# Das Planksche Strahlungsgesetz in Anwendung auf die

# <u>Sonne</u>



# Projektkurs Astronomie Q1 2015/2016, Kursleiter Bernd Koch

Carl-Fuhlrott-Gymnasium Marc Stromberg, Giveonstraße 19 Adresse: marc.stromberg@icloud.com

# Das Plancksche Strahlungsgesetz in Anwendung auf die Sonne

Das	Plancksche Strahlungsgesetz in Anwendung auf die Sonne	1
Vorv	vort	2
1	Einleitung und Zielsetzung der Projektarbeit	3
2	Unsere Sonne	4
2.1	Der physikalische Aufbau der Sonne	5
2.2	Die Energieerzeugung durch Kernfusion in Sternen	8
2.3	Das Hertzsprung-Russell-Diagramm	9
3	Elektromagnetische Strahlung	11
4	Das Plancksche Strahlungsgesetz	13
5	Spektren	21
5.1	Entstehung von Spektren	21
5.2	Arten von Spektren	23
5.3	Energieniveaus und spektrale Übergänge im Wasserstoffatom	24
5.4	Extinktion und Absorption durch die Erdatmosphäre	29
5.5	Absorptionslinien des Sonnenspektrums	30
6	Instrumente	32
6.1	Der Dados-Spektrograph	32
6.2	Das Celestron C11-Edge HD	35
6.3	Die Kamera STF-8300M	36
6.4	Das Experiment/Messergebnisse (4.11.2015)	37
7	Bearbeitung des Spektrums mit Vspec	39
8	Ergebnis	45
9	Abschließende Bewertung des schwarzen Körpers	52
10	Literaturverzeichnis	55

# Vorwort

Das Schülerlabor Astronomie ist eine Einrichtung, die es Schülerinnen und Schülern des CFG ermöglicht, mithilfe professioneller Ausrüstung astronomische und physikalische Projekte zu realisieren. An Herrn Winkhaus und Herrn Koch, die den Projektkurs Astronomie mit Schaffung eine wählbaren Faches in der Q1, sowie durch deren Einsatz für die Sternwarte am CFG eine solche Arbeit erst ermöglicht wurde, als auch ihre tatkräftige Unterstützung bei der Entstehung der Projektarbeit , soll an dieser Stelle eine besondere Danksagung gehen:

Bernd Koch, Kursleiter des Projektkurses, der als Fachmann für Astrofotografie die Projektarbeiten des Projektkurses begleitet und betreut ,sowie die Projektarbeiten tatkräftig unterstützt hat. Insbesondere seine herausragenden Kenntnisse über Methoden der Astrofotografie und Auswertung von Spektren waren für die Projektarbeit eine wichtige Unterstützung.

Michael Winkhaus, Lehrer für den Leistungskurs (LK) Physik, hat mit einer anschaulichen Präsentation im Leistungskurs die Spektroskopie eingeführt, damit den Themenbereich der Spektralanalyse vorgestellt und sehr ausführlich erklärt, sowie durch sein langjähriges Engagement das Schülerlabor Astronomie erst ins Leben gerufen.

Das Schülerlabor Astronomie ist im Jahre 2009 auf dem Dach des Carl-Fuhlrott-Gymnasiums eröffnet worden. Dabei verfügt es über sieben verschiede Beobachtungsinseln, die jedoch alle unabhängig voneinander arbeiten können. Außerdem sei hier die durch das CFG seit 2011 gegebene Möglichkeit zur Wahl des Projektkurses Astronomie erwähnt.

#### 1 Einleitung und Zielsetzung der Projektarbeit

Im Jahr 1900 revolutionierte Max Planck die klassische Physik mit seiner Theorie der Emission elektromagnetischer Strahlung thermischer Strahlungsquellen. Seine Theorie gilt wissenschaftshistorisch als Geburtsstunde der Quantenmechanik, eine der fundamentalen Theorien in der Physik des 20. Jahrhunderts. Das Plancksche Strahlungsgesetz beschreibt den Intensitätsverlauf bzw. die Intensitätsverteilung der Emission elektromagnetischer Strahlung eines hypothetischen schwarzen Körpers. Bereits der Physiker Gustav Kirchhoff erkannte, dass der einzige relevante Parameter für die Strahlungsleistung bzw. Strahlungsintensität und deren Verteilung des heißen, schwarzen Körpers die Temperatur ist. In der Physik des 19. Jahrhunderts war die Intensitätsverteilung ein Problem geblieben, welches die klassische Physik der Thermodynamik nicht zufriedenstellend beantworten konnte. Das Rayleigh-Jeans-Gesetz führte zu unendlichen Größen der Strahlungsleistung, was für die Physiker nicht plausibel erschien und auch im Widerspruch zur Thermodynamik steht, welche im Stefan-Boltzmann-Gesetz eine Proportionalität der Strahlungsleistung zur vierten Potenz der Temperatur postuliert. Planck begründete nun, wider Willen, in einem berühmten Vortrag an der Universität Berlin die Quantenphysik. Die Quantenphysik führte in der Folge Konzepte ein, die die klassische Physik unwiderruflich einschränkte. Planck führte zum Beispiel selbst die Vorstellung ein, dass der Energieaustausch von Oszillatoren (bei der Entstehung von Licht das elektrische Feld von Elektronen) und ihrer Umgebung nicht kontinuierlich erfolgen kann, sondern nur durch diskrete Beträge, sodass nur bestimmte Energiezustände erlaubt sind. Ironischerweise ist die Schwarzkörperstrahlung in der weiteren mikroskopischen Quantenmechanik kaum noch von Bedeutung, seine Anwendungen beziehen sich vielmehr auf die Astronomie und Kosmologie, welcher das elektromagnetische Spektrum viele Eigenschaften von Lichtjahren entfernten Strahlungsquellen verrät. Das soll an dieser Stelle als Überleitung zum zweiten Aspekt dieser Projektarbeit dienen. Die Sonne. Sie ist wohl das wichtigste astronomische Objekt, ganz unabhängig von ihrer Bedeutung für Leben und Vegetation auf der Erde. Die Sonne ist der einzige Stern, der uns präzise Beobachtungen von Sternen erlaubt. Somit ist sie für die Astronomie von herausragender Bedeutung, um Sterne und die in ihnen ablaufenden Mechanismen zu untersuchen. Bei Betrachtung des idealisierten schwarzen Körpers muss man berücksichtigen, dass dieser lediglich ein Modell ist, um eine einfache Theorie, die nicht von sonstigen Körpereigenschaften abhängt, zu ermöglichen. Ziel dieser Projektarbeit soll es sein, die Emission elektromagnetischer Strahlung, die durch die plancksche Kurve vorhergesagt wird, mit der eines realen Spektrums der Sonne zu vergleichen.

#### 2 Unsere Sonne

Die Sonne ist das Zentralgestirn unseres Planetensystems, des Sonnensystems. Sie befindet sich in einem äußeren Spiralarm der Milchstraße und wird in der Harvardklassifikation als sogenannter Zwergstern oder Hauptreihenstern bezeichnet (Leuchtstoffklasse V, Spektralklasse G2). Ihre Masse hat einen Anteil von 99,85 % ( $1,98 \cdot 10^{30} kg$ ) (333.000-fache Erdmasse) an der Gesamtmasse des Planetensystems. Die Fluchtgeschwindigkeit beträgt 617 km/s. (55fache Fluchtgeschwindigkeit der Erde). Ihr Durchmesser beträgt 1,39 · 10<sup>9</sup> m (110-facher Erddurchmesser) Die Hauptbestandteile der Sonne sind Wasserstoff (92%) und Helium (8%). Ca. 1,5% bilden schwerere Elemente. Die Dichte der Sonne beträgt 1,46 g/cm<sup>3.</sup> Durch ihre enorme Masse ist ihre Gravitation für den Großteil aller Bewegungen im Sonnensystem maßgeblich. Im Vergleich zu Sternen im galaktischen Zentrum ist die Sonne jedoch ein relativ kühler und kleiner Stern mit einer Oberflächentemperatur von 5778 K° und einem Durchmesser von 1,4 Millionen km. In der Spektralklassifikation wird die Sonne im Hertzsprung-Russell-Diagramm als G2-Stern bezeichnet. Mit einer Helligkeit von +4,83 und einer scheinbaren Helligkeit von -26,74 mag ist die Sonne am Erdhimmel das mit Abstand (scheinbar) hellste Objekt sein. Ihre Energie gewinnt die Sonne durch Kernfusion, indem mehrere Wasserstoffatome zu minimal leichterem Helium fusioniert werden. Der Massenüberschuss wird dabei zu Energie umgewandelt. (gemäß Einsteins Formel E=mc<sup>2</sup>). Das Maximum der Emission der Sonnenstrahlung liegt im sichtbaren gelb-grünen Bereich des sichtbaren Lichts (ca. 550 nm).

Sonnenparameter:

 $T_{Rot} = 25,38d$   $M = 1,99 \cdot 10^{30}$   $P = 3,846 \cdot 10^{26} W$  T = 5778K  $\overline{\rho} = 1,408 \frac{g}{cm^{3}}$   $r = 6,963 \cdot 10^{8} m$   $d_{Erde-Sonne} = 1AE = 149,6 \cdot 10^{9} m$ Spektralklasse : G2V

### 2.1 Der physikalische Aufbau der Sonne



<sup>1</sup> Der Aufbau der Sonne

1. Der Kern

Der Kern bildet das Zentrum des Sterns. Hier herrschen mit 14,5 Mio. K die größten Temperaturen und auch der höchste Druck. Im Kern läuft die Kernfusion ab, der Energieerzeugungsmechanismus von Sternen. Im Kern befindet sich ca. die Hälfte der Sonnenmasse, obwohl der Durchmesser des Kerns nur ca.  $\frac{1}{4}$  des Sonnendurchmessers und damit  $\frac{1}{64}$  ihres Volumens ausmacht. Die Teilchenkonzentration im Kern beträgt bis zu 250.000  $\frac{mol}{l}$ . Dabei muss man beachten, dass die Teilchen hier nicht mehr in Form von Atomen, sondern als Plasma vorliegen. Dabei wird die erzeugte Energie zum Großteil als elektromagnetische Strahlung aller Wellenlängen frei (E = hf). Nur ca. 2% der Energie wird in Form von Neutrinos freigesetzt. Neutrinos sind dabei Leptonen (leichte Teilchen), die jedoch keine Ladung besitzen und daher kaum mit ihrer Umgebung wechselwirken. (Zur Energieerzeugung siehe S.8)

#### 2. Die Konvektionszone

Die Konvektionszone bildet den größten Teil der Sonne. Dabei wird das Photon auf seinem Weg vom Kern zur Sonnenoberfläche jedoch im Plasma häufig abgelenkt. Die Photonen legen insgesamt eine Strecke von ca. 10000 Lichtjahren zurück, weshalb man die Sonne auch als Hohlraumstrahler betrachtet werden kann. Photonen aus dem Kern legen jedoch nur kurze Strecken zurück, bevor sie ihre Energie auf Materie übertragen, die wiederum Energie durch Photonen emittiert. Die Richtungen der Photonenbewegung ist dabei jedoch zufällig, was zur Folge hat, dass diese trotz ihrer hohen Geschwindigkeit (c) für diese Strecke bis zu 10 Millionen Jahre benötigen. Bei diesen Streuungsprozessen verlieren hochenergetische Photonen aus dem Sonnenkern einen Teil ihrer Energie an Elektronen und werden dadurch zu langwelligerer Strahlung. (vgl. S. 50 ,Compton-Effekt)

Heißere Massen in der Konvektionszone steigen auf, während kühlere Materie absinkt und in Nähe des Kerns wiederum an Temperatur gewinnt. Der Transport der Strahlung ist dabei effizient, der Betrag des Temperaturgradienten beträgt lediglich  $0,1\frac{K}{m}$ (Ein Gradient ist ein Vektor in einem Skalarfeld, der die Änderung einer Größe zwi schen zwei Punkten im Feld beschreibt.)

# 3. Die Photosphäre

In der Photosphäre entsteht das Spektrum des Sterns, das sich auf der Erd beobachten lässt. Durch das Wienschen Verschiebungsgesetz lässt sich die Temperatur der Photosphäre eines Sterns anhand von dessen Intensitätsmaximum berechnen. Die Photosphäre ist definiert als der Bereich des Sterns, dessen optische Tiefe bei  $\frac{2}{2}$  liegt.

Die optische Tiefe ist ein Maß für die Durchlässigkeit/ Absorptionsfähigkeit von Strahlung in einem Medium.

Für  $\tau = 1$  beträgt die Intensität nach dem Durchlaufen des Mediums  $I = I_0 \cdot \frac{1}{e}$  Strahlung in einem Medium. (Allgemein  $I = I_0 \cdot \frac{1}{e^{\tau}}$ )

Die Photosphärentemperatur der Sonne beträgt 5778K. In der Photosphäre bilden sich sogenannte Sonnenflecken, die erheblich kühler sind (1500-2000K) als die Photosphäre und daher als dunkler Fleck erscheinen. Diese Flecken sind Folgen schwacher Magnetfelder. Die Photosphärentemperatur eines Sterns lässt sich durch Spektren (wiensches Verschiebungsgesetz, Bestimmung des Emissionsmaximums) in guter Näherung bestimmen.

#### 4. Die Chromosphäre

Die Chromosphäre ist oberhalb der Photosphäre und lässt sich ohne besondere Filter (H $\alpha$ -Filter) nur bei einer totalen Sonnenfinsternis nachweisen. Bei dieser erscheint die schwach leuchtende Chromosphäre rot im Gegensatz zur weißlichen Corona. Dieses Rot ist die Folge von durch Wirbel hervorgerufenen Magnetfeldern oberhalb der Photosphäre. Die Temperatur der Chromosphäre ist mit ca. 4000K relativ kühl. In der Chromosphäre gibt es eine vergleichsweise hohe Konzentration von Helium, als Folge der Kernfusionsreaktion im Kern. Das Edelgas wurde erstmals bei Beobachtungen des Sonnenspektrums nachgewiesen, da einige Absorptionslinien keinem bekannten Element zugeordnet werden konnten.

#### 5. Die Corona

Die Sonnencorona (lat. Krone) befindet sich oberhalb der Chromosphäre. Sie geht fließend in den Raum über. Die Corona ist bei totalen Sonnenfinsternissen sichtbar. Die Temperatur der Corona ist mit ca.  $1-2 \cdot 10^6 K$  erheblich größer als die Temperatur der Photosphäre (6000 K) und der Chromosphäre (4000K). Der Druck in der Corona ist vernachlässigbar, da die Bewegungen durch Magnetfelder und das Gravitationsfeld dominiert werden. Die Spektrallinien der Corona sind unter irdischen Bedingungen nicht auffindbar und stammen von stark ionisierten Eisenatomen. Der Grund für die enorme Temperatur der Corona ist nicht ganz geklärt, man geht davon aus, dass die Corona durch ihre sehr geringe Teilchenkonzentration selbst kaum elektromagnetische Wellen emittiert, weil sie für diese nahezu vollständig durchlässig ist und daher wenig Energie verliert. In der Corona emittieren einige Ionen hochenergetische Röntgenstrahlung. (Durch die hohe Temperatur liegt das Maximum im kurzwelligen Bereich). Diese ist jedoch nur von Satellitenteleskopen beobachtbar, da der Großteil der harten Strahlung an der Erdatmosphäre reflektiert wird. Der Energieerzeugungsmechanismus der Corona ist jedoch noch nicht hinreichend durch die theoretische Physik erklärt.

#### 2.2 Die Energieerzeugung durch Kernfusion in Sternen

Die Kernfusion in der Sonne ist eine stark exotherme Reaktion. Eine wichtige Voraussetzung für die Kernfusionsreaktion ist eine hohe Temperatur bzw. ein hoher Druck, um die sogenannte Coulombbarriere zu überwinden. Die Coulombbarriere bezeichnet den Abstand zwischen zwei Atomen, bei denen sich die elektromagnetische Abstoßung der positiv geladenen Wasserstoffkerne und die starke Kraft oder Kernkraft, die zwischen den Atomkernen bzw. den Nukleonen wirkt, sich ausgleichen (siehe starke Kraft, Quantenchromodynamik). Dieser Abstand liegt bei ca. 10<sup>-15</sup> m. Jenseits der Coulomb-Grenze kommt es durch die (stärkere) Kernkraft zur Kernfusion. Insgesamt entstehen bei der Reaktion ein Neutrino und ein Neutron. Die Ladung des Protons (1e) wird in Form eines Positrons, das Antiteilchen des Elektrons, abgegeben. Das Neutrino ist ein elektrisch neutrales Teilchen, das durch die Umwandlung eines Protons des Wasserstoffkerns in ein Neutron des Deuterium-Atoms frei wird, da Neutronen eine minimal geringere Masse als Protonen besitzen. Zusätzlich wird bei der Fusion von Deuterium zu Tritium ein Neutron freigesetzt. Im späteren Stadium des Sterns werden die entstandenen Heliumkerne zu höheren Atomen fusioniert. Die letzte exotherme Kernfusion ist die Fusion zu Eisen (Ordnungszahl 26). Jedoch wird die Coulombbarriere häufig lediglich durch den Quantenmechanischen Tunneleffekt überwunden. Dieser wird durch die Bedingungen in der Sonne begünstigt. Die Umwandlung von Masse zu Energie erfolgt nach Einsteins berühmter Formel:  $E = mc^2$ (Äquivalenz von Energie und Masse)

 $\Delta m = 4m_p - (2m_p + 2m_n) = 4,61 \cdot 10^{-30} kg E = \Delta mc^2 = 8,29 \cdot 10^{-13} J \text{ was bedeutet, dass ca.}$ 4,21 \cdot 10^{34} Fusionsreaktionen pro Sekunde stattfinden.



<sup>2</sup>Die Kernfusionsreaktion in der Sonne

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> https://commons.wikimedia.org/wiki/File:FusionintheSun.svg

## 2.3 Das Hertzsprung-Russell-Diagramm

Das Hertzsprung-Russell-Diagramm ist zusammen mit der Harvard-Klassifikation die meistverbreitete Theorie der Spektralklassifikation von Sternen. Es geht zurück auf die Arbeiten der Astrophysiker Etnjar Hertzsprung und Norris Russell Die Grundannahme ist dabei, dass sich die meisten Sterne entsprechend ihrer Leuchtkraft und einer Spektralklasse zuordnen lassen. (Man spricht von sogenannten Hauptreihensternen oder auch Zwergsternen).



<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Hertzsprung Russell Diagramm

Die Spektralklasse hängt auch von der Farbe des Sterns (Emissionsmaximum nach Wellenlänge) ab. In der Entwicklung während des Sternlebens verändert sich dessen Position im HR-Diagramm. Nachdem sie den Großteil ihrer Energie abgestrahlt habe blähen sich die meisten Hauptreihensterne zu Roten Riesen auf und stürzen später als weiße Zwerge in sich zusammen Weiße Zwerge sind ein mögliches Endstadium von Hauptreihensternen mit geringer Leuchtkraft. Auch unsere Sonne wird, nachdem sie ihren Brennstoff als Roter Riese verbraucht hat, zu einem weißen Zwerg zusammenstürzen. Leuchtstärkere Sterne mit ca. 8 Sonnenmassen werden zu einer Supernova und fallen anschließend in sich zusammen. Durch die Proportionalität der abgestrahlten Energie zur dritten Potenz der Masse des Sterns gilt, dass massereichere Sterne (durch den Druck ihrer eigenen Masse werden im Kern höhere Temperaturen erreicht) ihren Brennstoff in deutlich kürzerer Zeit verbrauchen als kleinere Sterne.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> https://commons.wikimedia.org/wiki/File:HR-sparse-de.svg

Oberhalb der Hauptreihe befindet sich eine Ansammlung von Sternen, die als Riesenast bezeichnet wird. Dieser besteht aus Roten Riesen, Sterne deren Temperatur relativ niedrig ist (ein rotes Maximum entspricht einer Temperatur von ca. 3000K), die aber dennoch eine hohe Leuchtkraft besitzen. Daraus ergibt sich, dass es sich um Sterne mit großer Oberfläche handeln muss. Es handelt sich um Sterne, die zum Ende des Verbrennungsprozesses sich aufblähen und dabei enorme Energiemengen freisetzen. Mithilfe einiger Proportionalitäten lässt sich die Lebensdauer eines Hauptreihensters abschätzen. Dabei gilt, dass die Lebenserwartung der Sterne, die sich weiter links in der Hauptreihe befinden, geringer ist.

$$L \propto M^{3,5}$$
 und  $E \propto M^3$ 

Dividiert man diese Terme ergibt sich:

$$T \propto \frac{W}{P} \propto \frac{M^3}{M^{3,5}} \propto \frac{1}{\sqrt{M}}$$

Sofern die Masse des Sterns die Chandrasekharsche-Grenze (nach Subrahmanyan Chandrasekhar) überschreitet, wird der Stern nicht durch die Abstoßung des Elektronengases als weißer Zwerg enden, sondern weiter in sich zusammenstürzen und als Neutronenstern oder als Singularität eines schwarzen Loches enden.

$$M_{Chandrasekhar} = 1,45727 \cdot (\frac{2}{\eta})^2 M_s$$

 $\eta$  ist hierbei das Verhältnis von Nukleonen und Elektronen und hängt von der chemischen Zusammensetzung des Sterns ab.  $M_s$  ist die Sonnenmasse  $(2 \cdot 10^{30} kg)$ . Für diese Entdeckung wurde Chandrasekhar im Jahr 1983 mit dem Nobelpreis für Physik geehrt.

Für die Entstehung schwarzer Löcher bzw. von Singularitäten in ihrem Zentrum existiert eine ähnliche Grenze, die sog. Tolmann-Oppenheimer-Volkoff-Grenze, die die maximale, kritische Masse für die Entstehung von Neutronensternen angibt.

# **3** Elektromagnetische Strahlung

Elektromagnetische Strahlung bezeichnet Schwingungen aus elektrischen und magnetischen Feldern. Vorhergesagt wurden sie erstmals von James Clerk Maxwell in den Gleichungen über den Elektromagnetismus, dem Induktions- und maxwell-ampèrschen-Gesetz, woraus folgt, dass bewegte elektrische Felder magnetische Wirbelfelder erzeugen und zeitlich ändernde Magnetfelder wiederum elektrische Wirbelfelder erzeugen.

$$\oint \vec{E} \times ds = -\frac{dB}{dt} \qquad \qquad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\oint \vec{B} \times ds = \mu_0 I + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{d\vec{E}}{dt} \qquad \qquad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 (\frac{\vec{j}}{\varepsilon_0} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t})$$

Durch dieses wechselseitige Erzeugen von elektromagnetischen Feldern entstehen Wellen. Erstmals nachgewiesen und erzeugt wurden die elektromagnetischen Wellen durch den Physiker Heinrich Hertz. Im Gegensatz zu mechanischen Wellen benötigen elektromagnetische Wellen kein Medium, um sich auszubreiten und breiten sich transversal aus. Elektromagnetische Wellen bewegen sich im Vakuum mit konstanter Geschwindigkeit fort.

c = 299792458 
$$\frac{m}{s}$$
 (Vakuumlichtgeschwindigkeit)

Im Wellenlängenintervall zwischen 380 nm und 780 nm entspricht die elektromagnetische Strahlung dem sichtbaren Licht.

#### Die Wellennatur des Lichts:

Licht wurde vor der Entwicklung der Quantenmechanik allgemein als Welle angesehen. Diese Vorstellung geht auf den niederländischen Physiker Christiaan Huygens (1629-1695) zurück. Ein für diese Vorstellung des Lichts stützendes Experiment war die Beugung des Lichts im Youngschen Doppelspaltexperiment. Dabei wird ein Lichtpuls auf einen Doppelspalt gerichtet. Auf einer Leinwand auf der anderen Seite des Doppelspaltes bildet sich nach den Gesetzen der Wellenmechanik ein Interferenzmuster. Das Interferenzmuster ist eine Wellenerscheinung, die durch Überlagerung von zwei Wellen entsteht, sodass sich diese je nach Phasenverschiebung konstruktiv oder destruktiv überlagern, sodass man entweder eine besonders hohe Intensität oder Auslöschung beobachtet (siehe auch S.21). Der Young'sche Doppelspalt galt in der klassischen Physik als eindeutiger Beweis für die Wellennatur des Lichts.

#### Die Teilchennatur des Lichts:

Entgegen der Vorstellung des Lichts als Welle existiert die Vorstellung des Lichts als Teilchen. Die Vorstellung stammt von Isaac Newton. Diese Vorstellung wurde lange als veraltet und falsch angesehen, nachdem durch das Doppelspaltexperiment scheinbar der Beweis für die Wellennatur des Lichts erbracht wurde. Die Vorstellung der Teilchennatur des Lichts wurde erst durch Albert Einstein (1879-1955) im Jahr 1905 bei der Erklärung des photoelektrischen Effekts wieder aufgegriffen. Beim photoelektrischen Effekt lässt sich beobachten, dass Atome durch den Beschuss mit Licht ionisiert werden. Einstein stellte außerdem fest, dass die Energie zur Frequenz proportional ist.

$$E = h \cdot v$$

Dabei ist h das sogenannte plancksche Wirkungsquantum (SI-Wert:  $6,62 \cdot 10^{-34} Js$ ).

Für diese Erkenntnis und Herleitung der Planckkonstanten erhielt Einstein 1905 den Nobelpreis für Physik. Außerdem stellte Einstein fest, dass bewegte Photonen eine von 0 verschiedene Masse (relativistische Masse) besitzen.

$$E = mc^2$$
  $m = \frac{h}{\lambda c}$ 

Daraus folgt, dass elektromagnetische Wellen auch Teilchen sind (Photonen). Im Standardmodell der Elementarteilchen gehört das Photon der Gruppe der Eichbosonen an. Eichbosonen sind Teilchen, welche Kräfte übertragen. Das Photon ist dabei das Boson der elektromagnetischen Wechselwirkung. Heute bezeichnet man die elektromagnetische Strahlung gemäß der de Broglie-Wellenlänge  $(p = \frac{h}{\lambda})$  über den Welle-Teilchen Dualismus als Quanten. Auch wenn der Dualismus intuitiv unsinnig erscheint, sind die Vorhersagen der Quantenmechanik für Experimente hervorragend, was sie zu einer herausragenden Theorie macht. Die Entwicklung der Quantenmechanik hängt sehr eng mit der Spektralanalyse zusammen, da sich die Vorhersagen der Theorien anhand von realen Spektren bewerten lassen.

	Ultraviolett	E	Das für o	len M	1ensch	en sicl	ntbare	e Spekt	rum (L	icht)		Infrarot	
		400 nm	n  450 n	m I	500 nm	550 nr	n 160	10 nm	650 nm	700 nn	n		
Dueller								-					
/orkommen	Höhen- strahlung	Gamma- strahlung	harte- mittlere- Röntgenstra	weiche- hlung —	UV- C/B/A Ultraviolett-	Infrarot- strahlung	Terahertz- strahlung	Radar MW-	Hend UHF UN VHF	KW Mi Kurzwelle — Rundfunk	ittelwelle Langwelle	hoch- m fre	ittel-nieder- quente selströme –
anw endung/ orkommen	Höhen- strahlung	Gemme- strahlung 1 pm	harte-mittlere- Röntgenstra 1 Å	weiche- ihlung	UV- C/B/A Ultraviolett- strahlung	Infrarot- strahlung 1 µm	Terahertz- strahlung 1	Radar MW-H Mikrowell	en	KW Mi Kurzwelle Rundfunk	ittelwelle Langwelle 1 km	hoch-m fre Wech	ittel-nieder- quente selströme – 1 Mm
/orkommen /orkommen / ellenlånge	Höhen- strahlung 1 fm 10 <sup>-15</sup> 10 <sup>-14</sup>	Gamma- strahlung 1 pm 10 <sup>-13</sup> 10 <sup>-12</sup>	harte- mittlere- Röntgenstra 1 Å 10 <sup>-11</sup> 10 <sup>-10</sup>	weiche- ihlung 1 nm 10 <sup>-9</sup>	Uy- C/B/A Utraviolett strahlung 10 <sup>-8</sup> 10 <sup>-7</sup>	Infrarot- strahlung 1 µm 10 <sup>-6</sup> 10 <sup>-</sup>	Terehertz- strahlung 1 5 10 <sup>-4</sup> 1	Radar MW-8 Mikrowell mm 1 cm 0 <sup>-3</sup> 10 <sup>-2</sup>	Hend UHF UI en 1 m 10 <sup>-1</sup> 10 <sup>0</sup>	KW Mi Kurzwelle Rundfunk 10 <sup>1</sup> 10 <sup>2</sup>	ittelwelle Langwelle 1 km 10 <sup>3</sup> 1	hoch-m free Wech	ittel-nieder- quente selströme – 1 Mm 10 <sup>6</sup> 1

<sup>4</sup>Das Spektrum der elektromagnetischen Strahlung

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Electromagnetic\_spectrum\_c.svg?uselang=de

#### 4 Das Plancksche Strahlungsgesetz

Jeder Körper, der eine Temperatur von T>0 K hat, emittiert elektromagnetische Strahlung. Daraus ergibt sich die Frage, wie sich die Emission über das Spektrum (nach der Wellenlänge) verteilt. Dazu entwickelte die theoretische Physik das Modell des schwarzen Körpers. Ein schwarzer Körper absorbiert sämtliche auf ihn fallende Strahlung (insbesondere auch sichtbares Licht) und wirkt daher für den außenstehenden Beobachter schwarz. Da durch das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz gilt, dass der Absorptionsgrad (beim schwarzen Körper = 1) und der Emissionsgrad einander proportional sind:  $\varepsilon \propto a$ , bzw. im thermischen Gleichgewicht des Strahlers mit seiner Umgebung gleich sind.  $\varepsilon = a$ 

Daher emittiert der schwarze Körper für jede Wellenlänge das Maximum an Strahlungsleistung. Dabei muss man einschränken, dass sich dieses Gesetz auf Körper bezieht, welche sich mit ihrer Umgebung im thermischen Gleichgewicht befinden. Auch wenn daraus folgt, dass kein realer Körper die Strahlungsleistung eines schwarzen Körpers emittieren kann, ist der schwarze Körper insbesondere in der Astrophysik eine gute Näherung an astronomische Objekte. Als alternativen Begriff gibt es den sogenannten grauen Körper. ( $0 < \varepsilon < 1$ ). Planck fand für die Strahlungsintensität eines schwarzen Strahlers folgende Formel:

$$u(\lambda,T) = \frac{8\pi\hbar c}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar c}{kT\lambda}} - 1}$$

SI-Werte der Fundamentalkonstanten:

Vakuumlichtgeschwindigkeit:  $c = 3,0.10^8 \frac{m}{s}$ 

Plancksches Wirkungsquantum:  $h = 6,63 \cdot 10^{-34} Js$ 

Boltzmannkonstante: 
$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$$

Pi:  $\pi = 3,141592$ 

Eulersche Zahl: e = 2,718282

Das Gesetz existiert in verschiedenen Versionen je nach Betrachtung.  $u(\lambda, T)$  beschreibt die spektrale Energiedichte in dem gesamten Raum (Vollwinkel:  $\Omega = 4\pi$ ). Diese Form ergibt sich aus der Bose-Einstein-Verteilung der quantisierten Schwingungszustände und ihrer mittleren Energie. Das plancksche Strahlungsgesetz beschreibt die Intensitätsverteilung der Emission elektromagnetischer Strahlung eines hypothetischen schwarzen Körpers. Ein schwarzer Körper ist ein Körper, welcher sämtliche einfallende elektromagnetische Strahlung absorbiert und aufgrund der fehlenden Reflektion schwarz erscheint. Gleichzeitig gilt für einen schwarzen Strahler, dass der Absorptionsgrad und der Emissionsgrad eines zueinander Strahlers proportional sind. Daher beschreibt die Emission der Schwarzkörperstrahlung für jede Wellenlänge die maximale Emission eines realen Körpers. Der deutsche Physiker Max Planck (1858-1947) hat im Jahr 1900 zunächst empirisch eine Formel gefunden, welche die Intensitätsverteilung von Strahlern gut modellieren konnte. Allerdings musste er beim Versuch die Formel theoretisch herzuleiten feststellen, dass eine solche Herleitung im Rahmen der bisherigen klassischen Physik nicht möglich war. Für die Herleitung seiner Formel ging er davon aus, dass die Energie eines heißen Körpers bzw. eines Oszillators nicht kontinuierlich abgegeben wird, sondern durch "Quanten" übertragen wird (von lat. Quantum "so viel"). Dies wird als plancksche Quantenhypothese bezeichnet.

$$E = n \cdot hf$$
 Dabei bezeichnet  $n \in \mathbb{N}$ 

1. Die Spektrale Strahldichte: 
$$L_{\Omega}(\lambda, T) dA d\Omega \cos(\chi) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} dA d\Omega \cos(\chi)$$

Einheit: 
$$\frac{W}{m^2 m \cdot sr}$$

Hierbei wird die Ausstrahlung in einem bestimmten Raumwinkel betrachtet. (Steradiant) Der Raumwinkel bezeichnet dabei eine Fläche auf einer Kugeloberfläche ( $A = 4\pi d^2$ ) Es gilt  $\Omega = \frac{A}{d^2}$ , sodass der Raumwinkel unabhängig vom Radius d ist. Der Kosinusfaktor bewirkt, dass die spektrale Strahldichte von der Richtung unabhängig ist, da der schwarze Strahler ein diffuser Strahler ist, der sämtliches auf ihn fallende Licht absorbiert.

Dabei ist dA ein infinitesimales Flächenelement des heißen Körpers.

2. spezifische spektrale Ausstrahlung:  $M(\lambda, T)dA = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} dA$  Einheit:  $\frac{W}{m^2 m}$ 

Dabei ist dA ein infinitesimales Flächenelement des heißen Körpers. Hierbei wird nur die in den Halbraum emittierte Strahlung des schwarzen Körpers betrachtet.

Für seine Erkenntnisse in der Quantenmechanik erhielt Planck im Jahr 1918 den Nobelpreis für Physik. Als Planck sein Gesetz für den Intensitätsverlauf der Schwarzkörperstrahlung entwickelte, gab es bereits andere Strahlungsgesetze und Aussagen über Eigenschaften thermischer Strahlung eines schwarzen Körpers.



Die Plancksche Strahlungskurve für einen schwarzen Körper mit absoluter Temperatur T=5800K mit normierter Intensität (Maximum=1), erstellt mit Microsoft Excel

1. Das Stefan-Boltzmann-Gesetz: 
$$P = \frac{2\pi^5 K_B^4}{15h^3c^2} \cdot dA \cdot T^4 / P = \sigma \cdot A \cdot T^4$$

SI-Werte: 
$$k = 1,381 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} \sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4} \left(\frac{2\pi^5 K_B^4}{15h^3 c^2}\right)$$

Das 1879 vom Experimentalphysiker Josef Stefan entdeckte und mit Ludwig Boltzmann entwickelte Strahlungsgesetz beschreibt, dass die Strahlungsleistung eines schwarzen Körpers lediglich von der Temperatur des schwarzen Körpers abhängig ist und zur vierten Potenz proportional ist. Das Gesetz lässt sich sowohl aus der klassischen Thermodynamik als auch aus der Quantenphysik herleiten. Bei der Herleitung aus der Quantenmechanik integriert man das plancksche Strahlungsgesetz nach allen Wellenlängen oder Frequenzen.

$$\int u(\lambda,T)d\lambda \propto T^4$$

Auch zur Bestimmung von Sternentfernungen lässt sich das Stefan-Boltzmann Gesetz nutzen. Dazu nimmt man an der Beobachter auf der Erde befindet sich auf der Oberfläche einer Kugel, in deren Mittelpunkt sich der Stern befindet. Daraus ergibt sich ein Zusammenhang zwischen Absoluter Leuchtkraft P und gemessener Intensität I.

 $I = \frac{L}{4\pi d^2}$  bzw.  $L = 4\pi d^2 \sigma T^4$  Dabei lässt sich die Strahlungsleistung über die Temperatur des Sterns (über das Wiensche Verschiebungsgesetz) bestimmen. Für die Sonne wird die von der Erde gemessene Strahlungsleistung auch als Solarkonstante bezeichnet. Die Bezeichnung Konstante ist dabei irreführend, da die Strahlungsleistung im Jahresverlauf je nach Abstand von Erde und Sonne und Neigungswinkel der Erde abweicht. Normalerweise wird für die Solarkonstante jedoch ein normierter Wert angegeben, welcher allerdings Streuung und Absorption an der Atmosphäre vernachlässigt.

$$E_0 = 1367 \frac{W}{m^2}$$

Der Wert der Solarkonstanten schwankt im Laufe des Jahres aufgrund der Exzentrizität der Erdbahn. Diese Schwankungen lassen sich durch folgende Formel modellieren.

$$I = E_0 \cdot (1 + 0.03412 \cdot \cos\left(2\pi \frac{d-3}{365}\right)$$

Wobei d die Zahl des Tages im Jahr, beginnend mit dem 1. Januar ist. Die Abweichung beträgt ca. 3,4%.

2. Das Rayleigh-Jeans-Gesetz 
$$M = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4}$$

Das Rayleigh-Jeans-Gesetz beschreibt den Intensitätsverlauf der Strahlung eines schwarzen Körpers im Rahmen der klassischen Physik. Das Gesetz beschreibt, wie das plancksche Strahlungsgesetz, die spezifische Ausstrahlung elektromagnetischer Strahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Dabei ist das Gesetz eine Näherung für niedrige Frequenzen, für hohe Frequenzen gilt jedoch:

$$\lim_{\lambda \to 0} : M = \infty \qquad \qquad \lim_{\lambda \to 0} : \int_0^\infty M d\lambda = \infty / P = \infty$$

Das wird als Ultraviolettkatastrophe bezeichnet, da die beobachteten Intensitäten stark von den Vorhergesagten abweichen. Unter anderem besagt das Rayleigh-Jeans Gesetz, dass die Maxima der Intensität für jeden schwarzen Körper bei sehr hohen Frequenzen liegen müssten, was empirisch widerlegt werden konnte. Zusätzlich müsste die Strahlungsleistung einer thermischen Strahlungsquelle unendlich sein, was die Physiker dieser Zeit zu Recht für unsinnig hielten. Von Bedeutung ist das Rayleigh-Jeans-Gesetz in der Herleitung des planckschen Strahlungsgesetzes, das sich aus der Quantelung der klassischen Lösung (Rayleigh-Jeans) ergibt.



Rayleigh-Jeans-Gesetz für einen schwarzen Körper der Temperatur absoluten T=5800K (normiert auf die Intensität von 500 nm)

#### 3. Das Wiensche Strahlungsgesetz

Der Experimentalphysiker Wilhelm Wien entwickelte ebenfalls ein Strahlungsgesetz für den schwarzen Körper. Im Gegensatz zum Rayleigh-Jeans-Gesetz kann das Wiensche Strahlungsgesetz die Maxima der planckschen Strahlungskurve, d.h. des schwarzen Körpers modellieren. Im langwelligen Bereich ist das Wiensche Strahlungsgesetz jedoch un-

präzise. 
$$M(\lambda,T)dA = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}}} dA$$

Für den Fall eines kleinen Exponentialfaktors (d.h. kleiner Wellenlängen) ist die Abweichung zur planckschen Strahlungskurve sehr gering, bei längeren Wellenlängen gewinnt der Summand -1 an Bedeutung, sodass nicht mehr gilt:  $e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1 \approx e^{\frac{hc}{kT\lambda}}$ . Das Wiensche Verschiebungsgesetz kann das Wiensche Strahlungsgesetz wiedergeben. Planck erhielt sein Strahlungsgesetz aus einer Interpolation von Wiens und Rayleigh-Jeans-Strahlungsgesetzen.



Vergleich der Strahlungsgesetze von Wien, Rayleigh Jeans und Planck

# 4. <u>Das Wiensche Verschiebungsgesetz</u> $T\lambda_{max} = b$

Wilhelm Wien entwickelte ebenfalls auf Basis von experimentellen Daten ein Strahlungsgesetz zur Beschreibung des Intensitätsmaxima des schwarzen Körpers in Abhängigkeit der Wellenlänge. Wien fand einen direkten, linearen Zusammenhang zwischen Emissionsmaximum und absoluter Temperatur. Daraus lässt sich anhand des Spektrums direkt die Temperatur bestimmen, die wiederum mit der Leuchtkraft/ Strahlungsleistung zusammenhängt. Diesen Zusammenhang gibt das Wiensche Strahlungsgesetz im Gegensatz zu langwelligen Rayleigh-Jeans-Kurve korrekt wieder.

 $\lambda_{\max} \cdot T = b$ ,

wobei  $b = 0,0028978 = \frac{hc}{4,965k}$ 



Wiensche Verschiebungskurve

Verschiebung der Maxima verschiedener Strahlungskurven

#### Herleitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes

Das Wiensche Verschiebungsgesetz beschreibt eine lineare Beziehung zwischen Hochpunkten (Emissionsmaxima) und dem Parameter Temperatur. Zur Herleitung betrachtet man das Plancksche Strahlungsgesetz entweder in Wellenlängen oder Frequenzform:

$$u(\lambda,T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} \text{ bzw. } u(v,T) = \frac{8\pi hv^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hv}{kT}} - 1}$$

Um die Extrempunkte zu ermitteln, betrachtet man die erste Ableitung der Kurve/Funktion und setzt diese gleich 0.

$$\frac{du(\lambda)}{d\lambda} = \frac{-40\pi hc}{\lambda^6} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} + \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{-1}{\left(e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1\right)^2} \cdot e^{\frac{hc}{kT\lambda}} \cdot \frac{-hc}{kT\lambda^2} \qquad \frac{du(v,T)}{d\lambda} = 0$$

Anschließend klammert man die ursprüngliche Funktion aus (die keine Nullstelle besitzt) und betrachtet nur den zweiten Faktor.

$$\frac{du(\lambda,T)}{d\lambda} = \frac{8\pi hc}{\lambda^6} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} \cdot \left( -5 + \frac{e^{\frac{hc}{K_BT\lambda}}}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} \cdot \frac{hc}{kT\lambda} \right) \qquad -5 + \frac{1}{1 - e^{-\frac{hc}{kT\lambda}}} \cdot \frac{hc}{kT\lambda} = 0$$

Zur weiteren Vereinfachung substituiert man:  $\frac{hc}{kT\lambda} = x$ ,

woraus sich ergibt:

$$\frac{x}{1-e^{-x}}-5=0$$

Nun lassen sich mithilfe numerischer Verfahren die Lösungen für diese transzendentale Gleichung (d.h. nicht exakt lösbar) bestimmen, welche die Lösungen von x darstellen. Diese Bedingung setzt man wiederum nach der Substitution ein. Daraus folgt:

$$x = 4,9651 = \frac{hc}{kT\lambda}$$

Das wird wiederum als Zusammenhang zwischen Temperatur und Wellenlänge umgeformt. Nach Einsetzen der Konstanten ergibt sich:

 $\frac{hc}{kT \cdot 4,9651} = \lambda_{\text{max}} \qquad \frac{0.0289}{T} = \lambda_{\text{max}} \quad \text{mit der Wienschen Verschiebungskonstanten:}$  $b = 0.00289 mK / b = 2899.09 \mu mK$ 

Daraus erhält man das Wiensche Verschiebungsgesetz:

$$\lambda_{\max} \cdot T = 0,00289 mK$$

#### 5 Spektren

# 5.1 Entstehung von Spektren

Ein Spektrum ist die Zerlegung des Lichts in seine Spektralfarben. Da weißes Licht eine Synthese sämtlicher Farben ist, kann man durch die Zerlegung von weißem Licht das gesamte enthaltene elektromagnetische Spektrum sichtbar machen. Allgemein gibt es zwei Möglichkeiten, Licht in seine Spektralfarben zu zerlegen. Durch Beugung des Lichts an einem Spalt entsteht ein Interferenzmuster und durch Lichtbrechung an einem Prisma wird das einfallende Licht gebrochen:

# 1. Beugung am Doppelspalt/ Gitter

Durch die Beugung des Lichts am Youngschen Doppelspalt bildet sich ein Interferenzmuster. Für kleine Winkel zwischen Spalt und Maximum gilt ungefähr:

$$\frac{\Delta s}{g} = \frac{x}{d}$$

Daraus ergibt sich ein näherungsweise linearer Zusammenhang zwischen Position der Hauptmaxima (x) ( $\Delta s = n\lambda; n \in N$ ) und der Wellenlänge. Für die erste Ordnung des Spektrums gilt:  $x = dg\lambda$ , wobei d der Abstand vom Doppelspalt zum Schirm und g der Abstand der beiden Spalte ist. (dg = const.). Beschießt man einen Doppelspalt mit weißem Licht, das sich aus Licht aller Wellenlängen zusammensetzt), so entstehen die Maxima jeder Wellenlänge und man sieht ein lineares Spektrum. In der Astronomie wird jedoch kein Doppelspalt verwendet, sondern ein Gitter, wobei der Zusammenhang von x und  $\lambda$  für das erste Hauptmaximum gleich ist.



<sup>5</sup>Die Beugung am Spalt; Interferenzmuster

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Doppelspalt.Beugungsbild.png

Die Verallgemeinerung eines Spaltes bezeichnet ein Gitter. Die Gittergleichung für die Hauptmaxima des Gitters lautet:

 $n \cdot \lambda = \sin(\alpha) \cdot g$  Daraus folgt für die Hauptmaxima nach der Wellenlänge:

$$\lambda = \frac{\sin(\alpha) \cdot g}{n}$$

Unter der Kleinwinkelnäherung für  $\alpha$  ist der Sinus des Dreiecks nahezu gleich dem

Tangens eines ähnlichen Dreiecks, wobei  $tan(\alpha) = \frac{x}{l}$ . Daraus folgt für  $x \ll l$  ein na hezu linearer Zusammenhang zwischen Position der Maxima (x) und der Wellenlänge.

Da dieser Zusammenhang jedoch nicht exakt linear ist, muss das Spektrum kalibriert werden. Exakt gilt jedoch:

$$\lambda = \frac{g \cdot \sin\left(\arctan\left(\frac{x}{l}\right)\right)}{n}$$

#### 2. Brechung am Prisma

Bei der Brechung des Lichts am Übergang zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen optischen Dichten/Brechungsindizes gilt nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz:

$$\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} = \frac{c}{c'}$$

Dabei ist  $\alpha$  der Einfallswinkel und  $\beta$  der Ausfallswinkel, jeweils lotrecht gemessen.

Dabei gilt für n:  $\frac{n_2}{n_1} = \frac{c}{c'} = n_2$ 

 $n_1$ ist dabei der Brechungsindex in Vakuum oder Luft (1). Dabei ist c' die Lichtgeschwindigkeit im Medium, in welchem sich das Licht langsamer als mit der Vakuumslichtgeschwindigkeit ausbreitet - außerdem gilt für n:  $n \propto f$ . Daraus ergibt sich, dass hochenergetische Photonen stärker abgelenkt werden als Niederenergetische. Hierdurch wird das Licht in seine Spektralfarben zerlegt. Das folgt daraus, dass nach Snellius Brechungsgesetz sich im Medium nur die Wellenlänge ändert, während f konstant ist.

$$n = \frac{c'}{c} = \frac{\lambda'}{\lambda}$$
 Durch Umformen der Wellenlänge nach f ergibt sich:  $n = \frac{\lambda' f}{c}$ 

#### 5.2 Arten von Spektren

#### 1. Das kontinuierliche Spektrum

Ein kontinuierliches Spektrum entsteht, wenn die Elektronen in der untersuchten Substanz nicht mehr auf Bahnen gebunden sind. Dadurch sind die Energieniveauübergänge der Elektronen beliebig. Da gemäß dem 2. Bohrschen Postulat bzw. dem Energieerhaltungssatz gelten muss  $\Delta E = hf$  ist, wenn die Energiedifferenz beliebig ist auch die Frequenz und damit auch die Wellenlänge der emittierten Strahlung beliebig. Daher kann man ein kontinuierliches Spektrum beobachten, auch wenn die Intensität der Strahlung nicht linear verteilt ist. Man spricht auch von frei-frei und frei-gebunden Übergängen der Elektronen. Bei Sternen entsteht ein Kontinuum durch Elektronenbewegungen in entarteter Materie (Plasma).

#### 2. Das Linienspektrum

Ein Linienspektrum entsteht durch Energieniveauübergänge der Elektronen. Dabei wird Arbeit an den Elektronen verrichtet, was diese in einen angeregten Zustand hebt. Beim "Herunterfallen" des Elektrons wird ein Photon emittiert für welches gilt: E=hf. Diesen Prozess bezeichnet man als Oszillation (Schwingung). Die Abgabe der Energie des Oszillators erfolgt nicht kontinuierlich, sondern durch einzelne Photonen/Quanten. Da es im Bohrschen Atommodell nur eine bestimmte Anzahl an Energieniveaus gibt, kann jedes nur dementsprechende Frequenzen und Wellenlängen emittieren. Atom auch Neben dem Emissionslinienspektrum lassen sich auch Absorptions- $E_{Photon} = \Delta E_{Elektron}$ linien in kontinuierlichen Spektren erkennen. Diese dunklen Linien entstehen, wenn das Licht des strahlenden Körpers Materie durchquert. Die Elektronen in Atomen werden dabei angeregt, sodass Licht bestimmter Wellenlängen "verschwindet", weil es seine Energie an ein Elektron abgibt. Dieses Elektron wird zwar beim Rückfall in den Grundzustand ein Photon emittieren, die Richtung des Photons ist hierbei jedoch diffus, sodass man im Spektrum an bestimmten Wellenlängen eine Absorptionslinie sieht. Die Wellenlänge entspricht der Wellenlänge, die man in einem Emissionslinienspektrum sehen würde. Daher lassen sich anhand von Absorptionslinien in Spektren Spuren von Elemente und auch Moleküle nachweisen, die Licht an bestimmte Wellenlängen, bzw. Frequenzen emittieren/absorbieren, das ihre Elektronen genau diesen Energiebetrag aufnehmen oder abgeben können.

$$E_{Photoon} = \Delta E_{Elektron} = hf$$

### 5.3 Energieniveaus und spektrale Übergänge im Wasserstoffatom

Um die Emissionslinien von Atomen zu erklären, ist das Bohrsche Atommodell heranzuziehen. Das Atommodell, das der Däne Nils Bohr (1885-1962) entwickelte, geht nach dem Rutherfordschen Atommodell von einem positiv geladenen Kern, der sich aus Protonen (Ladung +1e) und Neutronen zusammensetzt (Ladung 0), aus. Dieser Kern wird von Elektronen (Ladung -1e) umkreist.

Zusätzlich bezieht Bohr auch die Wellennatur von Teilchen (Welle-Teilchen-Dualismus) in sein Atommodell mit ein. Bohr forderte, da sich die Elektronen nicht selbst durch Interferenz auslöschen dürfen, dürfen diese sich nur auf bestimmten Bahnen bewegen, sodass sich nur gleiche Wellenphasen überlagern.

$$2\pi r = n \cdot \lambda$$
, wobei  $n \in \mathbb{N}$ 

Dabei ist  $\lambda$  die Wellenlänge des Teilchens und n die sogenannte Hauptquantenzahl. Die Hauptquantenzahl muss nach Bohr stets eine ganze Zahl sein, damit es keine Phasenverschiebung gibt, die zur Folge hätte, dass das Elektron durch destruktive Interferenz nach kurzer Zeit ausgelöscht würde. Dieses Postulat hat zur Folge, dass es nur eine begrenzte Anzahl an stabilen Bahnen gibt. Diese Bahnen bezeichnet man als stationäre Zustände.

Nun betrachtet man die Entstehung von Licht/Photonen. Hierfür gilt, dass Licht durch einen Energieverlust von Elektronen entsteht. Dabei wird zunächst ein Elektron durch Energiezufuhr (Arbeit) angeregt. Dieses fällt jedoch nach ca. 1 ns in seinen Grundzustand zurück, wobei ein Photon emittiert wird. Diesen Prozess bezeichnet man als Oszillation. Die Energieabgabe kann dabei nach der Planckschen Quantenhypothese nicht kontinuierlich erfolgen. Mithilfe der Atomphysik lässt sich die Energie und damit auch seine Frequenz und Wellenlänge bestimmen: ( $E = hf/c = \lambda f$ ).

Dazu betrachtet man die stationären Zustände der Elektronen als Energieniveaus. Zur Bestimmung der Energieniveaus gehe man von einer stabilen Kreisbahn des Elektrons um den Atomkern aus. Daraus folgt, dass eine Zentripetalkraft das Elektron auf der Kreisbahn hält. Diese Kraft entspricht der elektrischen Wechselwirkung von Elektron und Kern.

$$F_{ZP} = F_E$$

 $\frac{mv^2}{r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Qq}{r^2}$ 

Die Ladungen von Kern und Elektron sind dabei jeweils die Elementarladung.  $\varepsilon_0$  ist die elektrische Feldkonstante ( $e = 1,602 \cdot 10^{-19} C$ ,  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$ 

Aus dieser Gleichung ergeben sich die potentielle und kinetische Energie des Elektrons.

$$(E_{pot} = mgh = F \cdot r; E_{kin} = \frac{1}{2}mv^{2})$$
$$E_{kin} = \frac{1}{8\pi\varepsilon_{0}} \cdot \frac{e^{2}}{r}$$
$$E_{pot} = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_{0}} \cdot \frac{e^{2}}{r}$$

Man sieht, dass das Verhältnis von potentieller und kinetischer Energie auf einer stabilen Kreisbahn stets 2:1 ist. Daraus ergibt sich der Term für das Energieniveau des Elektrons in Abhängigkeit von r.  $\sum E = E_{kin} + E_{pot}$ 

$$\sum E = \frac{1}{2} \cdot E_{pot}$$

Nun gilt durch den Energieerhaltungssatz, dass die Energie des emittierten Photons gleich dem Energieverlust des Elektrons sein muss. Die Energie des Photons ist durch die Gleichung des photoelektrischen Effekts gegeben. (2. Bohrsches Postulat)

$$\Delta E = hf$$

Außerdem verwendet Bohr eine Bedingung für den gequantelten Drehimpuls.

$$p = \frac{h}{\lambda} \qquad \qquad r = \frac{n\lambda}{2\pi}$$
$$L = p \times r \qquad \qquad L = n\hbar$$

Daraus ergibt sich für die Bahngeschwindigkeit  $(L = p \times r = mvr)\hbar$ ist dabei die reduzierte plancksche Konstante  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ 

$$v = \frac{n\hbar}{m_e r}$$

Die Bedingung für v setze man nun in die Gleichung für die Zentripetalkraft ein, um die Atomradien der stationären Bahnen zu bestimmen.

$$\frac{m_e \left(\frac{n\hbar}{m_e r}\right)^2}{r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2}$$
$$\frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m_e r^3} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2}$$
$$r = n^2 \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi \cdot e^2 m_e}$$

Daher ergeben sich die stabilen Bahnen und die für Elektronen möglichen Energieniveaus im Atom.

$$E_{pot} = -\frac{1}{4\pi e_0} \cdot \frac{e^2}{n^2 \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi \cdot e^2 m_e}}$$
$$E_{pot} = -\frac{m_e \cdot e^4}{4h^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$
$$E_{Ges} = \frac{1}{2} E_{pot}$$
$$E_{Ges} = -\frac{m_e \cdot e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

Nun beachte man, dass wegen des Energieerhaltungssatzes die Differenz der Potentiale der Energie des emittierten Photons entsprechen muss: (Dabei ist das Vorzeichen egal, da keine negativen Wellenlängen existieren)  $\sum \Delta E = 0$ 

$$\Delta E_{Elektron} = E_{Photon}$$

$$hf = \frac{m_E e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} (\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}) \qquad \div hc$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{m_E e^4}{8h^3 \varepsilon_0 c} (\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2})$$

Diese Formel zur Berechnung der Wellenlängen der Emissionslinien des Wasserstoffatoms wird auch als Rydbergformel bezeichnet:

$$\frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2})$$

Dabei ist R die Rydbergkonstante:

$$R = \frac{m_e e_0^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c}$$
 bzw.  $R = 13,6eV$ 

Für höhere Atome lautet die Rydbergsche Formel:  $\frac{1}{\lambda} = \frac{m_E z e^4}{8h^3 \varepsilon_0 c} (\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2})$ , wo-

bei z die Ordnungszahl des Elements (Protonenzahl) ist. Dabei wird diese jedoch ungenauer, da es auch eine Wechselwirkung zwischen Elektronen gibt, die nicht berücksichtigt werden.

Als Einheit für die Energieniveaus der Elektronen verwendet man anstatt der SI-Einheit Joule häufig die Einheit Elektronenvolt. Dabei gilt:

$$1J = 1,602 \cdot 10^{-19} eV$$

Dabei ist 1 eV die Änderung der kinetischen Energie eines Elektrons bei U=1V.

$$\Delta E_{kin} = e \cdot U$$
$$e = 1,602 \cdot 10^{-19} C$$

Daraus lassen sich nun die für das Wasserstoffatom zu erwartenden Spektrallinien errechnen.

Energieemissionen des Wasserstoff-Atoms

Wellenlänge in nm	angeregter Zustand	n=2	n=3	n=4	n=5	n=6
Grundzustand						
n=1 (Lymanserie)		121,5 nm	102,5 nm	97,2 nm	94,9 nm	93,7 nm
n=2 (Balmerserie		-	656,2 nm	486,1 nm	434,4 nm	410,2 nm
n=3 (Paschen-Serie)		-	-	1874,5 nm	1281,4 nm	1093,5 nm

Im Spektrum des Wasserstoffs lassen sich Emissionslinien bei den jeweiligen Wellenlängen beobachten. Da die Sonne zu einem sehr großen Teil aus Wasserstoff besteht, lassen sich im Sonnenspektrum die Linien bei den vorhergesagten Wellenlängen beobachten. Jedoch beobachtet man im Sonnenspektrum Absorptionslinien. Dabei befindet sich jedoch lediglich die Balmerserie im sichtbaren Bereich, die Lymanserie liegt im UV-Bereich, alle anderen im langwelligen infraroten Bereich. Die Serie richtet sich nach dem Grundzustand des angeregten Elektrons.





<sup>6</sup> Die Emissionslinien des Wasserstoffs im sichtbaren Bereich.(Balmerserie) H-alpha (rot), h-beta blau

<sup>7</sup> Die Serien der Energieniveauübergänge des Wasserstoffatoms

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> http://www.scinexx.de/dossier-bild-638-8-22035.html

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Wasserstoff-Termschema.svg

#### 5.4 Extinktion und Absorption durch die Erdatmosphäre

Ein nicht zu vernachlässigender Teil, der von der Sonne emittierten Strahlung geht durch Reflektion an der Erdatmosphäre verloren. Außerdem ergeben sich durch die Gase innerhalb der Atmosphäre Absorptionslinien. In der Intensitätskurve (dem Spektralprofil) sieht man diese als lokale Tiefpunkte. Diese Linien sind wellenlängenabhängig und lassen daher auf Elemente oder Moleküle bzw. deren Konzentration in der Erdatmosphäre schließen. Moleküle, die einen besonders starken Einfluss auf die Intensität der Kurve haben, sind Wasserdampf ( $H_2O$ ), Kohlenstoffdioxid ( $CO_2$ ) und Sauerstoffmoleküle ( $O_2, O_3$ ). Zur Berechnung der Extinktion in einer Substanz wird das Lambert-Beersche-Gesetz verwendet.

$$\ln(\frac{I_0}{I_1}) = C \cdot s \cdot \varepsilon_{\lambda}$$

 $I_0$  ist dabei die Strahlungsintensität, die bei Eintreten in die Substanz gemessen wird  $(in \frac{W}{m^2})$ ,

 $I_1$  die Strahlungsintensität am Ende des Strahlengangs, C die Stoffmengenkonzentration, s der im Medium zurückgelegte Weg und  $\varepsilon_{\lambda}$  ein von der Wellenlänge abhängiger Extinktionskoeffizient. Allerdings gilt das Gesetz nur unter einigen Einschränkungen:

Für die Betrachtung der Extinktion an der Erdatmosphäre existiert eine weitere Formulierung des Gesetzes.

 $I = I_0 \cdot e^{-m(r(a)+r(g)+r(NO_2)+r(W)+r(O_3)+r_R)}$ 

r bezeichnet dabei die optischen Dichten der gegebenen Stoffe, m die Gesamtmasse der Stoffe und R die Rayleigh-Streuung. Um diesen Störfaktor auszublenden, werden oft Ballonteleskope verwendet, die in der Stratosphäre Aufnahmen machen.



<sup>8</sup>Absorption an der Erdatmosphäre nach verschiedenen Wellenlängen

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Atmosph%C3%A4rische\_Durchl%C3%A4ssigkeit\_DE.svg

#### 5.5 Absorptionslinien des Sonnenspektrums

#### Solare Absorptionslinien

Im Sonnenspektrum gibt es charakteristische Absorptionslinien, die üblicherweise für die Wellenlängenkalibrierung verwendet werden. Dabei gibt es solare und tellurische Elemente. Die Linien absorbieren ca. 10% der insgesamt einfallenden Strahlung. Besonders starke Absorptionslinien sind die Linien des Wasserstoffatoms im sichtbaren Bereich (Balmerserie):

Нα	656,279 nm
Нβ	486,133 nm
Ηγ	434,047 nm
Нδ	410,173 nm

Neben Wasserstoff ist Helium das in der Sonne am häufigsten vorkommende Element. Das Helium wurde sogar erst entdeckt, nachdem in Spektren von Sternen Absorptionslinien nachgewiesen wurden, die man keinem bekannten Element zuweisen konnte. (Im Jahr 1868 durch den Astronom Jules Janssen, bei Untersuchungen der Chromosphäre entdeckte dieser eine unbekannte gelbe Absorptionslinie bei 587,56 nm). Dennoch lassen sich die Helium-Absorptionslinien nur bei genauer Auflösung nachweisen. Das schwerste Element, das in der Sonne existiert, ist Eisen (Ordnungszahl 26 im Periodensystem der Elemente). Die Fusion zu höheren Elementen wäre eine endotherme Reaktion, sodass bei der Fusion insgesamt keine Energie freigesetzt werden würde, sondern es müsste der Reaktion Energie zugefügt werden. Eine Ausnahme bildet eine Quecksilberlinie bei 546 nm.

#### Fraunhoferlinien

Neben den Elementen Helium und Wasserstoff in der Sonnenchromosphäre lassen sich im von der Erde aufgenommenen Sonnenspektrum auch Spuren von Atmosphärischen Elementen und höheren Elementen in Sternen entdecken. Diese Linien werden als Fraunhoferlinien (nach dem Münchner Optiker Joseph von Fraunhofer) bezeichnet. Dabei handelt es sich um eine Gruppe von Absorptionslinien, die Fraunhofer beobachtet und katalogisiert hat. Insgesamt hat Fraunhofer ca. 570 Linien im Sonnenspektrum verzeichnet, die er mit Buchstaben von A bis K versehen hat. Dabei gibt es überwiegend Absorptionslinien der Elemente Sauerstoff, Stickstoff, und der (Erd-)Alkalimetalle (1.und 2. Hauptgruppe im Periodensystem der Elemente). Insgesamt gibt es im Spektrum 25.000 Absorptionslinien, die ca. 10 % der Intensität der Strahlung absorbieren.

Symbol	Element	Wellenlänge	Symbol	Element	Wellenlänge
T	Fe	302.11 nm	b4	Fe	516,75 nm
Р	Ti	336.11 nm	b3	Fe	516,89 nm
N	Fe	358 12 nm	b2	Mg	517,27 nm
L	Fe	382.04 nm	b1	Mg	518,36 nm
E K	Ca	393 37 nm	E2	Fe	527,04 nm
н	Ca	396 85 nm	e	Hg	546,07 nm
h	ня	410 17 nm	d	Не	587,56 nm
G	Ca	430.77 nm	D2	Na	589,00 nm
G	Ee	430,79 nm	D1	Na	589,59 nm
G'	не Цм	434.05 nm	а	O2	627,66 nm
0	Бо	438.36 nm	С	Нα	656,28 nm
d	Fe	456,90 mm	В	O2	686,72 nm
u E	10	400,01 mm	А	O2	759,37 nm
Г	нр Ба	400,15 mm	Z	O2	822,70 nm
C	ге	493,70 mm	у	O2	898,76 nm
04	Mg	516,/3 nm	-		

Liste der bedeutendsten Fraunhoferschen Linien im sichtbaren Bereich und nahen IR:

Neben den Fraunhoferschen Linien kann man im Sonnenspektrum, insbesondere im roten Bereich, breite Banden an Absorptionslinien beobachten. Diese Banden werden hauptsächlich durch Moleküle in der Erdatmosphäre verursacht und hinterlassen dunkle "Lücken" im Spektrum. Überwiegend atmosphärische Treibhausgase sind für diese Absorptionen verantwortlich (Wasserdampf, O<sub>2</sub> CH<sub>4</sub>, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>). Diese Absorptionsbanden entstehen nicht wie normale Absorptionslinien durch Anregung von Elektronen, sondern durch Anregung des Schwingungszustandes eines Moleküls. Diese Schwingung kann durch eine größere Anzahl an Energien verursacht werden und absorbiert somit auch Photonen mehrerer Frequenzen bzw. Wellenlängen. Bei genauerer Auflösung im Bereich des Feinstrukturniveaus lassen sich jedoch auch einzelne Linien in der Absorptionsbande erkennen.



<sup>9</sup>Absorptionsbanden häufig vorkommender Atmosphärischer Gase

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> http://www.webgeo.de/k\_308/

# 6 Instrumente

# 6.1 Der Dados-Spektrograph

Der Dados-Spektrograph (spanisch: el dado= der Würfel) ist ein Spektrograph der Firma Baader-Planetarium, der vom Max-Planck-Institut für Astrophysik entwickelt wurde. Der Spektrograph erzeugt ein Spektrum einfallender elektromagnetischer Strahlung. Der Dados wird für die Untersuchung von Spektren im Bereich des sichtbaren Lichts bzw. nahen UVoder Infrarotstrahlung benutzt. Das Spektrum entsteht dabei durch die Beugung am Spalt. Dafür verwendet der Spektrograph ein Gitter, was die Funktion des Spalts erfüllt, und das Licht durch ein Interferenzmuster beugt, wodurch sich ähnlich wie bei einem Prisma das Licht in seine Spektralfarben zerlegen lässt. Der Dados- Spektrograph verwendet ein so genanntes Transmissionsgitter, d.h., dass das durch den Spalt gehende Licht durch ein Gitter hindurch auf eine Kamera trifft. (Im Gegensatz zu einem Reflektionsgitter, wo das Gitter die auftreffende Strahlung reflektiert, was einen ähnlichen Effekt verursacht).



# Der Strahlengang im Spektrographen:



<sup>10</sup>Strahlengang des Lichts im Dados-Spektrographen

1. Spiegel und Spalt

Das einfallende Licht (in der Grafik rot) trifft zunächst auf den Spalt des Spektrographen. Im Dados befinden sich insgesamt 3 Spalte mit unterschiedlicher Dicke, welche für die Auflösung des gebeugten Lichts ausschlaggebend sind (50  $\mu$ m, 25  $\mu$ m, 35  $\mu$ m). Dabei gilt, dass ein dünner Spalt die beste Auflösung des Linienspektrums erzielt. Der Spiegel lenkt von Spalt reflektiertes Licht in das Nachführokular des Spektrographen, was es einfacher macht, die Spalte auf das astronomische Objekt zu richten, was insbesondere bei Deep-Sky-Objekten wichtig ist. Ebenso hilfreich ist, dass man so den gewünschten Spalt auf das Objekt richten kann. Die höchste Auflösung liefert der 25  $\mu$ m Spalt, weswegen dieser in der Regel auch für Aufnahmen verwendet wird.

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> Bernd Koch, Spektrographie mit dem Dados-Spektrographen, Seite 5: http://www.astrofoto.de/facharbeiten/Tutorial%20DADOS%20Bernd%20Koch%203.0.pdf

## 2. Blazegitter

Ein weiterer Bestandteil des Spektrographen ist das sogenannte Blaze-Gitter. Das Gitter zerlegt das einfallende Licht nach der Gittergleichung in seine Spektralfarben. Die Interferenzmaxima betrachtet man hierbei als Ordnungen des Spektrums. Der Spektrograph verwendet im Dados die Aufnahme des Maximums erster Ordnung. Allgemein gibt es Transmissions- und Reflektionsgitter. Um die geringe Intensität der einzelnen Ordnungen, einen Nachteil eines normalen Transmissionsgitters zu erhöhen, wird im Dados-Spektrographen ein sogenanntes Blaze-Transmissionsgitter verwendet. Ein Problem des Blaze-Transmissionsgitters ist die geringere Intensität der einzelnen Ordnungen, die durch die doppelte Beugung entsteht. Ein Reflektionsgitter kann dadurch, dass nur durch die Reflektion am Gitter Lichtintensität verloren geht, eine größere Intensität der ersten Ordnung als ein Transmissionsgitter erzielen.

Für den Spektrographen gibt es drei verschiedene optische Gitter mit jeweils einer Gitterkonstante von 200, 900 bzw. 1200 Linien pro mm. Die höhere Anzahl an Linien führt dabei zu einer besseren Auflösung des aufgenommenen Spektrums, grenzt jedoch das Wellenlängenintervall, das abgebildet wird, ein. Während das Gitter mit 200 Linien/mm noch den gesamten sichtbaren Bereich des Spektrums abbildet(380-780 nm), so bildet das Gitter mit 1800 Linien/mm lediglich den Spektralbereich vom nahen UV bis ca. 500 nm ab.



Der Inhalt des Koffers des Dados-Spektrographen

# 6.2 Das Celestron C11-Edge HD

Technische Daten:

Öffnung 279 mm Brennweite 2800mm Öffnungsverhältnis f/10 Auflösung. 0,42'' Grenzgröße 14m7 Tubuslänge 60 cm Gewicht 13,1 kg Maximal sinnvolle Vergrößerung 661x

Das Celestron C11 Edge HD ist ein Teleskop der Firma Celestron für astronomische Beobachtungen. Am Schülerlabor Astronomie wird das C11 als hauptsächliches Teleskop für Beobachtungen verwendet. Das C11 wird sowohl für Beobachtungen von Deep-Sky-Objekten als auch für Objekte aus unserem Sonnensystem verwendet, da es ein hohes Auflösungsvermögen besitzt. Die Daten des Teleskops sind für die Betrachtung des Spektrums jedoch nur beding wichtig, da dieses nur die Aufgabe hat, Sonnenlicht zu sammeln, um dieses im Folgenden spektroskopisch zu untersuchen. Zum Aufbau des Teleskops, siehe Abbildung auf Seite 37.

#### 6.3 Die Kamera STF-8300M

Die CCD-Kamera (STF-8300M) ist eine monochromatische Kamera des amerikanischen Herstellers SBIG. Der Vorteil eines schwarz-weißen Bildes gegenüber Farbaufnahmen ist, dass sämtliche Pixel verwendet werden können, um die Auflösung der Aufnahmen zu maximieren. Das liegt am Verfahren, das für Farbaufnahmen verwendet wird, die sogenannte Bayer-Matrix. Dabei werden 4 Pixel zu einem großen Pixel zusammengefasst, wobei es entsprechend der Empfindlichkeit des menschlichen Auges (entsprechend der Emission der Sonne, deren Maximum bei ca. 550 nm im grünen Spektralbereich) zwei grüne, ein blauer und ein roter Pixel verwendet. Die CCD-Kamera nutzt zur Erzeugung eines Bildes den photoelektrischen Effekt (siehe auch S.11), wodurch ausgeschlagene Elektronen einen elektrischen Impuls erzeugen, der wiederum digital in ein optisches Signal umgewandelt wird. Ein wichtiger Faktor bei Betrachten der Spektralprofile ist die Quanteneffizienzkurve (siehe auch S. 43)

#### Technische Daten:

Pixelzahl: 3326x2504

Pixelgröße: 5.4 my x5.4 my

Maximale Quanteneffizienz: 54% (bei 540 nm)



Die SBIG-Kamera STF-8300

# 6.4 Das Experiment/Messergebnisse (4.11.2015)



Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus

Für die Aufnahmen wurden die in den vorherigen Seiten vorgestellten Instrumente verwendet, zur Aufnahme außerdem die Astrosoftware MaximDL 5. Bei allen Aufnahmen wurde das Gitter mit 200 Linien/mm verwendet, da für den Vergleich von Planckfunktion und Aufnahme der gesamte Spektralbereich zu beachten ist. Die erzielten Aufnahmen sind im Folgenden zu sehen. Hierbei handelt es sich um Tageslichtaufnahmen, die grundsätzlich dasselbe Spektrum wie das der Sonne zeigen. Der wesentliche Unterschied besteht darin, dass durch die atmosphärische Rayleigh-Streuung die Intensität im blauen relativ zur Intensität im roten zunimmt.



Der Aufbau mit dem C11-Teleskop, dem Dados und der Kamera (STF 8300)



Man sieht an dieser Stelle drei Absorptionslinienspektren in Form von Streifen. (Da ein Spalt beleuchtet wird, dessen Licht zerlegt wird). Das erklärt sich daraus, dass der Spektrograph drei Spalte enthält, die alle ein eigenes Spektrum erzeugen, indem das Gitter das einfallende Licht in seine spektralen Bestandteile zerlegt. Das Bild ist schwarz-weiß, da die Kamera monochromatisch ist, was ihre Auflösung erheblich verbessert. (Farbkameras fassen in der Beyer-Matrix 4 Pixel zu einem Farbpixel zusammen, was ihre Auflösung reduziert). Man erkennt an dieser Stelle bereits Absorptionslinien des Spektrums. Aufgrund der Absorptionsbanden im rechten Bereich (im Spektrum im roten Spektralbereich) erkennt man, dass die Wellenlänge von links nach rechts zunimmt, da das Gitter den sichtbaren Bereich des Spektrums aufzeichnet.

#### 7 Bearbeitung des Spektrums mit Vspec

Vorarbeit: Der Dados Spektrograph zeichnet insgesamt drei Spektren auf, wovon jedoch das mittlere die höchste Auflösung besitzt. Zunächst muss man versuchen, das Spektrum zu drehen, sodass es minimal geneigt ist. Dazu benutzt man die Software MaxIm DL5. (Die auch zur Aufnahme verwendet wurde). Anschließend schneidet man das mittlere der drei Spektren aus, sodass kein schwarzer Rand bleibt. Zur Auswertung des Spektrums wird an dieser Stelle die Software visual spec benutzt. Vspec ist eine in der Astronomie häufig verwendete Auswertesoftware und wurde vom französischen Informatiker Valérie Desnoux programmiert und ist im Internet frei erhältlich und herunterladbar. Zunächst muss das aufgenommene Spektrum in ein sogenanntes Spektralprofil verwandelt werden. Nach dem Import der Datei wird dazu der Befehl "Object binning" ausgewählt. Die Software wandelt die aufgenommenen relativen Intensitäten in eine Kurve von Intensität/Pixel



Das Spektralprofil des Sonnenspektrums, mithilfe von der Software visual spec erstellt

Anhand von lokalen Tiefpunkten der Kurve lassen sich Absorptionslinien identifizieren, deren Wellenlängen bekannt sind. Das Spektralprofil weist dabei schon eine gewisse Ähnlichkeit mit der Planckschen Strahlungskurve auf (siehe Plancksches Strahlungsgesetz Abbildung, Seite 15). Das Spektralprofil ist dabei tatsächlich eine Zuordnung der Intensität in Abhängigkeit der Wellenlängen. Die Tiefpunkte der Intensitätskurve entsprechen dabei Absorptionslinien im aufgenommenen Linienspektrum (vgl. Abbildung, Seite 38). Zur Kalibrierung müssen diese Tiefpunkte Absorptionslinien von Elementen, deren Wellenlängen bekannt sind, zugeordnet werden. (vgl. Abbildung ). Durch die Modellierung dieser Punkte durch ein Polynom wird die Wellenlängenachse kalibriert, d.h. in eine lineare Achse transformiert.



Identifizierung von charakteristischen Absorptionslinien am Spektralprofil (Wellenlänge in Angström)

Hier wurden für die Kalibrierung der Kurve des Sonnenspektrums folgende Linien als Punkte genutzt (Wellenlängen in Ångström):

Linie	Wellenlänge(Ångström)	Element
Нα	6562,82	Wasserstoff
Нβ	4861,33	Wasserstoff
Na I D1 D2	5892.94	Natrium
Ca II, K	3933,66	Calcium
Ca II, H	3968,47	Calcium
tellurisches O2, a	6276,61	Sauerstoff

Aus den Angaben der Wellenlängenkalibrierung erstellt visual spec ein Polynom für die Wellenlängenachse, das die Punkte möglichst genau modelliert.

	lambda	raie	pixel		d_lambda	Calcul	Close
	3933.66	1	806.2	374	0.1211		
	3968.47	2	823.4	211	-0.1272	RMS: .149881	
	4861.33	3	1254	194	0.0005		
Load	5892.94	4	1737	595	0.0566	👝 Delta	
LUau	6276.61	5	1914	073	-0.0947	Lambda	
	6562.79	6	2044	521	0.0435	- Degre	
Save						C Degre 1	
	1					C Degre 2	
Reset						Or Degre 3	
au stion	e					✓	
quation						10	
Load	Lambda = x4	0		+ x	1.91E+0	Apply Eq.	
C	1 +x3	-4.840	05E-9	+	2340.362		
Save	+x2	8.579	8E-5				
Devel	1						

Nun wählt man den Button "Calcul", worauf die Software nun ein Ausgleichspolynom für die Wellenlängenachse bildet. Danach kann man das Fenster für die Kalibrierung schließen und erhält mit der Option "Calcul" nun die mit der Ausgleichskurve errechnete Wellenlängenachse.





Um die Qualität der Ausgleichskurve und damit die Genauigkeit der Kalibrierung zu bewerten, bietet vspec nun die Möglichkeit, im wellenlängenkalibrierten Spektrum bekannte Linien von chemischen Elementen anzeigen zu lassen. Nun empfiehlt es sich bestimmte Peaks im Spektrum auf eine atomare Emissionslinie (die Emissionslinien entsprechen nach der Wellenlänge den Absorptionslinien, vgl. "Entstehung von Spektren", S.17) des Elements zu prüfen. Die am einfachsten zu prüfenden Elemente sind Wasserstoff, Calcium, Natrium sowie Magnesium. Sauerstoff und Eisen besitzen eine Vielzahl von Emissionslinien, jedoch sind diese weniger charakteristisch.



Die Linien im wellenlängenkalibrierten Spektrum

Um Aussagen über den untersuchten Strahler anhand des Spektrums zu treffen, muss man zunächst aber noch die nicht konstante Empfindlichkeit/Quantenausbeute der verwendeten Kamera berücksichtigen. Daher muss das Spektrum zunächst um die Empfindlichkeitskurve

der Kamera bereinigt werden: Instrumentenfunktion = 
$$\frac{Kameraaufnahme}{Sternspektrum}$$

Daraus folgt, dass man die Messung zunächst durch die Instrumentenfunktion dividieren muss, um das Realspektrum zu erhalten. Das Divisionsergebnis entspricht dem Spektrum des Sterns um die Empfindlichkeit der Kamera bereinigt, sodass die Intensitäten der Planckkurve relativ vergleichbar sind, wenn diese auch nicht den Absolutintensitäten des Sterns (in  $\frac{W}{m^2m}$ ) entsprechen, sondern nur relativen Intensitäten des Sensors.



Mithilfe der Kameraempfindlichkeitsfunktion ergibt sich das wahre Sternspektrum als Divisionsergebnis aus Aufnahme und Empfindlichkeitskurve der Kamera.



Um dennoch Aussagen über die Intensitäten treffen zu können, kann man die Intensitäten normieren. Dabei passt man die Intensitätskurve an das Strahlungsmaximum an. Entweder normiert man dieses zu 1 ( $\frac{Messkurve}{Maximalwert}$ ) oder normiert das Maximum, sodass dieses der theoretisch vorhergesagten Intensität des Strahlungsmaximums entspricht (Normierung für Maximum=1).



Sonnenspektrum mit linearer Wellenlängen- und Intensitätsachse



Vergleich der Kurven: Plancksche Strahlungskurve (schwarz; ermittelt durch vspec), Rohspektrum (blau), um die Empfindlichkeitskurve bereinigtes Spektrum (grün), anhand eines Referenzterns in vspec (G2V) bereinigtes Spektrum (rot)

Vergleicht man nun das aufgenommene Spektrum mit der Planckschen Strahlungskurve eines schwarzen Körpers der absoluten Temperatur 5800 K, zeigen sich erstaunlich symmetrische Abweichungen im blauen und roten Spektralbereich. Zudem zeigt sich die Unbrauchbarkeit der im UV aufgenommenen Kurve, deren Intensität fast exakt 0 ist.

Eine alternative Methode zur Kalibrierung der Y-Achse ist die Verwendung eines Referenzspektrums, um die nichtlineare Empfindlichkeit des Sensors auszugleichen. Dabei wird ein Spektrum gleichen Spektraltyps als Referenz verwendet. Damit wird der grundsätzliche Verlauf des Diagramms nicht verändert. (Die plancksche Strahlungskurve hängt lediglich vom Parameter Temperatur ab, die ihrerseits den Spektraltyp bestimmt).

#### 8 Ergebnis

Für die weitere Betrachtung des Spektrums ist die mit vspec ermittelte Planckkurve nicht präzise genug, um Aussagen treffen zu können, da die plancksche Kurve nur ungefähr an das Spektrum angepasst werden kann. Zur Analyse habe ich die Daten von vspec in eine Excel-Datei umgeformt. Die Kurve des Spektralprofils wird nun mit Excel erstellt. Als Vergleichskurve habe ich in einer weiteren Tabelle die Planckkurve ermittelt.

Dagegen das Spektralprofil mit dem genormten Maximum:



Vergleich von planckscher Strahlungskurve und Spektrum (Air Mass=1,5, genormte Intensität)

Mit diesem Schritt sind jedoch die Möglichkeiten zu Beurteilung des Schwarzkörpers erschöpft. Zur weiteren und genaueren Analyse habe ich einen Datensatz für extraterrestrische Sonnenstrahlung verwendet, um weitere Vergleichsdaten zu erhalten. Die Daten stammen von der Internetseite PV Education und stehen dort frei zum Download zur Verfügung. Ich habe andere Quellen mit den aus den Werten resultierenden Kurven verglichen, wobei sich zeigte, dass die Daten übereinstimmen. Um alle Datensätze miteinander zu vergleichen, sind hier Datensätze in normierten Kurven dargestellt. AM steht für "Air Mass". Um die Sonne selbst als schwarzen Körper beurteilen zu können, sind um Atmosphäreneinflüsse bereinigte Kurven unerlässlich, da die Extinktion eine zu große Fehlerquelle darstellt, die sich auch nicht leicht bereinigen lässt.



Vergleich eines Spektrum (Air Mass=0) und planckscher Strahlungskurve (genormt) T=5778K

Daraus ergibt sich eine Divisionskurve aus Schwarzkörperstrahlung mit dem Literaturwert der maximalen Wellenlänge bei 500 nm bzw. T=5778 K. Man sollte sich jedoch darüber im klaren sein, dass der Wert von 5778 K aus der Strahlungsleistung der Sonne resultiert, die in der Solarkonstanten definiert wurde. (Aufgrund der Exzentrizität der Erdbahn und dem daraus entstehenden Abweichungen in der Entfernung weicht die Strahlungsleistung im Jahresverlauf von diesem Wert ab. Die Abweichung in der Strahlungsleistung der Sonne ist hingegen vernachlässigbar gering).

Definition der Sonnentemperatur über die Solarkonstante:

$$P = \sigma A T^4 \qquad \qquad P = \sigma 4 \pi_{r_c}^2 T^4$$

$$E_0 = 1367 \frac{W}{m^2}$$
  $E_0 = \frac{P}{4\pi d_{E-S}^2}$ 

$$E_{0} = \frac{\sigma r_{s}^{2} T^{4}}{d^{2}} \qquad \qquad T = \sqrt[4]{\frac{E_{0} d^{2}}{\sigma r_{s}^{2}}} = 5778K$$

Durch Einsetzen der Werte erhält man T. Den so ermittelten Wert bezeichnet man auch als effektive Oberflächentemperatur. Bei der Betrachtung der Verteilung der Strahlungsleistung kann man die Sonne jedoch nicht mehr als Körper mit homogener Temperatur ansehen, selbst wenn man nur die Photosphärenstrahlung betrachtet, deren Temperatur im Intervall zwischen 5000-6000K liegt.

Eine Gleichung, in der man einen Mittelwert für die Schwärze einsetzen kann, ist das Stefan-Boltzmannsche Strahlungsgesetz:  $PdA = \sigma \varepsilon T^4 dA$ 

Die Strahlungsleistung P lässt sich dabei als das Integral der Planckschen Kurve nach der Wellenlänge schreiben:  $P = \varepsilon \int u(\lambda, T) d\lambda$ 

Da die Spektraldaten nur für den Bereich von 280 bis 1000 nm Wellenlänge gegeben sind, muss man Grenzen setzen. Die Strahlungsleistung der empirischen Daten lässt sich durch eine

Aufsummierung der Intensitäten gut annähern.  $(\int_{x_1}^{x_2} f(x) dx \approx \sum_{x_1}^{x_2} f(x)$  wenn  $1 \ll x_2 - x_1)$ 

$$\int_{280}^{1000} u(\lambda, T) d\lambda = 1010.2 \frac{W}{m^2}$$

Die Summe der aufgezeichneten Intensitäten beträgt dagegen:  $944,1\frac{W}{m^2}$ , woraus sich eine gemittelte "Schwärze" (Anteil an der Schwarzkörperkurve) von 0,93 ergibt. Hierbei wird der Literaturwert für die Oberflächentemperatur der Sonne von 5778K verwendet. Daraus folgt  $\varepsilon$ =0,93.

Um zu versuchen zu modellieren, dass die Sonne kein Körper mit homogener Temperatur ist, soll im Folgenden versucht werden, mehrere Kurven zu überlagern um die Intensitätskurve genauer zu modellieren. In den vorherigen Betrachtungen wurde stets mit genormten Größen gearbeitet. Nun empfiehlt es sich, mit absoluten Intensitäten zu arbeiten, da ansonsten das Mitteln schwieriger wird. Man nehme nun die in eine Vollkugel ausgestrahlte Intensität.

$$u(\lambda,T)dA = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda KT}} - 1} dA$$

Im vorhandenen Datensatz wird die Intensität in der Einheit  $\frac{W}{m^2 nm}$ angegeben. Allerdings wird hierbei keinesfalls ein Flächenelement des strahlenden Körpers, sondern eine Fläche in der Entfernung der Erde betrachtet. Um die gesamte Strahlungsleistung der Sonne zu ermitteln, multipliziert man mit ihrer Oberfläche.  $u(\lambda, T) = u_o(\lambda, T) \cdot r_s^2$ 

Unter der Vorraussetzung, dass diese gleichmäßig abgestrahlt wird, gilt:

$$I = \frac{u_0(\lambda, T)r_s^2}{4\pi d^2}$$

Woraus sich die Intensitäten auf Höhe der Entfernung Sonne-Erde ergeben. Um zu versuchen darzustellen, dass die Sonne keine homogene Temperatur besitzt, versuche ich im Folgenden die Planckkurven verschiedener Temperaturen zu mitteln. Da der Temperaturgradient der Photosphäre nahezu konstant ist, ist es gerechtfertigt von einer linearen Temperaturverteilung auszugehen.  $\vec{\nabla}T = grad(T) = \frac{\partial T}{\partial x}; \frac{\partial T}{\partial y}; \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{dT}{dr}$ 

zu-



Diagramm der absoluten Intensitäten der Sonnenstrahlung und einem Mittelwert der Planckschen Strahlungskurven zwischen 5640 und 5920 K (in  $\frac{W}{m^2 nm}$ . Zusätzliche Randkurven zur Modellierung bis 400 nm (blau), bzw. ab 400 nm (gelb)

Auch hier zeigt sich eine gute Näherung des planckschen Strahlungsgesetzes zur Beschreibung der Sonnenstrahlung. Im Mittel ergibt sich für die Sonnenstrahlung ein Schwärzegrad von 0,94 bzw. 94% ( $\frac{Spektrum}{Kurve}$ ). Betrachtet man nur den Spektralbereich ab 400 nm, liegt dieser Schwärzegrad sogar bei 0,98 bzw. 98%, was ein hervorragendes Ergebnis ist, da im Bezug auf das Absorptionsvermögen die besten auf der Erde erzeugbaren Materialien (Kohlenstoffbindungskomplexe, sog. Nanotubes) ein Absorptionsvermögen von ca. 99 % besitzen. Bei der Analyse zeigt sich ein starker Abfall der Intensität in Richtung des nahen UV, während die Kurve in Richtung des Infrarot auf ungefähr konstantem Niveau bleibt und im blaugrünen (400-500 nm) die Schwarzkörperstrahlung sogar übertrifft. Es stellt sich die Frage, warum das nahe UV sich nicht präzise durch einen schwarzen Körper beschreiben lässt. Mir erscheinen drei Erklärungen, bzw. Fehlerquellen möglich.

 Im nahen UV gibt es eine höhere Konzentration an Absorptionslinien, dadurch werden Photonen aus dem UV eher absorbiert, wodurch ihre Intensität geringer wird. Gerade, da man mithilfe der Mittelwertkurve, die maximalen Intensitäten im Blauen gut modellieren kann ist es möglich, dass dieser Differenzbetrag durch Elemente in der Sonne absorbiert wird. Gerade da die UV Strahlung nur zu einen Bruchteil von der Sonnenoberfläche stammt und dieses hochenergetische Licht dadurch ein Medium durchqueren muss wo Absorption stattfindet. 2. Die Sonne ist kein Körper mit homogener Temperatur von 5778 K. Die Temperatur nimmt nach innen hin zu. Auf der Oberfläche ist sie deutlich geringer als die Oberflächentemperatur eines vergleichbaren Körpers. Nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz stammt die rote und infrarote Strahlung aus den der Oberfläche näheren Regionen, während die Photonen der UV Strahlung einen längeren Weg zur Oberfläche zurrücklegen. Daher ist die Wahrscheinlichkeit höher, dass diese reflektiert oder gestreut werden. Durch den Compton-Effekt werden Photonen höherer Energie gestreut, indem sie Energie an freie Elektronen abgeben. (Im Plasma sind die Wasserstoffatome alle in ionisiertem Zustand vorhanden). Ein Photon braucht zwischen 10.000 und 17.000.000 Jahre, um die Oberfläche zu erreichen. Auch hochenergetische γ-Strahlen, die bei Fusionsprozessen im Kern entstehen, verlieren dabei kontinuierlich Energie.

Compton-Verschiebung  $\lambda' - \lambda = \Delta \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \varphi)$ 

wobe<br/>i $\varphi$ der Ablenkungswinkel des Photons ist. Die Verschiebung ist in jedem Fall positiv da gilt:<br/>  $0 \le \cos \varphi \le 1$ 



<sup>11</sup>Compton-Effekt, Streuung eines Photons an einem Elektron

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Compton\_scattering-de.svg

Differenz zwischen Strahlungskurve und Intensität



Differenz-

Betrag von Planckscher Kurve und Spektrum: Der Überschuss im sichtbaren Bereich ist zum Fehlbetrag im UV ähnlich. Daraus ergibt sich die Vermutung, dass einige blaue Photonen in der Sonne Energie verlieren, was auch mit im Sonnenkern entstehenden γ-Strahlen passiert.

3. Das Schwarzkörpermodell ist möglicherweise nur für bestimmte Wellenlängen gegeben. Ist die Absorptionsfähigkeit der Sonne im UV geringer, wäre nach Kirchhoffs Gesetz auch ihre Emissionsfähigkeit in diesen Wellenlängen geringer. Das Diagramm für den Anteil an der Schwarzkörperkurve legt nahe, dass die Absorptions- bzw. Emissionsfähigkeit wellenlängenabhängig ist. Zudem sind diese Größen bei realen Körpern nur proportional zueinander und nicht identisch.



Anteil der Sonnenintensität an der theoretischen Schwarzkörperkurve. 1=100%, Durchschnitt 0,94

#### 9 Abschließende Bewertung des schwarzen Körpers

Natürlich ist die Sonne kein perfekter schwarzer Körper. Die von der Erde aufgenommenen Spektren sind in ihrem Fehler durch die Rayleigh-Streuung und Absorption an der Erdatmosphäre nicht einfach zu bereinigen. Um diese Fehlerquelle zu umgehen, muss man auf Daten von Satelliten zurückgreifen. Dabei zeigt es sich, dass insgesamt das plancksche Strahlungsgesetz insgesamt und damit der schwarze Körper für die Sonne ein sehr nützliches Modell für astronomische Objekte ist. Im Durchschnitt beträgt der Schwärzegrad der Sonne im sichtbaren Bereich 0,94. Hinzu kommen Abweichungen durch Absorptionslinien im Spektrum, die die Intensität reduzieren. Nimmt man die Gesamtabsorption von ca. 10%, erscheint dieser Wert plausibel, auch wenn hier nur die in der Sonnenphotosphäre entstehenden Absorptionslinien zu berücksichtigen sind.



Vergleich von Spektrum (grün), gemittelten Planckkurven (5560K-6000K) (Intervall=20 K) und Planckkurven zur Modellierung des Kurzwelligen (T=5600 K, blau) bzw. langwelligen Bereichs (T=5800 K, rot)

Bei Betrachtung der Abweichung fällt auf, dass im Bereich von 400-500 nm die Intensität die Schwarzkörperstrahlung übersteigt. Das widerspricht dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz, das fordert, dass die Emission eines realen Körpers die des schwarzen Körpers nicht übersteigen darf, da Absorption und Emission zueinander proportional sind bzw. sich im Zustand des thermischen Gleichgewichts entsprechen. Wenn man sich jedoch überlegt, dass das Sonnenspektrum eine Überlagerung von verschiedenen Kurven sein muss, da die Sonne keine homogene Temperatur besitzt, ist dieses möglich, zudem die Intensität des Maximus proportional zu $\frac{1}{\lambda^5}$  (vgl. Abb. S.19) zunimmt. Zudem befindet sich die Sonne nicht im thermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung, sodass nicht gilt  $\varepsilon=a$ . Eine dritte Fehlerquelle ist, dass die

Sonne kein Körper mit homogener Temperatur ist und auch Strahlung aus tieferen Regionen von der Sonne abgestrahlt wird, wobei diese jedoch auch gestreut wird. (Ein Photon braucht bis zu 17.000.000Jahre vom Kern zur Oberfläche, wobei es häufig an Elektronen gestreut wird). Das verfälscht natürlich die Verteilung der Strahlung.

Dennoch ist die Spektralanalyse die wichtigste Informationsquelle über einen Stern und erlaubt uns Aussagen über die Temperatur und Strahlungsleistung des Sterns und weitere aus der Spektralklasse folgende Informationen über die Physik des Sterns. Eingrenzend zum Modell des schwarzen Körpers muss natürlich erwähnt werden, dass ein Stern bzw. im konkreten Fall sich weder mit ihrer Umgebung im thermischen Gleichgewicht befindet noch einen perfekten schwarzen Körper darstellt. Dennoch ist der schwarze Körper eine sehr nützliche Approximation für reale Körper. Durch das Modell des schwarzen Körpers lassen sich auch aus einem von der Erde aufgenommenen Spektrum Aussagen über den zu analysierenden Körper treffen. Das Maximum der auf der Erde aufgenommenen Kurve liegt bei 481 nm. Durch die Atmosphäre und die Rayleigh-Streuung (durch die der Himmel blau erscheint), verschiebt sich das Maximum in den blauen Spektralbereich. Insgesamt ist der schwarze Körper jedoch ein wichtiges Modell in der Kosmologie, das uns auch die Kategorisierung von Sternen im Hertzsprung-Russell-Diagramm ermöglicht. Sterne sind in guter Näherung schwarze Strahler, sieht man die Sonne als "grauen Körper", für den gilt:  $0 > \epsilon > 1$ 

Für die Sonne lässt sich im sichtbaren Bereich ein Wert von 0,98 bzw. 98 % für das Emissionsvermögen bestimmen. Berücksichtigt man, dass die besten schwarzen auf der Erde erzeugbaren Materialien (Kohlenstoff-Nanotubes) ein Absorptionsvermögen von ca. 99 % besitzen, zeigt sich, dass die Sonne einem solchen Schwarzkörper sehr nahe kommt, wenn man zudem berücksichtigt, dass die Bedingung des thermischen Gleichgewichts für die Sonne nicht gelten kann. Das Modell des schwarzen Körpers ist jedoch insbesondere nützlich, da sämtliche physikalischen und chemischen Eigenschaften keine Bedeutung für die Abstrahlung haben, sondern der einzige relevante Faktor die absolute Temperatur des Körpers ist. Nahezu perfekte schwarze Körper sind schwarze Löcher (Hawking-Strahlung) und die kosmologische Hintergrundstrahlung, deren Strahlungskurven im Radiowellenbereich liegen.

# Abschlusserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die Arbeit selbstständig angefertigt habe und dabei keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe und die Stellen der Projektarbeit, die im Wortlaut oder dem Inhalt nach aus anderen Werken entnommen wurden, mit genauer Quellenangabe kenntlich gemacht wurden.

Hiermit erkläre ich mich damit einverstanden, dass diese Projektarbeit der schulinternen Öffentlichkeit in der Bibliothek der Schule zugänglich gemacht wird.

Wuppertal, Juni 2016

Marc Stromberg

# 10 Literaturverzeichnis

• Giancoli, Douglas: Physik Lehr- und Übungsbuch, 3. erweiterte Auflage, Pearsons-Verlag, München

Kapitel 15 Wellen und Wellenausbreitung

Kapitel 32 Die Maxwell-Gleichungen

Kapitel 33 Reflexion und Brechung

Kapitel 35 Die Wellennatur des Lichts

Kapitel 38 frühe Quantentheorien und Atommodelle

- Kapitel 45 Astrophysik und Kosmologie
- Ullrich Ellwanger Vom Universum zu den Elementarteilchen

Kapitel 4 Die Feldtheorie

Kapitel 5 Die Elektrodynamik

- Sterne und Weltraum (2-2016): Flecken, Zyklen, Eruptionen: Was sie über die Sonne wissen sollten S. 26-32
- http://www.didaktik.physik.unimuenchen.de/materialien/grundlagen/planck/m4\_2\_planck
   .pdf
- http://www.spektrum.de/lexikon/geowissenschaften/plancksches-strahlungsgesetz/12351
- https://de.wikibooks.org/wiki/Formelsammlung\_Physik/\_plancksches\_Strahlungsgesetz
- http://www.webgeo.de/klimatologie/
- https://de.wikipedia.org/wiki/Fraunhoferlinie
- http://www.pveducation.org/pvcdrom/appendices/standard-solar-spectra (Spektraldaten)
- https://de.wikipedia.org/wiki/Sonne
- http://www.spektrum.de/lexikon/physik/sonnenspektrum/13460
- https://en.wikipedia.org/wiki/Sunlight
- https://en.wikipedia.org/wiki/Black\_body#Idealizations