusätzlich durch die Hilfe und Unterstützung von der Spektroskopiker Gemeinde verbessert wurde. Am Spektrografen befinden sich drei Öffnungen, wie in Abbildung 13 zu sehen sind von denen zwei für Kameras und eine für das Teleskop verwendet werden können. Durch die Vorhandenen drei Spalte, wie sie in Abbildung 14 zu sehen sind können auch größere Objekte wie in unserem Fall der Orionnebel untersucht werden. Zusätzlich ist eine LED verbaut, welche es durch eine Beleuchtung der Spalte von hinten ermöglicht angebaute Kameras zum Nachführen an den Spalten scharf zu stellen. Außerdem befindet sich am Gitter eine Verstellschraube mit der man das Gitter um Mikrometer justieren kann. Der Spektrograf kann bei helleren Objekten auch ohne Teleskop, also direkt mit einem Objektiv beobachtet werden.

5 Durchführung

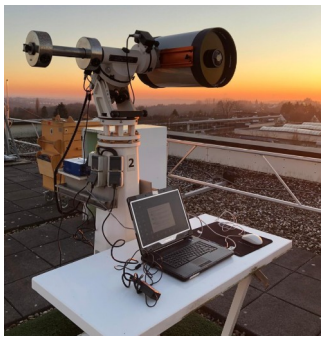

Abbildung 15: Celestron Edge HD 11

Am 01.03.2021 ergab sich für uns Wetterbedingt die erste und letzte Möglichkeit eigene Daten aufzuzeichnen. Wie in Abbildung 15 zu sehen haben wir an der Insel 2 der Sternwarte vom Carl-Fuhlrott-Gymnasium das Celestron Edge HD 11 Teleskop mit dem DADOS Spektrograf, der SBIG STF-8300M und der DMK41 Videokamera aufgebaut und diese mit einem Laptop verbunden von dem aus alles gesteuert wurde. Während den aufnahmen von dem Orionnebel hatten wir einen

kühlen Abend mit klarem Himmel ohne Mondschein, der die Spektren verfälscht hätte. Vor dem Gebrauch des DADOS Spektrografen musste das in ihm zu findende optische Gitter getauscht werden, indem die in Abbildung 16 erkennbaren Schrauben gelöst und anschließend die Abdeckung samt Gitter entnommen werden. Das Wechseln von dem eingebauten 200 Linien/mm Gitter auf ein 900 Linien/mm Gitter bewirkt, dass die Spektren hochauflösender werden, was man am Beispiel der Schwefellinien in Abbildung 17 sehen kann. Anschließend wurde das Teleskop mit dem Programm Stellarium auf den Orionnebel eingestellt. Nach dem Umbau und der Einstellung haben wir 13 Spektren und fünf Dunkelbilder mit einer Belichtungszeit von 300s aufgenommen und kamen dadurch zu einer gesamt Beobachtungszeit von 90 Minuten, bei denen das Teleskop nur einmal nachgeführt werden musste.

Abbildung 16: Wechsel des Gitters

Abbildung 17: Vergleich vom Schwefeldublett zwischen 900 l/mm (oben) und 200 l/mm (unten)

5.1 Bearbeitung

Die Abbildung 18 zeigt ein Spektrum bei dem wir alle Spektren trotz Verfälschung durch einen Stern gestackt haben und das gestackte Spektrum, welches wir weiter verwendet haben. Der erste Schritt der Bearbeitung ist es sich die Spektren anzuschauen, um unbrauchbare Spektren auszusortieren, damit das Spektrum am Ende eine bessere Qualität hat. Im zweiten Schritt werden die Spektren und die Dunkelbilder in das in Abbild 19 zusehende Programm Astroart geladen. Danach werden die Spektren gestackt, indem das Programm alle Bilder übereinander legt und diese gleich ausrichtet, wie am Beispiel der Daten von Herrn Koch in Abbildung 20 feststellen kann. Um die Qualität weiter zu steigern werden die Dunkelbilder von dem gestackten Spektrum subtrahiert, damit das Grundrauschen der Kamera entfernt wird. Im dritten Schritt wer-

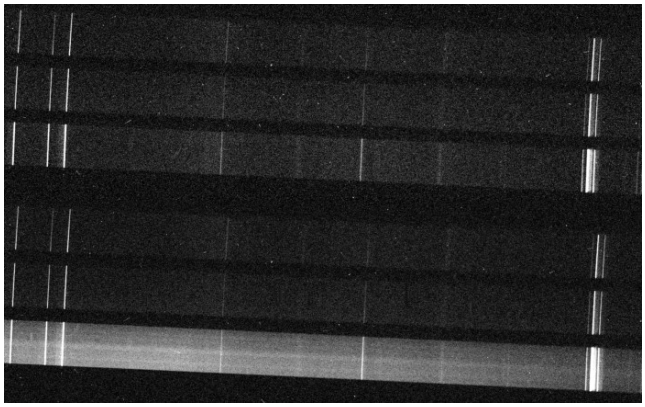

Abbildung 18: Vergleich zweier Spektren (oben ohne Verfälschung und unten mit Verfälschung)

den die Daten zur weiteren Bearbeitung und zur Auswertung in das Programm BASSProject199 geladen. Im vierten Schritt wird das Spektrum mit der in Abbildung 21 erkennbaren Rotate/Tilt correction Funktion horizontal gedreht, indem man wie in Abbildung 22 einen Strich entlang des Spektrums zieht. Dadurch kann dass Programm automatisch den Winkel berechnen, um welchen das Bild verdreht ist und korrigiert diesen, wie man an Abbildung 23 sehen kann. Anschließend wird das Spektrum, wie in Abbildung 24 zugeschnitten.

Nach dem Zuschneiden wird das Spektrum anhand anderer Spektren vom Orionnebel, wie in Abbildung 25 gezeigt als Referenz kalibriert. Im folgendem Schritt wird wie in Abbildung 26 per Hand eine Kontinuums Graph über das Spektrum gezeichnet und subtrahiert.

Um das Spektrum aus Abbildung 27 zu erhalten muss das Spektrum nur noch auf 1 normiert werden und ist damit auch fertig zur Auswertung.

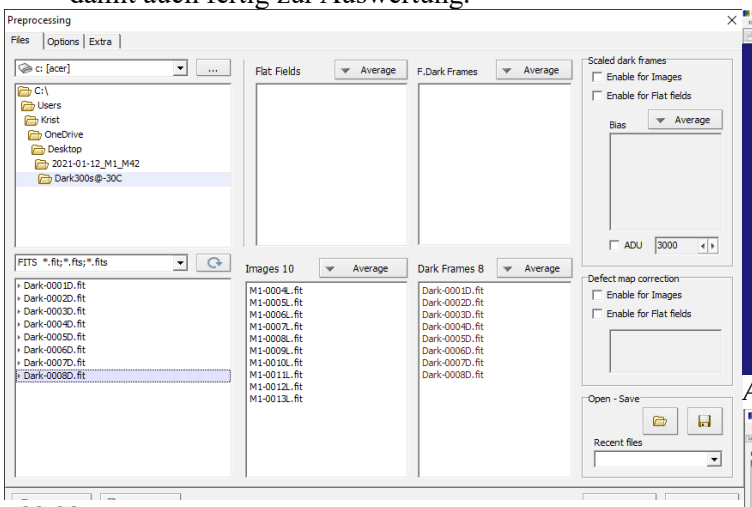

Abbildung 19: Astroart

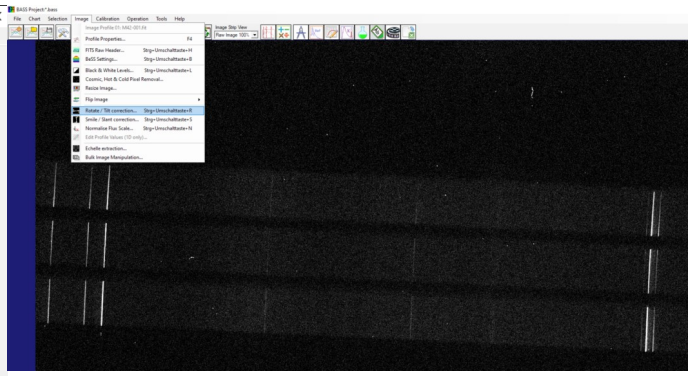

Abbildung 20: Rotate / Tilt correction Funktion

Abbildung 21: Bild Stacking

Abbildung 22: Winkel am Spektrum einzeichnen

Abbildung 23: Korrigiertes Spektrum

Abbildung 24: Zugeschnittenes Spektrum

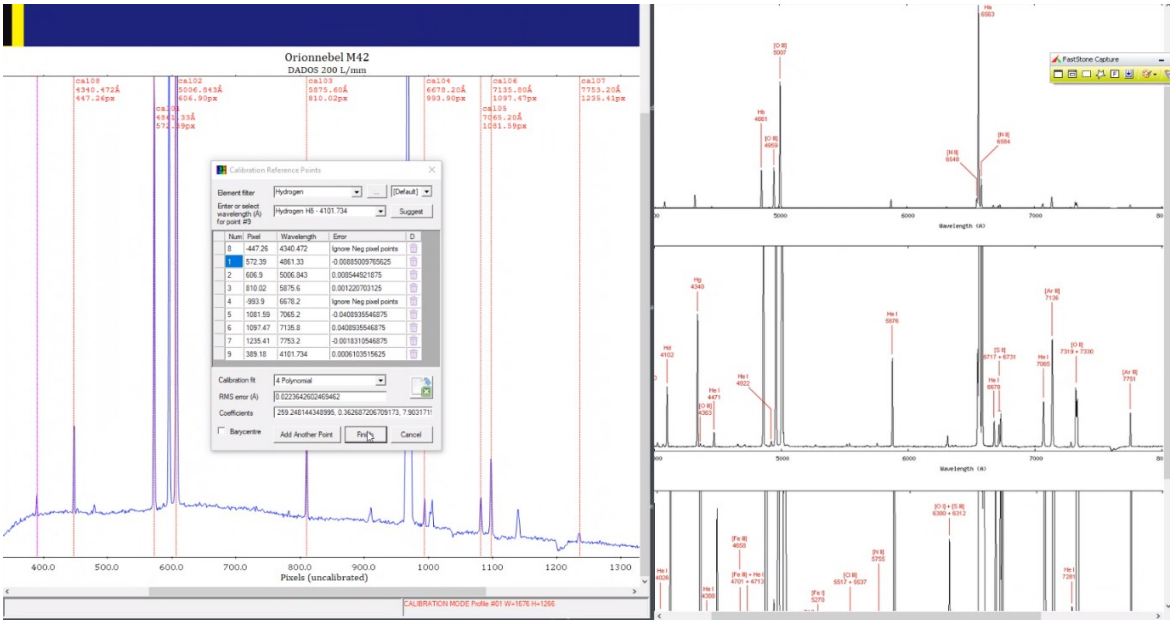

Abbildung 25: Vergleich mit einem Referenzspektrum

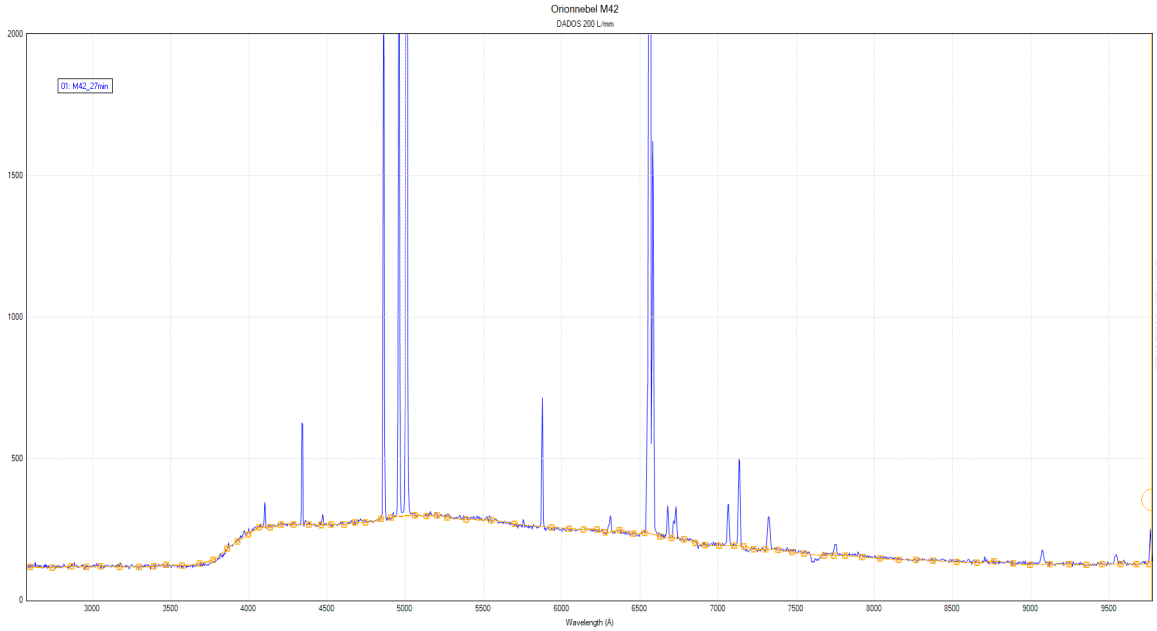

Abbildung 26: Beseitigung des Pseudokontinuums

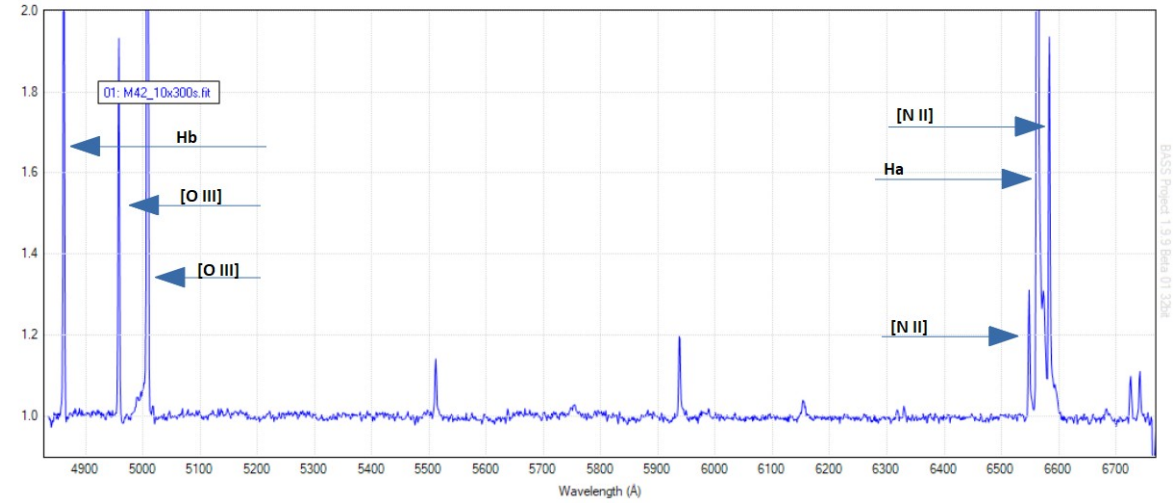

Abbildung 27: Fertig bearbeitetes Spektrum

6.1 Die Auswertung der Elektronendichte

Um die Elektronendichte zu bestimmen, benötigen wir das Verhältnis der Intensitäten der Schwefellinien $6716\,\mathring{A}$ und $6731\,\mathring{A}$. Diese Linien liegen sehr nah beieinander. Bei der Messung haben wir ein Spektrum mit der Liniendichte 900 Linien pro Millimeter verwendet. Selbst mit dieser hohen Dichte, sind die Linien nur schwierig voneinander zu unterscheiden. Wir haben jeweils eine Messreihe mit zehn Messungen der Äquivalentbreite für die Linie $6716\,\mathring{A}$ und für die Linie $6731\,\mathring{A}$ durchgeführt.

Wir haben folgende Messreihen für die Äquivalentbreiten aufgestellt:

Schwefel	6716 Å		
Messung	Start in Å	Ende in Å	EW
1,00	6721,83	6729,84	-0,44
2,00	6722,25	6729,36	-0,36
3,00	6722,29	6729,32	-0,36
4,00	6722,25	6729,43	-0,37
5,00	6722,25	6729,39	-0,37
6,00	6722,25	6729,36	-0,36
7,00	6722,22	6729,36	-0,37
8,00	6722,22	6729,36	-0,37
9,00	6722,25	6729,36	-0,36
10,00	6722,22	6729,43	-0,37

Abbildung 28: Gemessene Äquivalentbreite der Linie $6731\,\mathring{A}$

Schwefel	6731 Å		
Messung	Start in Å	Ende in Å	EW
1,00	6737,21	6747,33	-0,41
2,00	6737,17	6746,98	-0,39
3,00	6737,24	6747,01	-0,41
4,00	6737,17	6747,05	-0,39
5,00	6737,17	6747,05	-0,39
6,00	6737,28	6747,05	-0,40
7,00	6737,24	6746,94	-0,40
8,00	6737,28	6746,80	-0,40
9,00	6737,10	6747,01	-0,39
10,00	6737,21	6747,01	-0,41

Abbildung 29: Gemessene Äquivalentbreite der Linie $6716\,\mathring{A}$

Die linke Tabelle beinhaltet Werte der Äquivalentbreite der Emissionslinie $6716\,\mathring{A}$. Aus dieser Messreihe ergibt sich ein Mittelwert der Äquivalentbreite von -0,37. Die Standardabweichung dieser Messreihe liegt bei 0,02.

Die rechte Messreihe beschreibt die Äquivalentbreite der Linie $6731\,\mathring{A}$. Der Mittelwert dieser Messreihe beträgt –0,4. Die Standardabweichung liegt bei 0,01.

Da der R-Wert für die Bestimmung der Elektronendichte als $R=\frac{EW(6716\,\mathring{A})}{EW(6731\,\mathring{A})}$ definiert ist, ergibt sich eine Messreihe für den R-Wert, indem man jeweils die n-te Messung der ersten Messreihe mit der n-ten Messung der zweiten Messreihe kombiniert. Man erhält als neue Messreihe:

R-Wert Messung	EW von 6716 Å	EW von 6731 Å	R
1,00	-0,44	-0,41	1,07
2,00	-0,36	-0,39	0,93
3,00	-0,36	-0,41	0,88
4,00	-0,37	-0,39	0,95
5,00	-0,37	-0,39	0,94
6,00	-0,36	-0,40	0,89
7,00	-0,37	-0,40	0,91
8,00	-0,37	-0,40	0,92
9,00	-0,36	-0,39	0,92
10,00	-0,37	-0,41	0,92

Abbildung 30: Errechnete R-Werte

Dichte Messung	R-Wert	Dichte
1,00	1,07	520,06
2,00	0,93	891,15
3,00	0,88	1080,79
4,00	0,95	825,69
5,00	0,94	857,77
6,00	0,89	1039,50
7,00	0,91	962,18
8,00	0,92	925,93
9,00	0,92	925,93
10,00	0,92	925,93

Abbildung 31: Errechnete Dichte

Die linke Messreihe gibt den R-Wert an. Der Mittelwert dieser Messreihe liegt bei 0,93, während die Standardabweichung bei 0,05 liegt.

Mithilfe dieser Messreihe können wir nun eine Messreihe für die Elektronendichte aufstellen. Die Werte für die Elektronendichte befinden sich in der rechten Messreihe. Diese Messreihe wurde aufgestellt, indem für jeden R-Wert ein Wert für die Elektronendichte bestimmt wurde. Die Dichte ist dabei in cm^{-3} angegeben. Die Messreihe liefert einen Mittelwert für die Dichte von 895,39 cm^{-3}. Die Standardabweichung dieser Messreihe beträgt 144,76.

6.2 Die Auswertung der Elektronentemperatur

Um die Elektronentemperatur zu bestimmen, haben wir eine Messreihe mit zehn Messungen durchgeführt. Es wurde also zehn Mal die Äquivalentbreite der Sauerstofflinien $5006\,\mathring{A}$, $4959\,\mathring{A}$ und $4363\,\mathring{A}$ bestimmt.

Mithilfe dieser Messreihen kann man eine Messreihe für den R-Wert, mit der Formel

$R=\frac{EW(5007\,\mathring{A})+EW(4959\,\mathring{A})}{EW(4363\,\mathring{A})}$, bestimmen. Aus der Messreihe der Äquivalentbreiten ergeben sich folgende Werte:

5006 Oxygen			
Messung	Start in Å	Ende in Å	EW
1,00	4988,00	5031,00	-251,19
2,00	4989,00	5026,34	-251,16
3,00	4991,95	5029,47	-243,63
4,00	4988,82	5031,31	-260,83
5,00	4987,78	5030,38	-252,00
6,00	4987,78	5030,22	-251,73
7,00	4988,73	5030,06	-261,06
8,00	4987,78	5030,06	-251,49
9,00	4987,78	5029,26	-250,41
10,00	4988,10	5029,74	-250,98

Abbildung 32: Gemessene Äquivalentbreite der Linie $5006\,\mathring{A}$

4959 Oxygen			
Messung	Start in Å	Ende in Å	EW
1,00	4943,80	4975,69	-77,81
2,00	4945,05	4973,19	-74,40
3,00	4944,42	4973,82	-73,85
4,00	4945,05	4973,82	-73,55
5,00	4944,06	4973,63	-74,80
6,00	4944,38	4977,29	-77,84
7,00	4944,06	4975,86	-77,88
8,00	4943,91	4976,01	-77,98
9,00	4944,38	4976,33	-77,63
10,00	4944,38	4976,65	-77,67

Abbildung 33: Gemessene Äquivalentbreite der Linie $4959\,\mathring{A}$

Die linke Messreihe stellt die Äquivalentbreite der Linie $5006\,\mathring{A}$ dar. Der Mittelwert dieser Messreihe liegt bei einer Äquivalentbreite von -252,45. Die Standardabweichung der Messreihe liegt bei 4,83.

Die rechte Messreihe gibt die gemessenen Werte der Emissionslinie $4959\,\mathring{A}$ wieder. Aus dieser Messreihe ergibt sich ein Mittelwert der Äquivalentbreite der Linie $4959\,\mathring{A}$ von -76,34. Die Standardabweichung beträgt 1,82.

4363 Oxygen			
Messung	Start in Å	Ende in Å	EW
1,00	4356,63	4365,87	-0,20
2,00	4356,64	4365,89	-0,20
3,00	4356,63	4365,64	-0,14
4,00	4356,83	4365,71	-0,18
5,00	4356,97	4365,78	-0,18
6,00	4356,64	4365,82	-0,20
7,00	4356,84	4365,74	-0,18
8,00	4356,80	4365,85	-0,19
9,00	4356,98	4365,82	-0,18
10,00	4356,60	4365,79	-0,20

Abbildung 34: Gemessene Äquivalentbreite der Linie $4363\,\mathring{A}$

R-Wert	EW von			
Messung	5006 Å	4959 Å	4363 Å	R
1,00	-251,19	-77,81	-0,20	1643,53
2,00	-251,16	-74,40	-0,20	1615,22
3,00	-243,63	-73,85	-0,14	2315,83
4,00	-260,83	-73,55	-0,18	1829,61
5,00	-252,00	-74,80	-0,18	1806,24
6,00	-251,73	-77,84	-0,20	1688,82
7,00	-261,06	-77,88	-0,18	1841,06
8,00	-251,49	-77,98	-0,19	1716,71
9,00	-250,41	-77,63	-0,18	1791,58
10,00	-250,98	-77,67	-0,20	1676,30

Abbildung 35: Ermittelter R-Wert aus den Äquivalentbreiten

Die linke Messreihe beinhaltet die gemessenen Äquivalentbreiten der Linie $4363\,\mathring{A}$. Aus den gegebenen Werten der linken Messreihe erhält man als Mittelwert -0,19, wobei die Standardabweichung bei 0,02 liegt.

Aus diesen Messreihen ergibt sich eine Messreihe für den R-Wert. Für diese Messreihe haben wir jeweils die n-te Messung jeder Messreihe verwendet, um einen R-Wert zu erhalten. Diese Messreihe ist die rechte dargestellte Messreihe. Aus dieser Messreihe ergibt sich ein Mittelwert des R-Werts von 1792,49 und eine Standardabweichung von 190,11.

Temperatur	
R-Wert	Temp. in K
1643,53	6224,06
1615,22	6224,59
2315,83	5844,88
1829,61	6100,28
1806,24	6114,85
1688,82	6192,21
1841,06	6093,23
1716,71	6173,18
1791,58	6124,13
1676,30	6200,90

Abbildung 36: Ermittelte Temperatur

Nun lässt sich eine letzte Messreihe aufstellen, die eine direkte Ermittlung der Temperatur zulässt. Diese Messreihe ergibt sich aus der Formel

$$T_e = \frac{3{,}29 \cdot 10^4}{\ln\left(\frac{R}{8{,}32}\right)}:$$

Der Mittelwert der Temperatur liegt bei 6129,23 K. Die dazugehörige Standardabweichung beträgt 105,99.

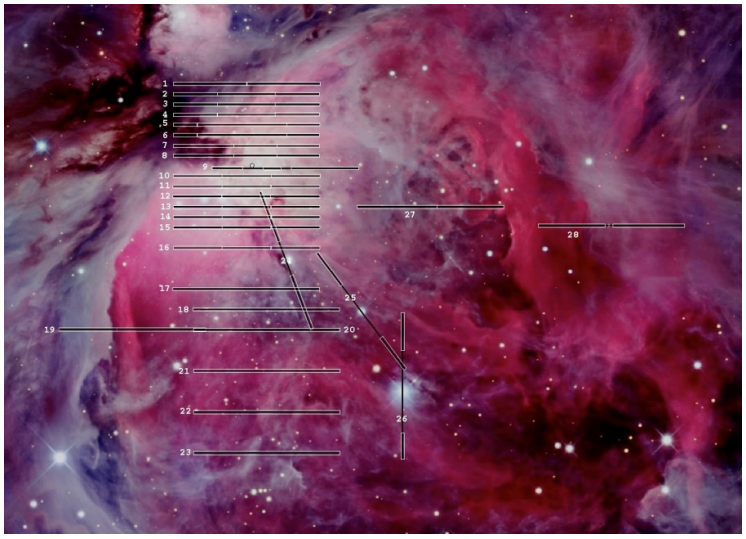

Abbildung 37: Die Lage der Spalte

7 Vergleich der Ergebnisse mit Literaturwerten

Nun sollen unsere ermittelten Werte mit professionell ermittelten Werten verglichen werden. Unsere Vergleichswerte sind in der selben Region des Nebels ermittelt worden, die wir spektroskopiert haben.

7.1 Elektronentemperatur

Wir haben unseren Spalt so ausgerichtet, wie der Spalt 9 auf dem Bild. Dabei lag unsere Spaltöffnung über einen Stern. Nachdem das Spektrum aufgenommen wurde, wurde der Teil des Spektrums entfernt, welcher von diesem Stern verursacht wurde. Aus diesem Grund werden unsere ermittelten Werte von den Referenzwerten abweichen. Für die Elektronentemperatur haben wir den Wert 6129,23 K ermittelt. Des Weiteren liegt die von uns ermittelte Elektronendichte bei 895,39 cm^{-3}.

Table 4.3. Electron Temperatures and Densities*

Sample Name	T_e [N II]	T_e [O III]	N_e [S II]	N_e [Cl III]
1east	8116	15420	380	3440
1west	9650	7580	730	4050
2east	10690	9620	450	—
2mid	9290	8910	680	800
2west	8690	8360	530	1630
3east	10400	8660	680	430
3mid	9270	8740	970	1150
3west	8600	8220	580	3020
4east	9260	10070	1490	3930
4mid	9480	8640	1030	450
4west	9060	8800	770	3560
5east	8960	—	1480	—
5mid	9240	8870	1560	1790
5west	8030	8690	830	10220
6east	10340	9920	470	—
6mid	9710	8260	2020	1920
6west	8830	8420	850	2510
7east	7900	8430	1740	—
7mid	10060	8340	2630	4040
7west	9340	8200	1330	2790
8east	8140	—	1190	—
8mid	10180	8650	3350	3290
8west	8400	8700	1610	9830
9east	9200	9260	1650	4660
9mid	10050	8240	5440	3460
9west	8950	7750	550	1310
10east	8940	8050	1580	900
10mid	11390	8500	5820	4250
10west	9190	8000	1550	5000
11east	9360	8820	1740	2080
11mid	10210	8080	3800	7490
11west	8350	7750	1130	10690

Abbildung 38: Elektronentemperatur und Elektronendichte der Spalte

Der Verfasser der Referenzarbeit hat für die Elektronentemperatur im Orionnebel in der Region von Spalt 9 die Werte 9260 K für die östliche Region, 8240 K für die mittlere Region und 7750 K für die westliche Region des Spalts berechnet[2]. Da aus unserem Spektrum ein Teil der mittleren Region entfernt wurde, bildet unser Temperaturwert einen Mittelwert aus der östlichen und westlichen Region. Bilden wir das arithmetische Mittel der Referenzwerte von der östlichen und westlichen Region, so erhalten wir eine Temperatur von 8505 K. Unser Wert von 6129,23 K besitzt eine Abweichung vom Wert 8505 K von 27,93 %.

7.2 Elektronendichte

Die Elektronendichte wurde mit derselben Messung bestimmt, mit der wir die Elektronentemperatur bestimmt haben. Die Referenzwerte der Elektronendichte in der Region von Spalt 9 sind 1650 cm^{-3} für die westliche Region, 54410 cm^{-3} für die mittlere Region und 560 cm^{-3} für die östliche Region[2]. Wir haben dasselbe Spektrum verwendet, um sowohl die Elektronentemperatur, als auch die Elektronendichte zu bestimmen. Daher wird als Vergleichswert das arithmetische Mittel der Elektronendichte aus der östlichen und der westlichen Region gebildet. Dieser Wert liegt bei 1105 cm^{-3}. Unser gemessener Wert von 895,39 cm^{-3} weicht dabei vom Referenzwert um 18,97% ab.

Abbildung 39: Spalte mit eingetragenen Elektronendichten

7.3 Fehleranalyse der Elektronentemperatur

Bei beiden Werten fällt auf, dass diese unter dem Referenzwert liegen. Beide gemessenen Werte liegen näher an Werten, die weiter außerhalb der gemessenen Region liegen. Nach dem Vergleich unseren Werts mit einem Referenzwert, stellt sich deshalb die Frage: Warum liegen die gemessenen Werte unter den Referenzwerten? Warum spiegeln die Werte die Dichte und Temperatur von Randregionen wieder?

7.4 Die Normierung auf eins als Einflussfaktor

Die Abweichung kann einige Ursachen haben. Es existieren jedoch zwei Ursachen, die das Ergebnis maßgeblich beeinflussen können.

Die erste Ursache ist die Normierung des Spektrums auf eins. Die Normierung auf 1 dient dazu Spektren vergleichen zu können. Der Vorteil der Normierung auf eins liegt darin, dass für alle Spektren eine einheitliche Normierung vorliegt. Das ermöglicht einen leichteren Vergleich verschiedener Spektren.

Der Vorgang der Normierung geschieht dadurch, dass man manuell eine Kurve in das Spektrum zeichnet. Das Spektrum wird dann durch die gezeichnete Kurve dividiert. Man muss dabei die Kurve so zeichnen, dass man Absorbtionslinien übergeht und Emissionslinien untergeht. So entsteht eine Normierung auf eins.

Da man die Kurve manuell zeichnet, kann der subjektive Eindruck die Normierung deutlich verändern. Man kann durch die Normierung des Spektrums die Messung der Äquivalentbreiten sehr beeinflussen. Wenn die gezeichnete Kurve mehr von der Emissionslinie einschließt, so wird die Äquivalentbreite dieser Linie dementsprechend niedriger. Daher kann man die Messung beim Schritt der Normierung deutlich verändern. Wenn man Sterne spektroskopiert, so kann man das aufgenommene Spektrum mithilfe eines Referenzpektrums Normieren. Das heißt, dass man keine Kurve zeichnet, sondern durch ein Referenzspektrum dividiert. Diese Methode können wir allerdings bei unserem Spektrum nicht anwenden.

7.5 Die Anpassung des Spektrums an den Nebel

Der zweite Einfluss, der den Wert verändern kann, ist, dass aus unserem Spektrum ein Teil entfernt wurde. Wie schon beim Vergleich der Werte erwähnt, lag unser Spalt über ein Stern. Da dieser sowohl die Elektronentemperatur, als auch die Elektronendichte verfälschen kann, kann der Wert abweichen.

Der Stern wurde während des Spektroskopieren des Orionnebels ebenfalls aufgenommen. Daher wurde der Stern während der Bearbeitung des Spektrums entfernt. Die Schwierigkeit dabei ist, dass man das Spektrum so verändert, dass man kein Ergebnis für die ganze Region erhalten kann. Im Idealfall wird lediglich das Spektrums des Sterns entfernt, jedoch ist es wahrscheinlich, dass man zu viel oder zu wenig entfernt. Das hat die Folge, dass das Spektrums des Sterns das Spektrum des Nebels verfälscht.

In unserem Fall ist es wahrscheinlich, dass zu viel der mittleren Region aus dem Spektrum entfernt wurde. Für unsere Messung bedeutet das, dass die Messung eine Messung der Randregionen wiederspeigelt. Für den Vergleich kann das bedeuten, dass die Referenzmessung einen größeren Teil der mittleren Region betrachtet hat.

Danksagung

An dieser Stelle möchten wir uns bei denjenigen bedanken, die uns während der Erarbeitung der Projektarbeit unterstützt haben. Zuerst bedanken wir uns bei unserem Projektleiter Bernd Koch, der uns vielseitig unterstützt hat. Unter anderem hat er uns bei der Quellen suche, wie auch bei der Auswertung der Ergebnisse geholfen. Des Weiteren ermöglichte Herr Koch uns sein privates Teleskop zu verwenden.
Außerdem gilt unsere Danksagung dem Lehrer Michael Winkhaus des CFG, der uns in einem dreitägigen Kurs in die Spektroskopie eingeführt hat.

Abschlusserklärung

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

Anhang

Literaturverzeichnis

5: https://www.mdr.de/wissen/antworten/schoepfungsmythen-100.html , Schöpfungsmythen der Menschheit
6: https://de.wikipedia.org/wiki/Sch%C3%B6pfung#:~:text=Als%20%C3%A4lteste%20bekannte%20Sch%C3%B6pfungsmythen%20der,von%20den%20eindringenden%20Semiten%20%C3%BCbernommen. , Schöpfung
7: https://de.wikipedia.org/wiki/Nikolaus_Kopernikus#Entstehungsgeschichte_%C3%9Cber_die_Umschw%C3%BCnge_der_himmlischen_Kreise , Nikolaus Kopernikus
8: https://de.wikipedia.org/wiki/Orionnebel#Entdeckung_und_Erforschung , Orionnebel
1: Joachim Grehn, Joachim Krause, Metzler Physik 12 Astrophysik, 2012
10: https://en.wikipedia.org/wiki/William_Huggins , William Huggins
3: Agnes Acker, Spectrometry of Nebulae, 2011
4: Agnes Acker, Carlos Jaschek, Astronomie
9: https://www.celestron.de/ce_de/astronomie/teleskope-(otas)/edgehd-11-ota.html , 11" EdgeHD Tubus (OTA) mit 3" Schiene (76mm)
11: https://www.astroshop.de/astro-kameras/sbig-kamera-stf-8300m/p,47233#tab_bar_0_select , SBIG STF - 8300 M(onochrome) und STF-8300 C(olor)
13: https://www.astroshop.de/astro-kameras/the-imaging-source-dmk-41au02-as-schwarz-weiss-kamera-usb/p,11772 , The Imaging Source DMK 41AU02.AS Schwarz/Weiß-Kamera, USB
14: https://www.baader-planetarium.com/de/spektroskopie/dados-spalt-spektrograf/dados-spalt-spektrograf.html , DADOS Spalt-Spektograf
2: Jessica Anne Harris, Spectroscopy of the extended Orion Nebula, 2010

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.....3
Bibi Saint-Pol, 08.02.2007, https://de.wikipedia.org/wiki/Platon
Odyssee, 18.06.2006,https://anthrowiki.at/Aristoteles
Abbildung 2.....3
Autor unbekannt, 1580, https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Nikolaus_Kopernikus.jpg
Abbildung 3.....3
Autor und Datum unbekannt, http://www.astrofoto.de/german/profil/fprofil.htm
Abbildung 4.....4
Eigene Aufnahme
Abbildung 5.....4
Joachim Grehn, Joachim Krause, Metzler Physik 12 Astrophysik, 2012 und eigene Bearbeitung
Abbildung 6.....7
Joachim Grehn, Joachim Krause, Metzler Physik 12 Astrophysik, 2012
Abbildung 7.....17
Agnes Acker, Spectrometry of Nebulae, 2011
Abbildung 8.....17
Eigene Aufnahme
Abbildung 9.....17
Eigene Aufnahme
Abbildung 10.....18
Autor und Datum unbekannt
https://www.astroshop.de/astro-kameras/sbig-kamera-stf-8300m/p,47233#tab_bar_0_select
Abbildung 11.....18
Autor und Datum unbekannt
https://www.theimagingsource.de/produkte/industriekameras/usb-2.0-monochrom/dmk41au02/
Abbildung 12.....18
Autor und Datum unbekannt
https://www.baader-planetarium.com/de/spektroskopie/dados-spalt-spektrograf/dados-spalt-spektrograf.html
Abbildung 13.....18
Autor und Datum unbekannt
https://www.baader-planetarium.com/de/spektroskopie/dados-spalt-spektrograf/dados-spalt-spektrograf.html
Abbildung 14.....18
Autor und Datum unbekannt
https://www.baader-planetarium.com/de/spektroskopie/dados-spalt-spektrograf/dados-spalt-spektrograf.html
Abbildung 15.....18
Eigene Aufnahme
Abbildung 16.....19
Eigene Aufnahme
Abbildung 17.....19
Eigene Aufnahme
Abbildung 18.....19
Eigene Aufnahme
Abbildung 19.....20
Eigene Aufnahme
Abbildung 20.....20

Eigene Aufnahme
Abbildung 21.....20
Eigene Aufnahme
Abbildung 22.....20
Eigene Aufnahme
Abbildung 23.....20
Eigene Aufnahme
Abbildung 24.....20
Eigene Aufnahme
Abbildung 25.....21
Eigene Aufnahme
Abbildung 26.....21
Eigene Aufnahme
Abbildung 27.....21
Eigene Aufnahme
Abbildung 28.....22
Eigene Aufnahme
Abbildung 29.....22
Eigene Aufnahme
Abbildung 30.....23
Eigene Aufnahme
Abbildung 31.....23
Eigene Aufnahme
Abbildung 32.....23
Eigene Aufnahme
Abbildung 33.....23
Eigene Aufnahme
Abbildung 34.....24
Eigene Aufnahme
Abbildung 35.....24
Eigene Aufnahme
Abbildung 36.....24
Eigene Aufnahme
Abbildung 37.....25
Jessica Anne Harris, Spectroscopy of the extended Orion Nebula, 2010
Abbildung 38.....25
Jessica Anne Harris, Spectroscopy of the extended Orion Nebula, 2010
Abbildung 39.....26
Jessica Anne Harris, Spectroscopy of the extended Orion Nebula, 2010