

403 – Bestimmung von Anregungstemperaturen in einem Wasserstoffplasma

Versuchsprotokoll zum F-Praktikum an der Ruhr-Universität Bochum

Tobias Krähling <Tobias.Kraehling@SemiByte.de>

07.03.2010
Version 1.1

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	
2	Grundlagen	
2.1	Plasma und Elementarprozesse in Plasmen	
2.1.1	Gleichgewichtsmodelle	
2.2	Definition und Bestimmung der Anregungstemperatur	
2.3	DC-Entladungen	
2.3.1	Die selbstständige Entladung	
3	Versuchsaufbau und Bedienungshinweise	
3.1	Bedienungshinweise	
3.1.1	Sicherheitshinweise	
4	Versuchsdurchführung und -auswertung	
4.1	Charakteristik der Glimmentladung	
4.1.1	Phänomenologische Beschreibung	
4.2	Justage des optischen Aufbaus	
4.2.1	Förderliche Spaltbreite	
4.3	Dispersionsrelation	
4.4	Aufnahme der Spektren	
4.4.1	Besonderheiten bei der Durchführung	
4.5	Kalibrierung des Photomultipliers	
4.6	Bestimmung der Anregungstemperaturen	
4.6.1	Diskussion des Verlaufes der Anregungstemperaturen	
5	Fazit	
	Anhang	
	Literatur	

1 Einführung

1 Die Bestimmung von Anregungstemperaturen stellt eine spektroskopische Möglichkeit dar, verschiedenste Plasmen zu charakterisieren. **2** Dabei reicht das Einsatzgebiet dieser Diagnostik von der Charakterisierung von Laborplasmen (z. B. von Argonlichtbögen (Richter, 1965), Mikrowellen-Plasmen (Telgheder, 2005; Seelig, 2000) oder Plasma-Jets (Koike et al., 2004)) bis hin zu astronomischen Plasmen (z. B. von chromosphärischen Fackeln (Bachmann, 1968) oder Protuberanzen (ten Bruggencate, 1953)). **6**
7
8 Im vorliegenden Versuch soll eine spektroskopische Charakterisierung eines Wasserstoffplasmas mittels der Anregungstemperaturen der Balmer-Linien vorgenommen werden. Zusätzlich soll die Strom-Spannungscharakteristik der Glimmentladung bestimmt und phänomenologisch die Entladung beschrieben werden. **9**
9
9
10
11
12
12
15
16
16
19

2 Grundlagen

2.1 Plasma und Elementarprozesse in Plasmen

Als Plasma wird ein quasineutrales Gas, bestehend aus geladenen und ungeladenen Teilchen, bezeichnet, welches ein kollektives Verhalten zeigt (von Keudell, 2008). Eine Klassifizierung von Plasmen erfolgt dabei u. a. über den Ionisationsgrad, Neutralgasdruck, thermische Gleichgewichtsbedingungen oder den Einfluss von relativistischen Effekten bei hohen Energien bzw. vom Pauli-Verbot bei hohen Ladungsträgerdichten. In dem hier zu untersuchenden Wasserstoffplasma handelt es sich um ein Niederdruckplasma und relativistische Effekte sowie Einflüsse durch das Pauli-Verbot sind hier nicht relevant.

Zwischen den Teilchen eines Plasmas treten verschiedene Wechselwirkungen auf, die zu den Elementarprozessen innerhalb eines Plasmas führen:

- ▶ *An- und Abregung* von Atomen oder Ionen, im Gleichgewicht lässt sich dies über eine Boltzmann-Verteilung

$$\frac{N_k}{N_i} = \frac{g_k}{g_i} \exp\left\{-\frac{E_k - E_i}{k_B T}\right\} \quad (2.1)$$

mit der Anzahl $N_{i,k}$ der Atome in den Zuständen i und k , den statistischen Gewichten $g_{i,k}$ und den Energieniveaus $E_{i,k}$ beschreiben.

- ▶ *Ionisation und Rekombination*, wobei freie Elektronen 'erzeugt' bzw. freie Elektronen durch Rekombination mit Ionen 'vernichtet' werden. Im Gleichgewicht dieser beiden Prozesse lässt sich dieser Prozess über die Saha-Verteilung

$$\frac{n_i n_e}{n_m} = \frac{2g_i}{g_m} \left(\frac{2\pi m k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{E_i - E_m}{k_B T}\right\} \quad (2.2)$$

mit den statistischen Gewichten $g_{i,m}$, Dichten $n_{i,m}$ und Energieniveaus $E_{i,m}$ für Ionen und gebundene Zustände beschreiben.

- ▶ *Stöße* zwischen den verschiedenen Plasmakomponenten, die zu einer Änderung der kinetischen Energie bzw. Impuls führen. Eine Beschreibung im Gleichgewicht erfolgt über die Maxwell-Verteilung

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} 4\pi v^2 \exp\left\{-\frac{m}{2k_B T} v^2\right\} \quad (2.3)$$

mit dem Geschwindigkeitsbetrag v und Masse m der Teilchen.

- ▶ *Absorption und Emission* von Photonen, im Gleichgewicht beschrieben über das Planck'sche Strahlungsgesetz

$$L_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left\{\frac{hc}{\lambda k_B T}\right\} - 1} \quad (2.4)$$

wobei $L_\lambda(T)$ die spektrale Strahlungsdichte im Wellenlängenintervall $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ bezeichnet.

Zur Beschreibung von Plasmen sind Modelle mit unterschiedlichsten Modellannahmen notwendig. Die einfachsten Modelle gehen dabei von den Gleichgewichten der oben aufgeführten Elementarprozessen aus und lassen sich durch wenige Parameter charakterisieren, wobei die Temperatur ein zentraler Parameter darstellt. Eine Abstufung der Gleichgewichtsmodelle erfolgt dabei über die Gleichgewichtsbedingungen, die in diesem Modell noch gelten.

2.1.1 Gleichgewichtsmodelle

Totales thermodynamisches Gleichgewicht (TE)

Bei diesem Modell wird angenommen, dass alle Elementarprozesse im Gleichgewicht sind.

Dies ist nur dann möglich, wenn das Plasma homogen ist und derart ausgedehnt ist, dass Effekte durch den Plasmarand das Plasma nicht stören (d. h. die Gradienten sind verschwindend gering). In diesem Modell sind *alle* Temperaturen identisch. Das TE stellt bei Laborplasmen aufgrund der geringen Ausdehnung und den dadurch starken Einflüssen des Plasmarandes ein sehr unrealistisches Modell dar, in astronomischen Plasmen kann dies teilweise jedoch ein akzeptables Plasmamodell sein.

Lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE)

Im lokalen Gleichgewicht sind alle Prozesse, die durch Stöße verursacht werden, noch – lokal – im Gleichgewicht. Diese werden durch die leichten, schnellen Elektronen dominiert, so dass in den Verteilungsfunktionen die Temperatur durch die Elektronentemperatur ersetzt wird. Der Prozess Absorption/Emission befindet sich aufgrund von Strahlungsverlusten an den Plasmagrenzen nicht mehr im Gleichgewicht, so dass sich dieser nicht mehr durch die Planck-Verteilung beschreiben lässt. Statt einem kontinuierlichen Spektrum wie beim TE (schwarzer Strahler) sind nun Linien zu beobachten.

Voraussetzung für die Annahme eines LTE als Modell ist, dass Elektronenstoßprozesse die Strahlungsprozesse derart dominieren, so dass Strahlungsprozesse für die Besetzungsverteilung vernachlässigt werden können. Desweiteren müssen Inhomogenitäten im Plasma klein genug sein und die zeitlichen Änderungen des Plasma in einer größeren Zeitskala ablaufen als die Stoßprozesse. Aus diesen Voraussetzungen kann eine Grenzdichte abgeleitet werden, bis zu der das LTE gültig ist, wobei für Wasserstoffplasmen $n_e \geq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ gelten muss (Schulz-von der Gathen, 2009, S. 131).

Partielles lokales thermodynamisches Gleichgewicht (PLTE)

Ist die Dichte unterhalb der Grenzdichte für das LTE, so dominieren die Elektronenstoßprozesse nicht mehr die Besetzungsverteilung für den Grundzustand und Strahlungsverluste sind für die Besetzungsverteilung nicht mehr zu vernachlässigen. Bei geringen Elektronendichten reicht die Dichte der hochenergetischen Elektronen aus dem Maxwell-Schwanz nicht mehr aus, genügend Elektronen aus dem Grundzustand anzuheben um die Strahlungsverluste in den Grundzustand auszugleichen. Damit ist das Grundzustand deutlich überbesetzt und in Abhängigkeit der Elektronendichte können auch die ersten Anregungszustände überbesetzt sein. Gleichgewichte zwischen den Besetzungsverteilungen bestehen dann nur noch für die Zustände ab einem Anregungsniveau k (oberhalb des Grundzustandes) bis hin zur Ionisationsgrenze. Eine Abschätzung für Wasserstoff liefert für eine Elektronentemperatur von 1 eV eine Grenzdichte von $n_e \geq 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ für Gleichgewichte ab dem Anregungsniveau $k = 5$ (Schulz-von der Gathen, 2009, S. 132).

Bei geringeren Dichte müssen dann andere Modell zur Plasmabeschreibung herangezogen werden, z. B. das Corona-Modell oder Stoß-Strahlungs-Modelle.

2.2 Definition und Bestimmung der Anregungstemperatur

Befindet sich ein System im partiellen lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (PLTE), so liegt nur noch eine relative Boltzmann-Verteilung der höheren Anregungsniveaus vor. Die Anregungstemperatur T_{ik} ist dann definiert über

$$\frac{n_i}{n_k} \propto \exp \left\{ \frac{\Delta E_{ik}}{k_B T_{ik}} \right\} \quad (2.5)$$

als diejenige Temperatur, die die relative Boltzmann-Verteilung (vgl. Gleichung (2.1)) beschreibt – sie stellt also im eigentlichen Sinne nur einen Parameter für die Verteilungsfunktion dar und kann nicht direkt als Temperatur der Teilchen interpretiert werden. Hilfreich ist diese Definition aber für die Charakterisierung des Zustands, da dieser Temperatur das Verhältnis zwischen zwei Anregungsniveaus beschreibt.

Die spektrale Intensität eines Übergangs $k \rightarrow j$ (Abregung) ist proportional zur Dichte des höheren Zustandes n_k , zur Energiedifferenz sowie dem Einstein'schen Emissionskoeffizient A_{kj} . Ist die Dichte des höheren Zustandes bekannt, für den die Beziehung

$$n_k = n_0 \frac{g_k}{Z(T)} \exp\left\{-\frac{E_k}{k_B T_k}\right\} \quad (2.6)$$

mit der Konzentration im Grundzustand n_0 , der Zustandssumme $Z(T)$ und Anregungstemperatur T_k gilt, erhält man mit $I_{kj} = h\nu_{kj}A_{kj}n_k$ für die spektrale Intensität

$$I_{kj} = h\nu_{kj}A_{kj}n_0 \frac{g_k}{Z(T)} \exp\left\{-\frac{E_k}{k_B T_k}\right\}. \quad (2.7)$$

Einfacher ist die Bestimmung von relativen Intensitätsverhältnissen, da hier die Konzentration im Grundzustand nicht mehr benötigt wird, und man erhält für die Übergänge $k \rightarrow j$ und $i \rightarrow j$ aus Gleichung (2.7) eine Beziehung über die relativen Intensitätsverhältnisse:

$$\frac{I_{ij}}{I_{kj}} = \frac{A_{ij}g_i\nu_i}{A_{kj}g_k\nu_k} \exp\left\{-\frac{E_i - E_k}{k_B T_{ik}}\right\}. \quad (2.8)$$

In dieser Beziehung wurde angenommen, dass für die beiden betrachteten Anregungsniveaus das Verhältnis zum Grundzustand gleich ist und mittels eines Korrekturfaktor berücksichtigt werden kann. Umstellung liefert für die Anregungstemperatur

$$T_{ik} = \frac{E_i - E_k}{k_B \ln\left[\frac{I_{ij}g_iA_{kj}\nu_k}{I_{kj}g_kA_{ij}\nu_i}\right]}. \quad (2.9)$$

Trägt man $\ln\left[\frac{I_{ij}g_iA_{kj}\nu_k}{I_{kj}g_kA_{ij}\nu_i}\right]$ über $E_i - E_k$ auf, so erhält man eine Gerade mit Steigung $m = -(k_B T_{ik})^{-1}$, wenn sich das System über ein thermodynamisches Gleichgewicht beschreiben lässt.

2.3 DC-Entladungen

Wird über einen gasgefüllten Zwischenraum eine DC-Spannung angelegt, so kann in Abhängigkeit von angelegter Spannung U , Gasdruck p und Abstand von Kathode und Anode d ein Strom zwischen Kathode und Anode fließen. Eine Charakterisierung der unterschiedlich auftretenden DC-Entladung lässt sich anhand der variablen Parameter durchführen. Betrachtet seien zunächst Entladungen mit festem Kathoden-Anoden-Abstand. Durch die angelegte Spannung können freie Ladungsträger im gasgefüllten Zwischenraum beschleunigt werden. Bei genügend hohen Spannungen können die freien Elektronen das Gas ionisieren und eine Verstärkung der Ionisation tritt ein, da immer mehr freie Elektronen für die Ionisation des Gases bereitstehen (Elektronenlawine). Andererseits können durch Stöße zwischen einzelnen Teilchen im Gasraum eine Anregung von Atomen oder Molekülen stattfinden, wobei die angeregten Teilchen u. a. unter Aussendung eines Photons relaxieren.

Muss der erste freie Ladungsträger der Lawine durch eine externe Quelle wie beispielsweise Höhenstrahlung oder Photoeffekt erzeugt werden, so spricht man von einer unselbstständigen Entladung (Townsend-Entladung). Der Verstärkungsfaktor bei der unselbstständigen Entladung wird als *1. Townsend Koeffizient* bezeichnet und entspricht der Zahl der Ionisationsprozesse pro Wegstrecke und Elektronen. In Abbildung 1 ist die U-I-Charakteristik einer DC-Entladung schematisch wiedergegeben. Bis zum Erreichen der Zündspannung (B) steigt der Strom exponentiell mit zunehmender Spannung an.

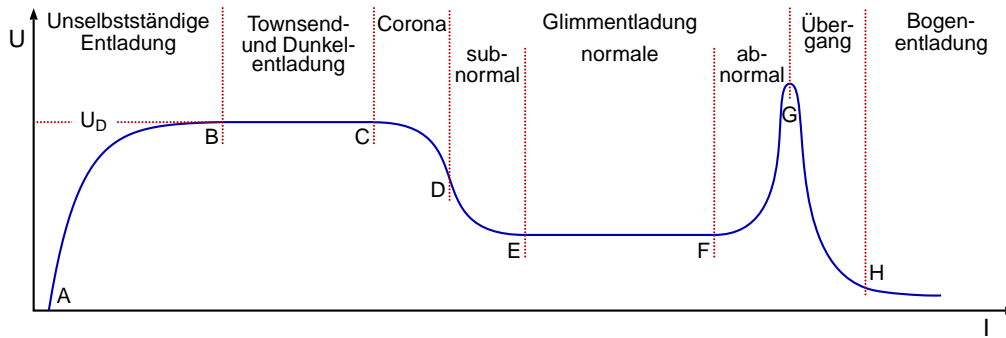


Abbildung 1: U-I-Charakteristik einer DC-Entladung

Beim Erreichen der Zündspannung U_D können positive Ionen, die zur Kathode hin beschleunigt werden, Sekundärelektronen an der Kathode herausschlagen. Externe Quellen für die Erzeugung des ersten freien Ladungsträger für die Elektronenlawine werden nicht mehr benötigt – die Entladung hält sich selbstständig aufrecht. In diesem Bereich (B)–(C) führen bereits kleine Änderungen der angelegten Spannung zu einer deutlichen Erhöhung des Stroms. Die Zündspannung für eine DC-Entladung hängt dabei von verschiedenen Faktoren ab und lässt sich über die Paschen-Beziehung

$$U_D = \frac{Bdp}{\ln(Apd) - \ln[\ln(1 + \gamma^{-1})]} \quad (2.10)$$

beschreiben. In dieser Beziehung sind A und B Parameter, wobei in B die Ionisationsenergie enthalten und somit gasartabhängig ist. Der 2. Townsend Koeffizient γ beschreibt die Erzeugung von Sekundärelektronen und ist somit Abhängig vom Elektrodenmaterial. In Abbildung 2 ist der Verlauf der Paschen-Beziehung graphisch dargestellt. Für große Produkte aus Gasdruck und Elektrodenabstand steigt die Zündspannung linear und hängt im wesentlichen nur noch von der Gasart ab. Unterhalb einer minimalen Zündspannung steigt bei weiter Verkleinerung des Produkts pd die Zündspannung sehr stark an – unterhalb einem kritischen Produkt pd ist eine Zündung nicht

mehr möglich, wobei diese Grenze abhängig vom Elektrodenmaterial ist.

Nach dem Zünden der Entladung läuft die Entladung innerhalb kürzester Zeit in den Bereich der normalen Glimmentladung. In diesem Bereich (E)–(F) wird die Erhöhung des Stroms durch eine Vergrößerung des Plasmas gewährleistet. Ist der gesamte Bereich zwischen den Elektroden ausgefüllt (maximaler Stromquerschnitt, (F)) kann eine Stromerhöhung nur durch eine höhere Spannung erreicht werden (nach dem Child-Langmuir-Gesetz ist $I \propto U^{3/2}$), die sogenannte anormale Glimmentladung. Bei diesem hohen Strom heizen sich die Elektroden stark auf, wodurch weitere Ladungsträger mittels Thermoemission erzeugt werden. Im Übergangsbereich (G)–(H) dominiert die Thermoemission den Stromfluss und der Übergang zu einer Bogenentladung wird

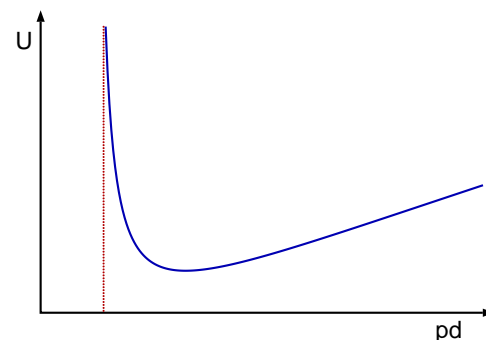


Abbildung 2: Paschen-Kurve

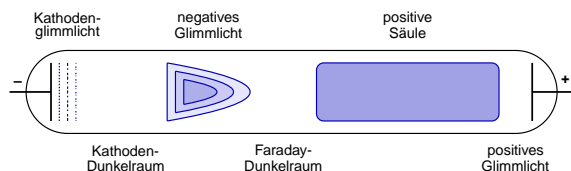


Abbildung 3: Struktur einer DC-Entladung

vollzogen, welches sich durch sehr hohe Ströme bei geringen Spannungen auszeichnet.

Beim Übergang zwischen unselbstständiger und selbstständiger Entladung können je nach Dominanz der Ionisationsmechanismen zwei Modi auftreten, die phänomenologisch über die Leuchterscheinung der Entladung unterschieden werden können. Im α -Modus dominieren die beschleunigten Elektronen im Volumen der Gasentladung die Ionisation und die Photonenemission erfolgt weitestgehend homogen über das Volumen zwischen den beiden Elektroden. Wird die Ionisation hauptsächlich von den Sekundärelektronen an den Elektroden getragen, so wird dies als γ -Mode bezeichnet. Hierbei findet eine starke Photonenemission an den Elektroden statt und die Intensitätsverteilung ist stark inhomogen.

2.3.1 Die selbstständige Entladung

In Abbildung 3 ist schematisch die Struktur eine selbstständigen DC-Entladung (Glimmentladung) dargestellt, wobei die einzelnen Bereiche direkt beobachtbar sind. Das Kathodenglimmlicht wird durch beschleunigte Sekundärelektronen erzeugt, wobei deren Wirkungsquerschnitt für die Anregung des Gases aufgrund der Beschleunigung im elektrischen Feld und somit höheren Energien mit zunehmenden Abstand sinkt, so dass das Kathodenglimmlicht in den Kathodendunkelraum übergeht. Innerhalb des Kathodendunkelraums werden die Elektronen weiter beschleunigt und erreichen am Ende des Dunkelraums Energie, die zur Primärionisation des

Gases ausreichen, so dass im Bereich des negativen Glimmlichts Sekundärelektronen, die durch die Ionisation Energie verloren haben, als auch die Primärelektronen das Gas effektiv zum Leuchten anregen können. Ein niedriges elektrisches Feld im Faraday'schen Dunkelraum trennt dann das negative Glimmlicht von der positiven Säule. Die positive Säule stellt anschließend die Verbindung zwischen den beiden Elektroden dar, in der die Elektroden durch elastische und inelastische Stöße eine mittlere Energie von einigen eV erreichen (thermische Elektronenenergieverteilung). Eine Ausbildung einer positiven Säule ist dabei für die Entladung nicht notwendig und deren Länge hängt vom Elektrodenabstand ab – wird der Abstand verkürzt, so schrumpft zunächst nur die positive Säule und erst wenn diese nicht mehr vorhanden ist, verringern sich die Abmessungen des Faraday'schen Dunkelraums und schließlich des negativen Glimmlichts. Eine Druckerhöhung des Gases reduziert die Dunkelräume und Glimmlichtzonen vor den beiden Elektroden, wohingegen Faraday'scher Dunkelraum und positive Säule wachsen. (Bergmann et al., 2006, S. 245ff)

Plasmabedingungen liegen dabei nur in der positiven Säule und näherungsweise im negativen Glimmlicht vor. Hierbei handelt es sich um ein Niedertemperaturplasma, wo die Elektronentemperatur T_e wesentlich größer als die Temperatur von Ionen T_i und Neutralteilchen T_n ist – d. h. es gilt $T_e \gg T_i \sim T_n$.

3 Versuchsaufbau und Bedienungshinweise

Abbildung 4 zeigt den schematischen Versuchsaufbau. V1 und V2 sind die Absperrventile für die Argon- und Wasserstoffzufuhr. V3 ist das Dosierventil für die Wasserstoffzufuhr, mit dem der Wasserstofffluss geregelt werden

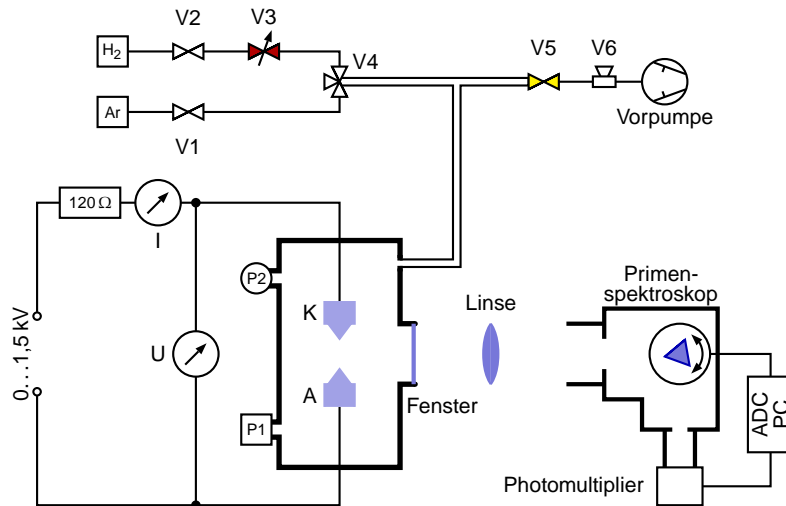


Abbildung 4: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

kann (Nadelventil). Mit dem Dreiwegeventil V4 kann das Gas ausgewählt werden, wobei in Mittelstellung die Gaszuführung abgesperrt wird. V5 ist das Schnellschlussventil für die Trennung der Vorpumpe von der Entladungskammer und V6 das Belüftungsventil für die Pumpe. Während sich V1 ... V4 zusammen an einer Schalttafel befinden, befinden sich V5 und V6 direkt an der Pumpe. Die Prismenposition kann über ein Stellpotentiometer (Spannungsteiler) und ADC ausgelesen werden, das Signal des Photomultipliers wird ebenfalls über ein ADC digitalisiert. Die Messwertaufnahme der beiden ADC-Kanäle für Prismenposition und Photomultiplier-Signal erfolgt über ein LabView SignalExpress VI – der ASCII-Datensatz kann nach der Aufnahme einer Messung für die weitere Auswertung in eine Textdatei gespeichert werden.

Für die Bestimmung des Entladungsstroms wird das im Netzgerät eingebaute Amperemeter (analog) verwendet, das analoge Voltmeter zur Bestimmung der über der Entladung angelegten Spannung ist an den Elektrodenkontakten angeschlossen. Die beiden Druckmesser besitzen unterschiedliche Messbereiche, Drücke unterhalb 100 mbar können auf dem eckigen

Druckmesser P1 abgelesen werden, bei höheren Drücken bis Atmosphärendruck erfolgt die Ablesung über den runden Druckmesser P2.

Die Sammellinse mit Brennweite 120 mm und das Prismenspektrometer sind frei auf der Arbeitsfläche verschiebbar – nach der Justierung muss darauf geachtet werden, dass diese nicht mehr verschoben werden.

3.1 Bedienungshinweise

Die Entladungskammer ist bei längerer Nichtbenutzung mit Argon geflutet. Vor den Messungen muss diese evakuiert und mit Wasserstoff gespült werden; um eine möglichst reine Wasserstoffatmosphäre bei den Messungen zu erhalten, sollte die Wasserstoffspülung drei mal erfolgen. Nachfolgend werden die einzelnen Schritte für das Evakuieren, Befüllen mit Wasserstoff, Zündung der Entladung sowie Flutung mit Argon aufgeführt.

0. Vorbereitung: Zur Vorbereitung der nachfolgenden Schritte sind die Ventile V1, V2, V3 und V4 zu schließen, wobei das Gaswahlventil V4 hierzu in die mittlere Stellung gedreht werden

muss. Anschließend können die Hauptventile der Gasflaschen geöffnet werden.

1. Abpumpen der Entladungskammer: Zum Abpumpen der Entladungskammer sind die Ventile V1, V2, V3 und V4 sowie das Belüftungsventil V6 zu schließen. Nachdem das (gelbe) Schnellschlussventil V5 an der Pumpe geöffnet ist, kann die Pumpe eingeschaltet werden. Ist der gewünschte Druck (i. d. R. < 1 mbar) erreicht, wird das Schnellschlussventil geschlossen und das Belüftungsventil V6 geöffnet. Nach kurzer Belüftung der Pumpe kann die Pumpe abgeschaltet werden.

2. Befüllen der Entladungskammer mit Wasserstoff: Hierzu wird das Gaswahlventil V4 in die Position „Wasserstoff“ gedreht und das Absperrventil V2 geöffnet. Der Wasserstofffluss in die Kammer kann mit dem Dosierventil V3 reguliert werden. Ist der gewünschte Gasdruck erreicht, ist das Dosierventil V3 und Gaswahlventil V4 zu schließen. Beim Einstellen des Gasdrucks ist zu beachten, dass die Druckmesser träge reagieren.

3. Zünden der Entladung: Vor dem Zünden der Entladung ist das Kühlwasser unbedingt einzuschalten und die Entladung darf nur bei Drücken von 3 – 8 mbar gezündet werden. Zum Einschalten des Netzgerätes muss die Kurbel des Netzgerätes in Nullstellung stehen – hierzu ist die Kurbel gegen den Uhrzeigersinn bis zum Anschlag zu drehen. Durch drücken des Schalters I für ca. 3 s wird das Netzgerät angeschaltet und die Spannung kann durch drehen der Kurbel (im Uhrzeigersinn) langsam erhöht werden, bis die Entladung bei etwa 700 – 800 V zündet.

4. Flutung mit Argon: Zur Flutung der Entladungskammer mit Argon ist zunächst das Netzgerät auszuschalten, so dass keine Entladung in der Kammer vorliegt. Nach dem schließen des Gashauptventils an der Wasserstoffflasche wird die Anlage wie in (1.) beschrieben abgepumpt, wobei jedoch die Ven-

tile V2 und V3 geöffnet sind sowie V4 in Wasserstoffstellung steht. Hierdurch wird das gesamte Leitungssystem bis zum Hauptventil der Wasserstoffflasche geleert. Nach dem Abschalten der Pumpe bringt man V4 in Argonstellung und durch *vorsichtiges* Öffnen von V1 die Kammer mit Argon bis zu einem Druck von 700 Torr gefüllt. Dabei ist darauf zu achten, dass kein Überdruck erzeugt wird. Anschließend wird das Hauptventil an der Argonflasche geschlossen und V1 erneut geöffnet – durch das Restgas in Zuleitungen und Armatur stellt sich in der Kammer ein Druck von ca. 760 Torr ein.

5. Veränderung von Druck oder Strom für die Messaufgaben: Zum verändern des Drucks in der Kammer ist bei gezündeter Entladung gemäß Schritt (2.) Wasserstoff bis zum gewünschten Druck in die Kammer langsam einzuleiten. Dabei ist darauf zu achten, dass die Entladung nicht erlischt – hierzu ist der Entladungsstrom bei der Druckerhöhung ggf. ebenfalls zu erhöhen (Drehen der Kurbel), wobei Entladungsströme über 5 A vermieden werden sollen. Änderung der Entladungsströme bei konstantem Druck erfolgen durch drehen der Kurbel am Netzgerät.

3.1.1 Sicherheitshinweise

Bei diesem Versuch wird mit Hochspannungen gearbeitet und bei Bildung von Knallgas kann es zu Explosionen kommen. Vor dem Einschalten des Netzteils ist fließendes Kühlwasser einzuschalten – während des Versuches sollte darauf geachtet werden, dass eine ausreichende Kühlung gewährleistet ist. Weiterhin, wie oben beschrieben, darf die Entladung nur bei Drücken von 3 – 8 mbar gezündet werden und Entladungsströme über 5 A sind zu vermeiden.

4 Versuchsdurchführung und -auswertung

4.1 Charakteristik der Glimmentladung

Gemäß der in Abschnitt 3.1 aufgeführten Verfahrensschritte wurde die Entladungskammer zunächst dreimal mit Wasserstoff gespült und anschließend die Entladung gezündet. Bei einem Gasdruck von 400 Torr wurde die U-I-Charakteristik der Glimmentladung aufgenommen, wobei am Netzgerät der Entladungsstrom eingestellt wurde und die über der Entladung abfallende Spannung am Multimeter abgelesen wurde. Dabei wurde zunächst bei steigenden Strömen bis zum maximalen Entladungsstrom von 5 A gemessen, anschließend bei absteigenden Entladungsströmen bis zum Erlöschen der Entladung (siehe Tabelle 5).

In Abbildung 5 ist die U-I-Charakteristik graphisch dargestellt und zeigt den erwarteten Verlauf einer Glimmentladung, wie er in Abbildung 1 dargestellt ist. Mit zunehmenden Strom sinkt die Spannung, die über der Entladung abfällt bis diese annähernd konstant bleibt und somit der Zustand der Entladung in die normale Glimmentladung übergeht. Bei der Reduzierung des Entladungsstromes ist das charakteristische Verhalten beim Übergang der normalen zur subnormalen Glimmentladung bis hin zur Corona-Entladung zu beobachten (Bereich C–E in Abbildung 1), unterhalb eines Entladungsstroms von 0,4 A erlosch die Entladung. Der Anstieg der Spannung bei den beiden Messwerten mit kleinstem Entladungsstrom ($i = 24,25$) kann zunächst nicht erklärt werden und widerspricht der theoretischen Erwartung, da bereits bei Entladungsströmen von $I = 0,8 \dots 1,2$ A die Spannung konstant blieb und nach der Theorie der Übergang von Corona nach Dunkelentladung erwartet wird. Ob

hier Messfehler bzw. Instabilitäten der Entladung zu diesem beobachteten Anstieg führen oder der Bereich der Dunkelentladung noch nicht erreicht wurde kann nicht entschieden werden – hierfür wären mehrere Messreihen erforderlich, die nicht durchgeführt wurden.

4.1.1 Phänomenologische Beschreibung

Allgemein ist zu beobachten, dass bei steigendem Entladungsstrom die Lichtemission steigt – d. h. die Entladung erscheint heller – und die Rotfärbung zunimmt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass bei zunehmenden Entladungsströmen der Dissoziationsgrad des molekularen Wasserstoffs zunimmt, so dass die H_{α} -Linie einen starken Einfluss auf das emittierte Spektrum erhält. Bei kleinen Entladungsströmen ist eine starke inhomogene Entladung zu beobachten, neben dunklen Bereichen sind Bereiche mit Kathodenschichten vorhanden. Bei steigendem Entladungsstrom breiten sich die Bereiche mit den Kathodenschichten weiter aus, bis sie das Volumen zwischen beiden Elektroden ausfüllen – dabei ist das leuchtende Volumen verhältnismäßig breit und nicht räumlich scharf abgegrenzt, d. h. es sind Ausschmierungen zu beobachten.

Bei weiter zunehmenden Entladungsstrom ab etwa 3 A kontrahiert der Bereich der Lichtemission von der Anode ausgehend – hier findet der Übergang von der Corona- zur subnormalen Glimmentladung statt – und ein Dunkelraum gefolgt von Kathodenschichten ist an der Kathode zu beobachten. Während die Lichtemission in den Kathodenschichten inhomogen und über ein großes Volumen ausgedehnt ist, verkleinert sich das emittierende Volumen und die inhomogene Lichtemission, je weiter man zur Anode blickt. Bei steigendem Strom kontrahiert das Plasma, es bildet sich ein schmaler, sehr intensiv rot leuchtender Stream aus, der bei steigendem Strom heller,

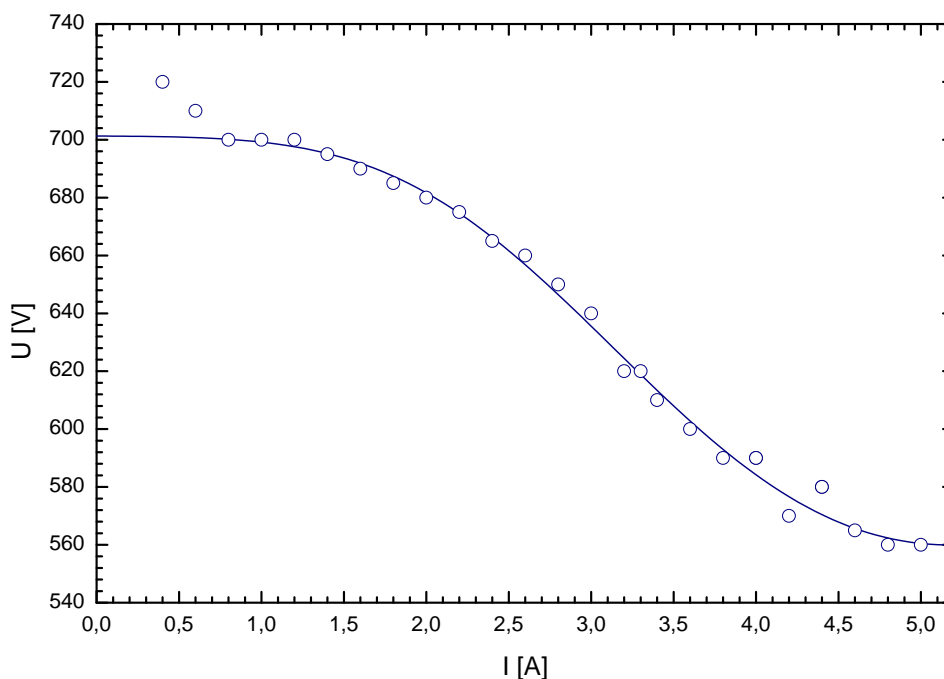


Abbildung 5: U-I-Charakteristik der Entladung bei $p = 400$ Torr

rötlicher, kleiner im Durchmesser und schärfer abgegrenzt zur Umgebung wird. Der Abstand der einzelnen Kathodenschichten sinkt bei steigendem Strom und bewegen sich zur Kathode hin – der Übergang zur normalen Glimmentladung. Bei dem maximalen Entladungsstrom von 5 A war der Dunkelraum zwischen Kathode und Kathodenschichten nicht mehr zu beobachten und bis auf einen kleinen Bereich der Kathodenschichten war zwischen den beiden Elektroden nur noch ein homogen lichtintensiver, scharf abgegrenzter und schmaler Stream zu beobachten.

4.2 Justage des optischen Aufbaus

Zur Auftrennung der Wellenlängen des von der Entladung emittierten Lichts wurde ein Prismenspektrometer verwendet und mit einem Photomultiplier detektiert (siehe Abbildung 4). Beim verwendeten Aufbau handelt es sich dabei um einen Prismenmonochromator, da das einfallende Licht am Prisma aufgrund

der Wellenlängendispersion unterschiedlich stark gebrochen wird und der Austrittsspalt aus dem nun nach Wellenlängen aufgespaltenen Eingangsstrahl nur ein kleines Wellenlängenintervall auswählt – die Selektion des Wellenlängenintervalls erfolgt über Verdrehung des Prismas.

Die Entladung wird hierfür mittels einer Sammellinse ($f = 120$ mm), die frei auf der Arbeitsfläche verschiebbar ist, auf den Eingangsspalt des Prismenspektrometers abgebildet. Bei der Justage des optischen Aufbaus war zu berücksichtigen, dass der Eintrittsspalt etwa 1,5 cm hinter der Eingangsblende liegt, die bei abgenommenen Eintrittsrohr sichtbar ist. Hierdurch ist es nur möglich, die Schärfentiefe grob abzuschätzen, wobei die richtige Positionierung des optischen Aufbaus bei abgenommenen Photomultiplier visuell überprüft werden kann. Nach erfolgter Justage des optischen Aufbaus darf dieser nicht mehr verändert werden – bei der späteren Versuchsdurchführung und insbesondere beim Drehen des

Prismas zur Wellenlängenselektion ist darauf zu achten, dass der Aufbau nicht verschoben wird. Nachdem der Photomultiplier und das Eintrittsrohr, welches zur Minimierung von Streulicht dient, angebracht sind, kann mit der weiteren Justage, der Einstellung der förderlichen Spaltbreite, fortgefahren werden.

4.2.1 Förderliche Spaltbreite

Die sogenannte *förderliche Spaltbreite* stellt einen Kompromiss zwischen einer guten Auflösung und guter Intensität dar. Ist der Eintrittsspalt eines Spektrographen groß, so ist das Auflösungsvermögen eines Spektrographen durch die Breite des Bildes des Eintrittsspalt in die Ebene des Detektors bestimmt. Im Allgemeinen sind die Breiten von Spalt und Spaltbild gleich, man hat somit eine 1:1-Abbildung. Verkleinert man die Eingangsspaltbreite, so überwiegen bei genügend kleinen Eingangsspaltbreiten die Breiten der Beugungsfigur, hervorgerufen durch Vielstrahlinterferenz der am Eingangsspalt gebeugten Wellen, die Bildbreite. Das maximale Auflösungsvermögen eines Spektrographen erhält man, wenn man die Eingangsspaltbreite gegen Null laufen lässt und ist durch die Breite der Feinstruktur in der Beugungsfigur gegeben. Jedoch verringert man hierdurch ebenfalls die Intensität des auf den Detektor fallenden Lichts und das Signal-zu-Rauschverhältnis am Detektor wird schlechter. Einen guten Kompromiss zwischen Auflösung des Spektrographen und Intensität erzielt man, indem die Spaltbreite derart gewählt wird, so dass das Bild des Spaltes genauso breit ist wie die Beugungsfigur – die sogenannte *förderliche Spaltbreite*.

Zur Einstellung der förderlichen Spaltbreite wurde die Beschleunigungsspannung des Photomultipliers auf ungefähr 750 V eingeregelt, der Austrittsspalt weit geöffnet und bei gezündeter Entladung die H_α -Linie auf den

Ausgangsspalt abgebildet. Anschließend wurde der Eingangsspalt so weit geöffnet, dass der Sättigungsbereich des Photomultipliers erreicht wird, wobei darauf zu achten war, dass das am AD-Wandler anliegende Signal nicht über 10 V liegt. Nachfolgend wurde der Eingangsspalt soweit geschlossen, dass die Amplitude der Linie nur noch bei etwa einem Drittel der maximalen Intensität liegt. Abschließend wurde der Ausgangsspalt so weit geschlossen, dass bei Variation der detektierten Wellenlänge alle Spektrallinien vollständig aufgelöst werden. Nach Abschluss der Einstellung sollten alle vier Balmer-Linien gut aufgelöst und möglichst eine Gaußform aufweisen, ohne dass Plateaus der Spektrallinie zu beobachten sind.

Anmerkungen

Wie sich erst später herausstellte sind bei der von uns durchgeführten Einstellung der förderlichen Spaltbreite mehrere Fehler aufgetreten, die bereits hier diskutiert werden sollen und sich auf alle folgenden Messungen auswirken. Die Einstellung der förderlichen Spaltbreite wurde bei einem Druck von $p = 260$ Torr und einem Entladungsstrom von 4,8 A durchgeführt. Da bei der Einstellung der förderlichen Spaltbreite die Amplitude auf ein Drittel der maximalen Intensität durch Verringerung der Eingangsspaltbreite eingestellt werden sollte und die Signalintensität bei kleineren Entladungsströmen durch die geringe Emission der Entladung ebenfalls geringer ist, folgte damit, dass das Signal insbesondere bei kleinen Entladungsströmen sehr gering ist und sich das Hintergrundrauschen wie auch die Überlagerung der atomaren Balmer-Linien mit den Molekülbanden des Wasserstoffmoleküls negativ auf das Signal-zu-Hintergrund-Verhältnis auswirken. Teilweise konnten hierdurch die Intensitäten der H_γ - und insbesondere H_δ -Linie, wenn überhaupt, nur mit größeren

Unsicherheiten bestimmt werden. Hier scheint die Wahl des Entladungsstromes für die Einstellung der Spaltbreite nicht geeignet gewesen zu sein. Weiterhin wurde bei der Kontrolle, ob alle vier Balmerlinien aufgelöst werden können, fälschlicherweise die Molekülbande bei $\lambda \sim 590$ nm als Balmerlinie identifiziert. Hierdurch ist die richtige H_δ -Linie zunächst nicht als Linie identifiziert worden, was zur Folge hat, dass, neben der geringen Intensität, diese Linie auch zudem schlecht aufgelöst ist. Insgesamt wird erwartet, dass insbesondere bei den H_γ - und H_δ -Linien größere Schwankungen der Intensität und somit auch Schwankungen bzw. Unsicherheiten in der bestimmten Anregungstemperatur auftreten.

4.3 Dispersionsrelation

Das aktuell auf den Austrittsspalt abgebildete Wellenlängenintervall hängt von der Position des Prismas im Strahlengang ab. Die Position des Prismas kann dabei über eine Spannung ausgelesen werden – hierdurch ist es zunächst notwendig, der messtechnisch erfassbaren Spannung die Wellenlänge zuzuordnen. Diese Kalibrierung kann dabei über die bekannten Wellenlängen der Balmerreihe durchgeführt werden (siehe Tabelle 3), als Daten wurde für die Kalibrierung ein Teilsatz der aufgenommenen Spektren für die Bestimmung der Anregungstemperaturen verwendet.

Um eine gute Kalibrierung zu erhalten erscheinen die Messungen bei hohen Drücken und Spannungen hierfür geeignet zu sein, da hier ein gutes Signal-zu-Hintergrundverhältnis vorliegt, die Störungen durch die Molekülbanden gering sind und die Balmerlinien eine gute Profilform aufweisen (siehe Abbildung 8). Für die Kalibrierung wurden die vier Spektren bei einem Druck von 500 Torr und einem Entladungsstrom von 4,2 A bzw. 4,8 A verwendet (bei jedem Parametersatz wurden jeweils

Tabelle 1: Fit-Modell zur Dispersionsrelation

Modell: $\lambda = A + BU + CU^2 + DU^3$		
A	(771,7 ± 1,1)	nm
B	(-92,7 ± 1,1)	nm/V
C	(8,86 ± 0,24)	nm/V ²
D	(-0,344 ± 0,016)	nm/V ³
red. χ^2	0,19	

zwei Spektren aufgenommen). Bei allen Spektren wurden die Lage (Mittelposition) der vier Balmerlinien über Peakfits ermittelt. Anschließend wurde die Wellenlänge der Balmerlinie über die Mittelposition aufgetragen und mit einem Polynommodell angefitet (siehe Abbildung 6 und Tabelle 1).

Dabei zeigt sich (siehe Abbildung 6), dass die Abweichungen der Mittelpositionen der Linien zwischen den einzelnen Spektren nur sehr gering ist. Als Fitmodell wurde ein Polynom dritten Grades gewählt, da dies das Verhalten der Messpunkte wesentlich besser beschreibt als ein Polynom zweiten Grades – der Verlauf der Fitkurve zeigt im berücksichtigten und messtechnisch sinnvollen Bereich jedoch nicht den typischen Verlauf eines Polynoms dritten Grades, der kubische Anteil des Fitmodells stellt hier nur eine Korrektur des quadratischen Teils dar.

4.4 Aufnahme der Spektren

Bei einem konstanten Druck in der Entladungskammer von 260 Torr sowie 500 Torr wurden jeweils bei Entladungsströmen im Bereich von 1 A bis 4,8 A zwei Spektren aufgenommen. Hierbei wurde als Schrittweite 0,8 A für die Änderung der Entladungsströme gewählt. In den Abbildungen 7 und 8 sind die Spektren wiedergegeben, wobei je Entladungsstrom jeweils nur das erste aufgenommene Spektrum gezeigt wird. Bei einem konstantem Entladungs-

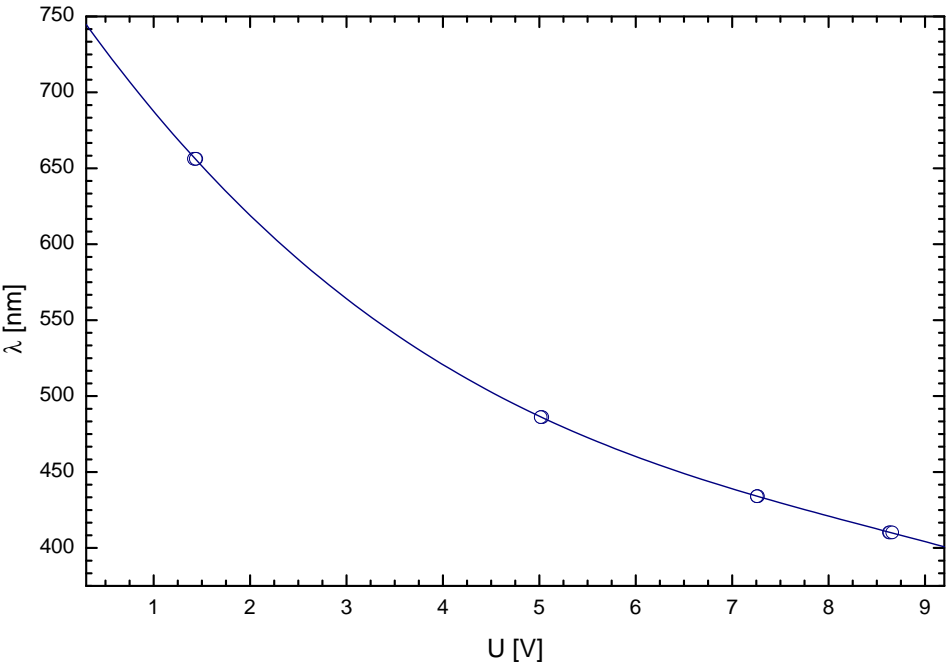


Abbildung 6: Dispersionsrelation

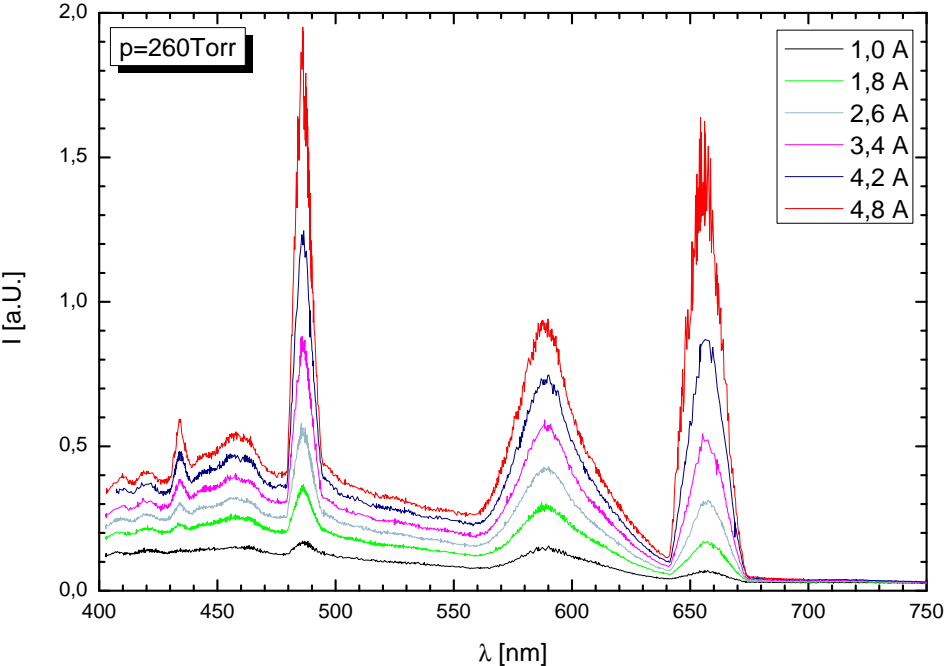


Abbildung 7: Spektren bei 260 Torr

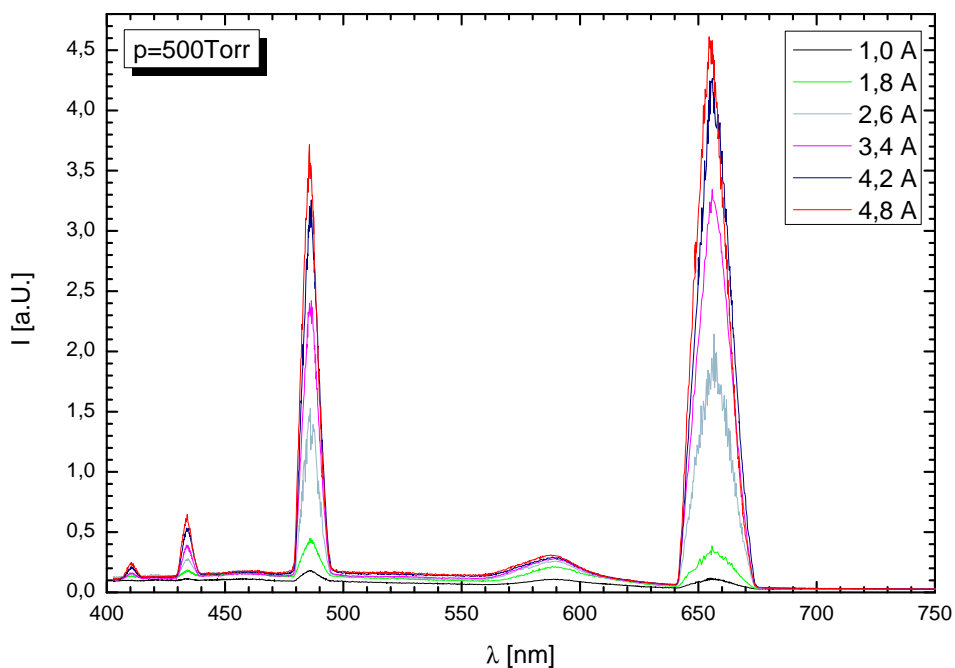


Abbildung 8: Spektren bei 500 Torr

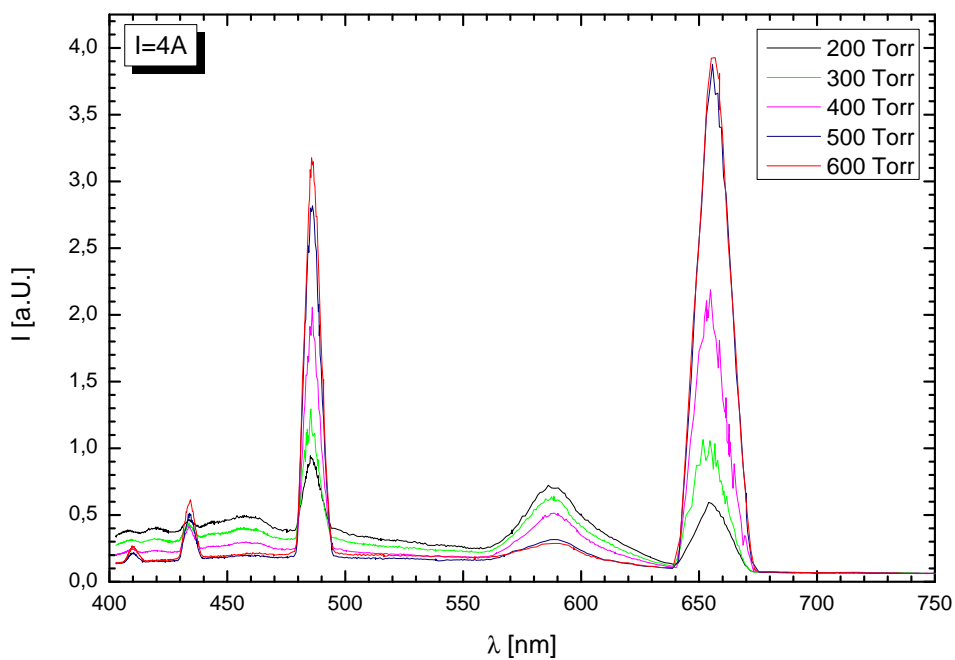


Abbildung 9: Spektren bei 4 A

strom von 4 A wurden dann im Druckbereich von 200 Torr bis 600 Torr und einer Schrittweite von 50 Torr ebenfalls zwei Spektren je Parametersatz aufgenommen. In Abbildung 9 sind dann die bei konstantem Entladungsstrom und variablen Druck aufgenommen Spektren wiedergegeben, wobei wiederum nur eines der beiden Spektren je Parametersatz gezeigt wird – der Übersicht halber wird hier auch nur jeder zweite Parametersatz gezeigt.

Wie bereits in den Anmerkungen zu Abschnitt 4.2.1 aufgeführt zeigt sich insbesondere bei kleinen Drücken und kleinen Entladungsströmen ein schlechtes Signal-zu-Hintergrundverhältnis. Dabei erschwert insbesondere die variable Basislinie und Überlagerungen mit den Molekülbanden vom Wasserstoff die Bestimmung der Intensität der Balmerlinien. Phänomenologisch ist zu beobachten, dass bei steigendem Entladungsstrom oder bei steigendem Druck das Signal-zu-Hintergrundverhältnis besser wird. Zwar ist bei einem Druck von 260 Torr die Molekülbande bei ~ 590 nm auch bei hohen Strömen deutlich zu erkennen, ihr Verhältnis zu der H_α - und H_β -Linie sinkt jedoch (siehe Abbildung 7). Bei diesem Druck ist jedoch die Bestimmung der Intensitäten von H_γ und insbesondere H_δ durch den Hintergrund sehr erschwert bis hin zu nicht durchführbar. Während bei den H_α - und H_β -Linien davon auszugehen ist, dass die Sicherheit, mit der die Intensität bestimmt werden kann, bei steigendem Strom aufgrund des wesentlich besseren S/BG-Verhältnis stark ansteigt, ist der Fehler bei der Intensitätsbestimmung der H_δ -Linie beträchtlich und liegt abgeschätzt im Bereich von (50 – 100) %. Für die H_δ -Linie konnte in dieser Messreihe bei einem Entladungsstrom von 1 A keine Intensität bestimmt werden und bei Entladungsströmen von 1,8 A und 4,2 A nur in einem der zwei aufgenommen Spektren. Ebenfalls konnten für die H_γ -Linie bei einem Entladungsstrom von 1 A keine Intensitäten bestimmt werden.

Bei einem konstanten Druck von 500 Torr zeigt sich, dass die Intensitäten wesentlich höher sind und die Molekülbanden zurückdrängen. Obwohl auch hier die Linienintensität für die H_δ -Linie sehr gering waren, ist hier die Profilform der Linie wesentlich besser zu erkennen und somit auch die Intensität (siehe auch Abbildung 8). In dieser Messreihe konnte zu allen Parametersätzen die Intensitäten aller Balmerlinien bestimmt werden, wobei anzumerken ist, dass das S/BG-Verhältnis insbesondere für die H_δ -Linie sehr schlecht war und hier größere Fehler bei der Intensitätsbestimmung zu erwarten sind.

Die Messung bei variablen Druck und konstantem Strom zeigt deutlich, dass der Hintergrund und der Anteil der Molekülbanden bei steigendem Druck abnimmt, insbesondere im kurzwelligen Bereich. Bei dieser Messreihe konnte bei einem Druck von 200 Torr bei beiden Spektren die Intensität der H_δ -Linie nicht bestimmt werden. Auch hier zeigt sich, dass das S/BG-Verhältnis bei der H_γ und insbesondere bei H_δ schlecht ist, wobei sich dies für die H_γ -Linie bei steigendem Druck wesentlich stärker verbessert als für die H_δ -Linie.

4.4.1 Besonderheiten bei der Durchführung

Während der Durchführung einer Messreihe bei einem konstanten Druck von 600 Torr kam es anscheinend zu Instabilitäten innerhalb der Entladung. Bei der Aufnahme eines Spektrums erlosch plötzlich das Plasma und kurze Zeit später kam es zu Bogenentladungen zwischen den beiden Elektroden. Die hierdurch auftretenden hohen Spannungen führten dabei zu einer Zerstörung des Multimeters, da dies nur bis Spannungen von 1,8 kV ausgelegt war. Durch die Verzögerungen durch diesen Vorfall wurde diese Messreihe nicht weiterge-

führt und statt zwei Messreihen bei konstantem Strom nur noch eine durchgeführt.

Nach dieser Bogenentladung war auch bei der Messreihe bei einem konstanten Strom von 4 A immer wieder kleinere Bogenentladungen zu beobachten – insbesondere bei den ersten Messungen bei kleinen Drücken. Hierdurch könnte es zu zusätzlichen Fehlerquellen bei der Bestimmung der Intensitäten kommen bzw. das Hintergrundrauschen verstärken.

4.5 Kalibrierung des Photomultipliers

Der verwendete Photomultiplier zeigt eine wellenlängenabhängige Empfindlichkeit, wodurch eine Kalibrierung der Intensitäten notwendig ist. Hierfür wird eine Wolframbandlampe verwendet, die auf eine Temperatur von 1800 K kalibriert ist, wenn diese mit einem Gleichstrom von 10,5 A betrieben wird. Für die Kalibrierung wurde die Entladungskammer beiseite geschoben und die Glühwendel der Wolframbandlampe derart positioniert, dass diese sich an dem ursprünglichen Ort der Entladung befindet. Dabei war darauf zu achten, dass die Glühwendel in den Eingangsspalt abgebildet wird und der sonstige optische Aufbau nicht verändert wird. Nach der Positionierung wurde der Strom langsam auf 10,5 A eingeregelt und bei konstantem Strom die Wolframbandlampe etwa 5 min glühen gelassen, so dass konstante Bedingungen vorherrschen und die Glühwendel ein konstantes Spektrum von 1800 K emittiert. Unter diesen Bedingungen wurden zwei Spektren aufgenommen, die in Abbildung 10 dargestellt sind.

Deutlich ist an den Spektren (Abbildung 10) zu erkennen, dass das gemessene Spektrum nicht mit demjenigen eines schwarzen Planck'schen Strahlers übereinstimmt und eine Korrektur aufgrund der Empfindlichkeit des Photomultipliers notwendig ist.

Tabelle 2: Messwerte und berechnete Werte zur Empfindlichkeit des Photomultipliers

	I_{theo} [a. U.]	I_{mess}^{avg} [a. U.]	E [a. U.]
H_{α}	16,76	0,0900	5,37
H_{β}	1,06	0,0841	79,5
H_{γ}	0,259	0,0741	286
H_{δ}	0,118	0,0729	619

Zur Bestimmung der Empfindlichkeit $E(\lambda)$ wurde dann in einem schmalen Wellenlängenbereich um die Wellenlängen der Balmerlinien (siehe Tabelle 3) die mittlere Intensität im Wolframbandlampenspektrum bestimmt und die so erhaltenen Intensitäten aus beiden Spektren gemittelt (siehe Tabelle 2). Aus Gleichung (2.4) lässt sich die Intensität eines schwarzen Strahlers bei einer Temperatur von 1800 K bestimmen, wobei die konkreten Vorfaktoren hier nicht relevant sind, da für die Bestimmung der Anregungstemperaturen nur die Intensitätsverhältnisse benötigt werden und sich diese somit nachher gegenseitig herauskürzen. In Tabelle 2 sind die nach Gleichung (2.4) berechneten Intensitäten I_{theo} in willkürlichen Einheiten aufgeführt, wobei für das Wellenlängenintervall $d\lambda$ in Gleichung (2.4) ein Intervall von 1 nm verwendet wurde. Die Empfindlichkeit des Photomultipliers lässt sich dann bestimmen über

$$E(\lambda) = \frac{I_{mess}}{I_{theo}} \quad (4.1)$$

und ist ebenfalls in Tabelle 2 aufgeführt.

4.6 Bestimmung der Anregungstemperaturen

Die Anregungstemperatur zu einem festen Parametersatz aus Druck und Entladungsstrom lässt sich mittels Gleichung (2.9) bestimmen. Die hierfür benötigten konstanten Werte zu den vier Balmerlinien sind in Tabelle 3 aufgeführt, wobei die Einstein'schen Übergangsko-

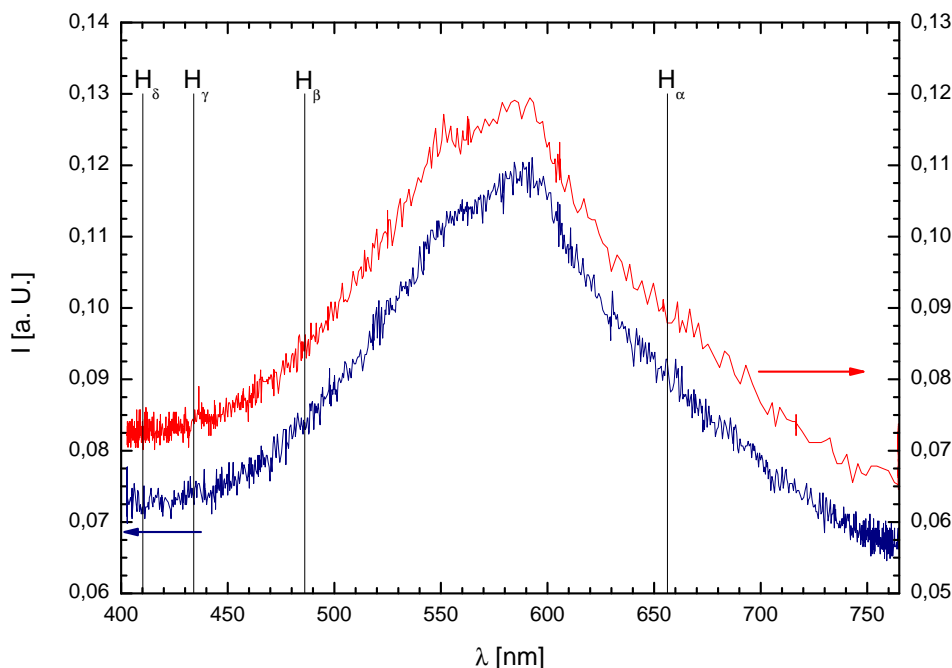


Abbildung 10: Spektrum der Wolframbandlampe

Die beiden Spektren sind zur besseren Darstellung leicht vertikal verschoben, die Intensität des ersten Spektrums (blau) ist auf linken Skala, die Intensität des zweiten Spektrums (rot) auf der rechten Skala aufgetragen.

effizienten aus Wiese und Fuhr (2009) entnommen wurden und das statistische Gewicht g_i für die Besetzungszahlen der Dublettzustände im Wasserstoffatom gegeben ist über

$$g_n = \sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = 2n^2. \quad (4.2)$$

Fasst man die konstanten Teile in Gleichung (2.9) zusammen, verwendet Wellenlängen statt Frequenzen und berücksichtigt die

wellenlängenabhängige Empfindlichkeit $E(\lambda)$ des Photomultipliers, so erhält man für die Anregungstemperatur die Beziehung

$$T_{ik} = \frac{\mathcal{F}_{ik}}{\ln \left[\mathcal{G}_{ik} \frac{I_i E_i}{I_k E_k} \right]} \quad (4.3)$$

mit

$$\mathcal{F}_{ik} = \frac{E_i - E_k}{k_B} \quad \text{und} \quad \mathcal{G}_{ik} = \frac{A_k g_k \lambda_i}{A_i g_i \lambda_k}. \quad (4.4)$$

Tabelle 3: Übersicht der benötigten Werte zu den vier Balmerlinien

	λ [nm]	A_{2i} [10^8 s^{-1}]	g_i	E_i [eV]
H_α	656,28	$4,4101 \cdot 10^{-1}$	18	-1,5111
H_β	486,13	$8,4193 \cdot 10^{-2}$	32	-0,8500
H_γ	434,05	$2,5304 \cdot 10^{-2}$	50	-0,5440
H_δ	410,17	$9,7320 \cdot 10^{-3}$	72	-0,3778

Die A_{2i} -Werte sind aus Wiese und Fuhr (2009) entnommen.

Die derart berechneten Vorfaktoren sind in Tabelle 4 zusammengefasst.

Tabelle 4: Vorfaktoren für Gleichung (4.3)

ik	\mathcal{F}_{ik} [K]	\mathcal{G}_{ik}
$\alpha\beta$	7671	0,4582
$\beta\gamma$	3551	0,5260
$\gamma\delta$	1929	0,5861

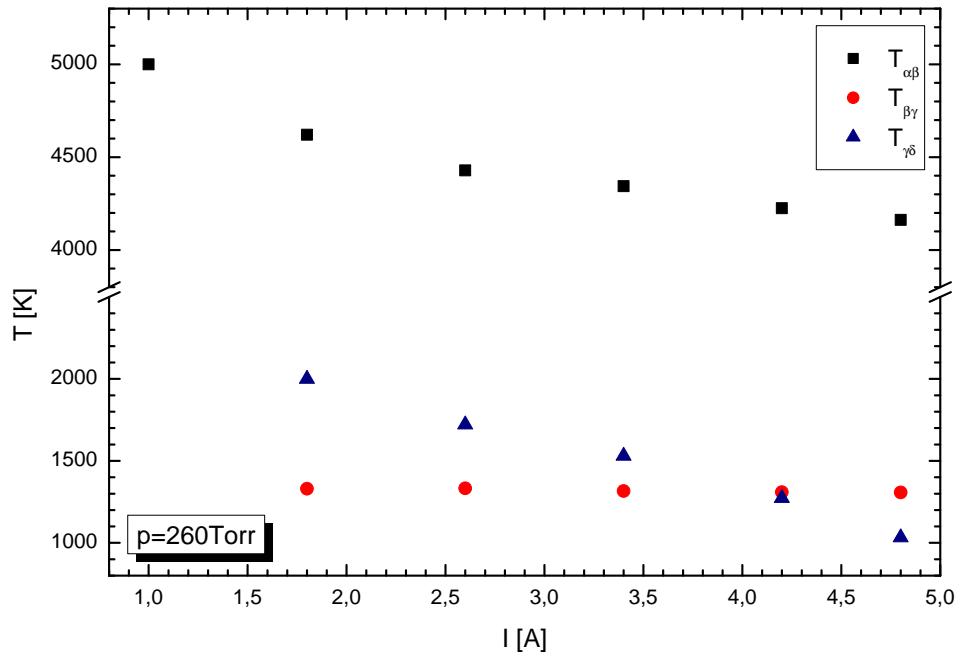


Abbildung 11: Anregungstemperaturen bei $p = 260$ Torr

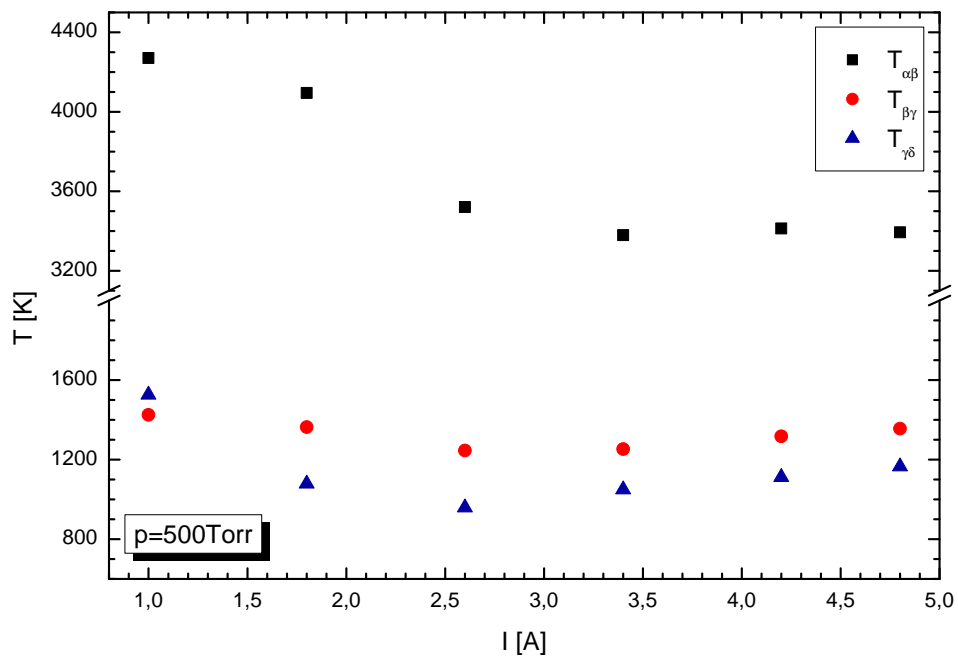


Abbildung 12: Anregungstemperaturen bei $p = 500$ Torr

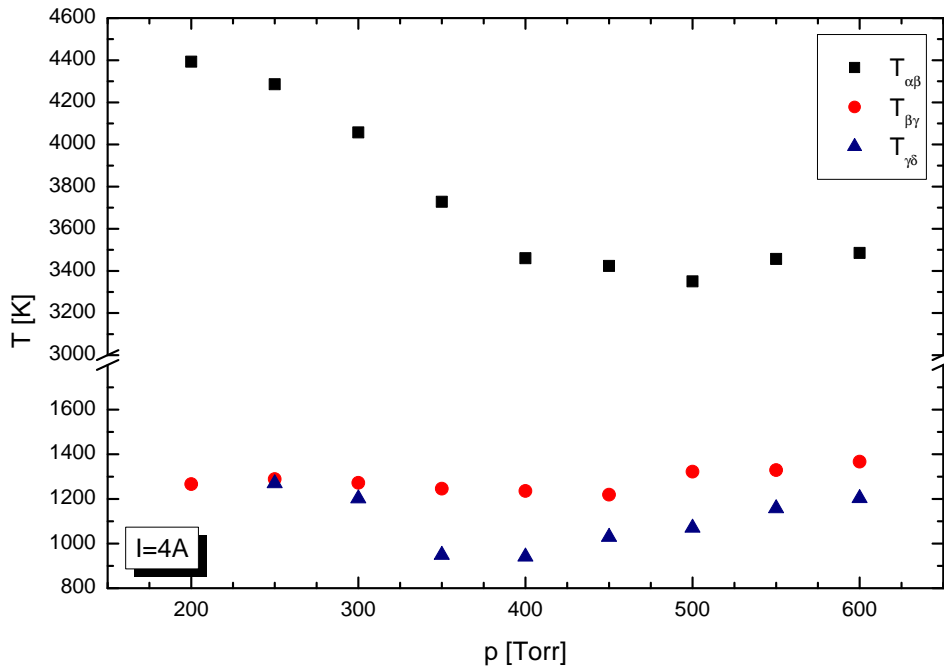


Abbildung 13: Anregungstemperaturen bei $I = 4 \text{ A}$

Mittels Gleichung (4.3) und den aus den Spektren bestimmten Intensitäten (vgl. Abschnitt 4.4) konnten dann die Anregungstemperaturen in Abhängigkeit der statischen und variablen Parameter bestimmt werden und sind in den Abbildungen 11–13 dargestellt. Da für jeden Parametersatz zwei Spektren aufgenommen wurde, wurde die Anregungstemperatur jeweils als arithmetisches Mittel der Anregungstemperatur beider Spektren bestimmt, falls für die betreffenden Linien jeweils in beiden Spektren die Intensitäten bestimmt werden konnten – andernfalls wurde der erhaltene Wert aus einem Spektrum verwendet (vgl. die Anmerkungen hierzu in Abschnitt 4.4). Es zeigt sich aber, dass die Abweichungen der Anregungstemperaturen selben Parametersatzes und Linie relativ gering sind, was gerade für die H_γ und H_δ -Linie aufgrund des schlechten S/BG-Verhältnisses nicht zu erwarten war – mit wenigen Ausnahmen sind Abweichungen $\lesssim 2\%$ aufgetreten, die maximale Abweichung betrug $\approx 9\%$.

4.6.1 Diskussion des Verlaufes der Anregungstemperaturen

Bei einem Druck von 260 Torr zeigt der Verlauf von $T_{\alpha\beta}$ und $T_{\gamma\delta}$ ein mit dem Entladungsstrom abfallendes Verhalten, während $T_{\beta\gamma}$ einen konstanten Wert annimmt (siehe Abbildung 11). Während der $T_{\alpha\beta}$ -Verlauf annähernd dem in Edels und Gambling (1959) berichteten entspricht, sind die Verläufe von $T_{\beta\gamma}$ unterschiedlich. Dabei liegt die Anregungstemperatur $T_{\alpha\beta}$ wesentlich höher als diejenigen von $T_{\beta\gamma}$ und $T_{\gamma\delta}$. Ungewöhnlich erscheint dabei, dass die Anregungstemperatur von $T_{\gamma\delta}$ über einen weiten Verlauf überhalb derjenigen von $T_{\beta\gamma}$ liegt, was bei den weiteren Messungen (siehe unten) in dieser Form nicht zu beobachten war. Hier könnte der große Fehler bei der Bestimmung der Intensitäten der H_δ -Linie zu diesem Verhalten führen.

Dahingegen zeigen die Messungen bei einem konstanten Druck von 500 Torr tendenziell ein ähnliches Verhalten wie in Edels und Gamb-

ling (1959) berichtet (siehe Abbildung 12). Zunächst sinkt mit steigendem Entladungsstrom die Anregungstemperatur um nach einem Minimum wieder anzusteigen – dieses Minimum liegt für alle drei Anregungstemperaturen im Bereich von (2,5...3,5) A. Die Änderungen der Anregungstemperatur in Abhängigkeit vom Entladungsstrom ist, wie auch schon bei 260 Torr, für $T_{\alpha\beta}$ wesentlich größer als diejenige für $T_{\beta\gamma}$ und $T_{\gamma\delta}$.

Der Verlauf der Anregungstemperatur in Abhängigkeit vom Druck, siehe Abbildung 13, zeigt bei einem Entladungsstrom von 4 A für $T_{\gamma\delta}$ ein ausgeprägtes Minimum bei ~ 375 Torr, während für $T_{\alpha\beta}$ und $T_{\beta\gamma}$ das Minimum der Anregungstemperatur bei höheren Drücken auftritt. Hierbei ist anzumerken, dass wie bereits bei konstantem Druck die Änderungen bei $T_{\beta\gamma}$ sehr gering sind. Für $T_{\alpha\beta}$ sinkt bei steigendem Druck die Anregungstemperatur stark von ~ 4400 K bei 200 Torr auf ~ 3400 K bei 500 Torr, um dann wieder leicht anzusteigen.

5 Fazit

Der Versuch zeigte anschaulich, wie sich eine Glimmentladung bei Veränderung der variablen Parameter verändert und hierbei unterschiedliche Stadien durchläuft. Bei der Aufnahme der U-I-Charakteristik konnten dabei die Veränderungen in der optischen Erscheinung der Entladung direkt beobachtet und beschrieben werden, wobei die aufgenommene U-I-Charakteristik auch dem theoretisch erwarteten Verlauf entspricht. Desweiteren war es über die Bestimmung der Anregungstemperaturen möglich, Unterschiede der Entladungen bei veränderlichen Parametern zu beobachten und die Anregungstemperatur von höheren Anregungszuständen als Charakteristikum von Entladungszuständen zu identifizieren – vorausgesetzt, es liegt ein PLTE vor.

Wie bei allen optischen Versuchen ist eine gute optische Justage wesentlich für die Ergebnisse, die bei solchen Messungen erzielt werden können. Gute Signalformen und S/BG-Verhältnisse sind nur bei entsprechender Justage des Aufbaus möglich und der Zeitbedarf für die optische Justage im Verhältnis zur eigentlichen Messzeit kann groß sein. Mehrere Fehler bei der Justage und Einstellung der förderlichen Spaltbreite führten hier zu einem nicht-optimalen Aufbau, wobei insbesondere die geringen Signalintensitäten der γ - und δ -Balmerlinien zu größeren Fehlern bei der Intensitätsbestimmung und somit der Anregungstemperaturen führten.

Anhang

Messwerte zur U-I-Charakteristik

Tabelle 5: Messwerte zur U-I-Charakteristik

<i>i</i>	<i>U</i> [V]	<i>I</i> [A]	<i>i</i>	<i>U</i> [V]	<i>I</i> [A]	<i>i</i>	<i>U</i> [V]	<i>I</i> [A]	<i>i</i>	<i>U</i> [V]	<i>I</i> [A]
1	620	3,3	8	570	4,2	14	660	2,6	20	695	1,4
2	600	3,6	9	590	3,8	15	665	2,4	21	700	1,2
3	590	4,0	10	610	3,4	16	675	2,2	22	700	1,0
4	580	4,4	11	620	3,2	17	680	2,0	23	700	0,8
5	560	4,8	12	640	3,0	18	685	1,8	24	710	0,6
6	560	5,0	13	650	2,8	19	690	1,6	25	720	0,4
7	565	4,6									

Auswertungstabellen

In den nachfolgenden drei Tabellen sind die aus den Spektren ermittelten Intensitäten in Abhängigkeit des variablen Parameters und die hieraus ermittelten Anregungstemperaturen aufgeführt. Die aufgeführten Intensitäten sind dabei bereits um die Empfindlichkeit des Photomultipliers korrigiert.

Tabelle 6: Intensitäten und Anregungstemperaturen bei einem Druck von $p = 500$ Torr.

$p = 500$ Torr							
<i>I</i> [A]	$I_{H_{\alpha}}^{korr}$ [a. U.]	$I_{H_{\beta}}^{korr}$ [a. U.]	$I_{H_{\gamma}}^{korr}$ [a. U.]	$I_{H_{\delta}}^{korr}$ [a. U.]	$T_{\alpha\beta}$ [K]	$T_{\beta\gamma}$ [K]	$T_{\gamma\delta}$ [K]
1,0	0,014327	0,001096	0,0000482	0,0000077	4281	1431	1489
1,0	0,014326	0,001087	0,0000469	0,0000080	4261	1420	1563
1,8	0,053096	0,003648	0,0001471	0,0000159	4038	1382	1143
1,8	0,052768	0,003821	0,0001433	0,0000125	4152	1345	1014
2,6	0,343362	0,015579	0,0004531	0,0000347	3313	1227	948
2,6	0,242718	0,014249	0,0004522	0,0000362	3728	1265	970
3,4	0,597744	0,027797	0,0008891	0,0000805	3349	1268	1032
3,4	0,574730	0,027846	0,0008303	0,0000798	3410	1237	1067
4,2	0,776377	0,037834	0,0013541	0,0001413	3419	1321	1118
4,2	0,778101	0,037632	0,0013243	0,0001354	3407	1313	1105
4,8	0,841311	0,041737	0,0016773	0,0001874	3446	1381	1164
4,8	0,919150	0,042550	0,0015542	0,0001741	3342	1331	1166

Tabelle 7: Intensitäten und Anregungstemperaturen bei einem Druck von $p = 260$ Torr.

$p = 260$ Torr							
I [A]	$I_{H_\alpha}^{korr}$ [a. U.]	$I_{H_\beta}^{korr}$ [a. U.]	$I_{H_\gamma}^{korr}$ [a. U.]	$I_{H_\delta}^{korr}$ [a. U.]	$T_{\alpha\beta}$ [K]	$T_{\beta\gamma}$ [K]	$T_{\gamma\delta}$ [K]
1,0	0,005599	0,000543	—	—	4934	—	—
1,0	0,005501	0,000556	—	—	5066	—	—
1,8	0,022375	0,002020	0,0000727	—	4716	1324	—
1,8	0,022336	0,001883	0,0000694	0,0000155	4526	1336	2000
2,6	0,047322	0,003837	0,0001451	0,0000277	4424	1349	1718
2,6	0,046336	0,003771	0,0001337	0,0000256	4433	1317	1724
3,4	0,085208	0,006760	0,0002476	0,0000381	4369	1333	1443
3,4	0,082116	0,006383	0,0002185	0,0000388	4318	1300	1617
4,2	0,147366	0,011010	0,0003947	—	4224	1322	—
4,2	0,146001	0,010916	0,0003715	0,0000478	4226	1297	1273
4,8	0,243445	0,018113	0,0006535	0,0000498	4214	1325	946
4,8	0,236066	0,016771	0,0005625	0,0000587	4110	1290	1118

Tabelle 8: Intensitäten und Anregungstemperaturen bei einem Strom von $p = 4$ A.

$I = 4$ A							
p [Torr]	$I_{H_\alpha}^{korr}$ [a. U.]	$I_{H_\beta}^{korr}$ [a. U.]	$I_{H_\gamma}^{korr}$ [a. U.]	$I_{H_\delta}^{korr}$ [a. U.]	$T_{\alpha\beta}$ [K]	$T_{\beta\gamma}$ [K]	$T_{\gamma\delta}$ [K]
200	0,089188	0,006988	0,0002258	—	4338	1273	—
200	0,091568	0,007497	0,0002354	—	4448	1260	—
250	0,106940	0,008497	0,0002727	0,0000335	4373	1270	1235
250	0,113740	0,008405	0,0002928	0,0000391	4199	1308	1303
300	0,173210	0,011801	0,0003773	0,0000429	4020	1268	1177
300	0,171308	0,012084	0,0003929	0,0000478	4094	1276	1226
350	0,331048	0,019101	0,0005856	0,0000473	3697	1249	974
350	0,330331	0,019717	0,0005949	0,0000431	3759	1242	923
400	0,390004	0,021375	0,0006174	0,0000471	3608	1224	946
400	0,550604	0,024982	0,0007624	0,0000569	3313	1247	936
450	0,650159	0,032904	0,0009097	0,0000756	3477	1205	988
450	0,689001	0,032502	0,0009585	0,0000928	3370	1232	1071
500	0,698807	0,032757	0,0011992	0,0001147	3360	1332	1064
500	0,686720	0,031756	0,0011142	0,0001089	3340	1312	1077
550	0,720274	0,037340	0,0013712	0,0001499	3516	1334	1149
550	0,735457	0,035343	0,0012729	0,0001426	3397	1324	1166
600	0,733405	0,036477	0,0013532	0,0001585	3450	1339	1198
600	0,713513	0,037088	0,0015291	0,0001813	3520	1395	1207

Tabellen der mittleren Anregungstemperaturen

In den nachfolgenden Tabellen sind die arithmetisch gemittelten Anregungstemperaturen in Abhängigkeit des variablen Parameters aufgeführt. Diese gemittelten Anregungstemperaturen wurden dann für die graphische Darstellung in den Abbildungen 11–13 verwendet.

Tabelle 9: Mittlere Anregungstemperaturen bei konstanten Drücken

$p = 500 \text{ Torr}$				$p = 260 \text{ Torr}$			
$I [\text{A}]$	$T_{\alpha\beta} [\text{K}]$	$T_{\beta\gamma} [\text{K}]$	$T_{\gamma\delta} [\text{K}]$	$I [\text{A}]$	$T_{\alpha\beta} [\text{K}]$	$T_{\beta\gamma} [\text{K}]$	$T_{\gamma\delta} [\text{K}]$
1,0	4271	1425	1526	1,0	5000	—	—
1,8	4095	1364	1078	1,8	4621	1330	2000
2,6	3521	1246	959	2,6	4428	1333	1721
3,4	3379	1253	1050	3,4	4344	1316	1530
4,2	3413	1317	1111	4,2	4225	1309	1273
4,8	3394	1356	1165	4,8	4162	1308	1032

Tabelle 10: Mittlere Anregungstemperaturen bei konstantem Entladungsstrom

$I = 4 \text{ A}$			
$p [\text{Torr}]$	$T_{\alpha\beta} [\text{K}]$	$T_{\beta\gamma} [\text{K}]$	$T_{\gamma\delta} [\text{K}]$
200	4393	1266	—
250	4286	1289	1269
300	4057	1272	1202
350	3728	1246	948
400	3460	1235	941
450	3424	1219	1029
500	3350	1322	1070
550	3457	1329	1157
600	3485	1367	1203

Literatur

- Gerhard Bachmann. Über Temperatur und Dichte in chromosphärischen Fackeln, ermittelt aus Profilen starker Fraunhoferlinien. *Astronomische Nachrichten*, 291(4-5):131–153, 1968. DOI: 10.1002/asna.19682910403.
- Ludwig Bergmann, Clemens Schäfer, und Karl Kleinmanns. *Gase, Nanosysteme, Flüssigkeiten*, Volume 5 von *Lehrbuch der Experimentalphysik*. de Gruyter, Berlin, 2. Auflage, 2006. ISBN 978-3-11-017484-7.
- H. Edels und W. A. Gambling. Excitation temperature measurements in glow and arc discharges in hydrogen. *Proceedings of the Royal Society A*, 249:225–236, 1959. DOI: doi:10.1098/rspa.1959.0018.
- Kazuo Koike, Norifumi Ono, Yoshito Watanabe, und Kazuhiro Musha. Measurement on the excitation temperature of argon plasma jet under strong magnetic field. *Vacuum*, 73(3–4):353–358, 2004. DOI: 10.1016/j.vacuum.2003.12.055.
- Johannes Richter. Über Temperaturmessungen an thermischen Plasmen bekannter Zusammensetzung. *Zeitschrift für Astrophysik*, 61:57–66, 1965.
- Volker Schulz-von der Gathen. Plasmadiagnostik. Vorlesungsskript, Institut für Experimentalphysik II, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruhr-Universität Bochum, 2009. Version: 08.01.2009.
- Marco Seelig. *Untersuchungen zum Einsatz des kapazitiv gekoppelten Mikrowellenplasmas zur „on-line“ Bestimmung von Schwermetallen in Luftströmen mit der optischen Emissionsspektrometrie*. Dissertation, Universität Dortmund, Fachbereich Chemie, 2000.
- Ursula Telgheder. *Entwicklung, Anwendungen und Grenzen atomspektrometrischer Verfahren zur Spurenelementbestimmung in reaktiven Prozessgasen*. Habilitationsschrift, Universität Duisburg-Essen, Fachbereich Chemie, 2005.
- Paul ten Bruggencate. Die Temperatur von Protuberanzen. *Veröffentlichungen der Universitäts-Sternwarte zu Göttingen*, 6:65–84, 1953.
- Achim von Keudell. Einführung in die Plasmaphysik. Vorlesungsskript, AG Reaktive Plasmen, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruhr-Universität Bochum, 2008. Version: 02.06.2008.
- W. L. Wiese und J. R. Fuhr. Accurate Atomic Transition Probabilities for Hydrogen, Helium, and Lithium. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 38:565–719, 2009. DOI: 10.1063/1.3077727.

Liste der Versionen

Version	Datum	Bearbeiter	Bemerkung
0.9	20.01.2010	Krä	Versuchsdurchführung
1.0	16.02.2010	Krä	Versuchsauswertung
1.1	07.03.2010	Krä	Korrekturen