

DIPLOMARBEIT

BESCHREIBUNG UND DISKUSSION VON VORLESUNGSVERSUCHEN AUF DEM GEBIET: ATOMPHYSIK

ausgeführt am Institut für
Festkörperphysik
der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von
a.o.Univ.Prof.i.R. Dipl.-Ing. Dr.techn. E. Gratz

durch
Helmut Zedlacher
Altomontegasse 48
1120 Wien

Wien, 15. März 2005

Vorwort

Mit der Fertigstellung dieser Diplomarbeit und der anschließenden Diplomprüfung geht nun also auch dieser Lebensabschnitt für mich zu Ende und ein neuer beginnt. Es war eine sehr lehrreiche (und lernreiche) Zeit in vieler Hinsicht, und es gibt wahrscheinlich hunderte Leute die mich in dieser Zeit begleitet haben. Hier möchte ich aber nur diejenigen erwähnen, die sozusagen direkt, wenn auch nicht ausschließlich, an diesem Teil meines Lebens beteiligt waren.

Ganz herzlich möchte ich an dieser Stelle a.o.Univ.Prof.i.R. Dipl.-Ing. Dr.techn. E. Gratz und Herrn P. Staub für die fürsorgliche Hilfe bei der Abfassung dieser Diplomarbeit danken.

Meinen Eltern, Waltraud und Dr. Martin Zedlacher, bin ich von Herzen dankbar, nicht nur dafür, dass sie mir dieses Studium ermöglicht haben, sondern auch für den Menschen, den sie zu einem Großteil aus mir gemacht haben.

Auch mein lieber Kollege (inzwischen) Mag. Andreas Wippel sei an dieser Stelle erwähnt, mit dem ich mein Studium verbrachte und der mir in dieser Zeit sehr ans Herz gewachsen ist.

Zum Schluss möchte ich demjenigen danken, dem ich, so glaube ich, alles verdanke, der mich seit meiner Zeugung kennt und liebt, und mich von meinen Sünden durch seinen eigenen Tod erlöst hat, meinem Herrn und Gott Jesus Christus.

Und dem Rest der Welt ...

Helmut Zedlacher.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
Feldemissionsmikroskop	2
Elektronenstrahl – Ablenkröhre	8
Fadenstrahlrohr	14
Photoeffekt	22
Bestimmung des Planck'schen Wirkungsquantums	28
Elektronenbeugungsröhre	38
Emissionslinienspektren	47
Absorptionsbandenspektren	62
Franck – Hertz – Versuch	68
Fluoreszenz, Phosphoreszenz (ohne Experiment)	81
Abbildungsverzeichnis	85
Literatur- und Quellenverzeichnis	86

Einleitung

„Es ist wichtig festzuhalten, daß physikalische Theorien – trotz der engen Verbindung mit der beobachteten Wirklichkeit – nicht aus den experimentellen Erfahrungen deduziert werden können: Sie werden meist intuitiv ‘gesetzt’. Damit kann eine Theorie zwar mathematisch ‘exakt’ sein, in einem bestimmten Anwendungsbereich aber nur näherungsweise gültig sein. Auch ist keine Gewähr gegeben, daß die aus einer physikalischen Theorie abgeleiteten Folgerungen auch tatsächlich in der Natur verwirklicht sein müssen. Die Übereinstimmung mit der Wirklichkeit muß jeweils experimentell überprüft werden, und erst diese Überprüfung entscheidet über die Grenzen der Anwendbarkeit einer physikalischen Theorie.“

Soweit ein Zitat aus der Einleitung des Skriptums zur theoretischen Physik „Mechanik und Relativitätstheorie“ von Univ.Prof.i.R. Dipl.-Ing. Dr.techn. E. Balcar.

Diese Aussage zeigt, welche zentrale Rolle das Experiment in der Physik spielt. Ohne dieses würde die Physik ins Reich der Spekulation verdrängt werden, sie hätte keine Aussagekraft für unser reales Leben.

Deshalb erscheint es mir nicht nur das Natürlichste der Welt, sondern absolut notwendig und unerlässlich zu sein, in einer Grundlagenvorlesung zur Physik neben der Theorie auch dem Experiment genügend Raum zu geben. Abgesehen von dem didaktischen Wert, den eine derartige Visualisierung und Wiederholung des Lehrstoffes bringt, vermittelt es dem Studenten auch ein realeres Bild der Physik. Ein Bild, in dem das Experiment nicht nur eine Randerscheinung oder gar das Hobby von einigen wenigen ist, sondern eines der zentralen Werkzeuge des Physikers. Außerdem hilft eine derartige Praxis des Beweisens zumindest einiger Lehrinhalte, ein physikalisches Gedankengebäude, das nicht ausschließlich auf dem Glauben des Studenten beruht, zu vermitteln und zeigt wie „anfassbar“ die Physik ist. Vor dem Hintergrund dieses Arguments scheint es mir, als würden auch die in der Vorlesung missglückten Versuche, die einem Experimentator das Leben schwer machen, in ihrer Schlimme relativiert werden, und zusätzlich zu einem realen Bild der Physik beitragen.

Neben dem Willen Versuche in einer Vorlesung durchzuführen – und natürlich dem nötigen theoretischen Wissen – ist allerdings auch noch ein gewisses Maß an „handwerklichen Fähigkeiten“, bzw. das Wissen um Tücken und vorteilhafte Praktiken im Umgang mit dem jeweiligen Gerät notwendig, um Vorlesungsversuche in adäquater Weise präsentieren zu können.

An der Technischen Universität Wien ist seit 1971 das Institut für Festkörperphysik (vormals Institut für Experimentalphysik) mit der Verwaltung des Vorlesungsversuchsinventars für die Grundlagenvorlesungen in Physik betraut. Die Erfahrung mit den jeweiligen Geräten wurde in all den Jahren allerdings nur mündlich weitergegeben, und man sah die Notwendigkeit, auch eine schriftliche Dokumentation zu erarbeiten. Zu diesem Zweck hat man die vorhandenen Versuche in einzelne Teilgebiete der Physik unterteilt und deren Beschreibung und Diskussion als Diplomarbeitsthemen an Studenten vergeben. Die hier vorliegende Arbeit zum Bereich der „Atomphysik“ ist nun der letzte noch ausständige Teil dieser Diplomarbeitsserie.

Feldemissionsmikroskop

1. Ziel und Beschreibung des Versuchs

Ziel:

Durch Feldemission wird ein Abbild der unterschiedlichen Emissionsfähigkeit einer Wolframeinkristalloberfläche erzeugt. Weiters kann durch Aufdampfen einzelner Bariumatome auf die Kathode deren Wärmebewegung in 500.000facher Vergrößerung demonstriert werden.

Beschreibung:

Zwischen einer extrem feinen aus einem Wolframeinkristall bestehenden Spitze und einem ca. 5 cm entfernten kugelförmig gekrümmten Leuchtschirm wird eine Spannung von einigen kV angelegt. Es bildet sich ein radial nach außen gerichtetes elektrisches Feld rund um die Wolframspitze aus. Durch die Spitzenwirkung erreicht die Feldstärke im Bereich der Wolframspitze Größen die eine Feldemission bewirken. Die aus der Kristalloberfläche austretenden Elektronen fliegen entlang der Feldlinien radial nach außen und erzeugen am Leuchtschirm je nach Emissionsvermögen der Wolframeinkristalloberfläche, die sehr von der Orientierung des Kristalls abhängt, hellere bzw. dunklere Bereiche am Leuchtschirm. Werden einzelne Bariumatome auf die Spitze aufgedampft, können diese als helle Punkte auf dem Leuchtschirm beobachtet werden. Bei leicht geheizter Wolframspitze lässt sich die Temperaturbewegung der Bariumatome als eine Zitterbewegung dieser hellen Punkte beobachten.

2. Versuchsaufbau

Abbildung 1 zeigt den gesamten Versuchsaufbau mit den verschiedenen Strom- bzw. Spannungsversorgungs- und Messgeräten, Abbildung 2 den Schaltplan dieser Versuchsanordnung. Die Bezeichnungen der Geräte in Abbildung 2 stimmen mit jenen aus Abbildung 1 überein.

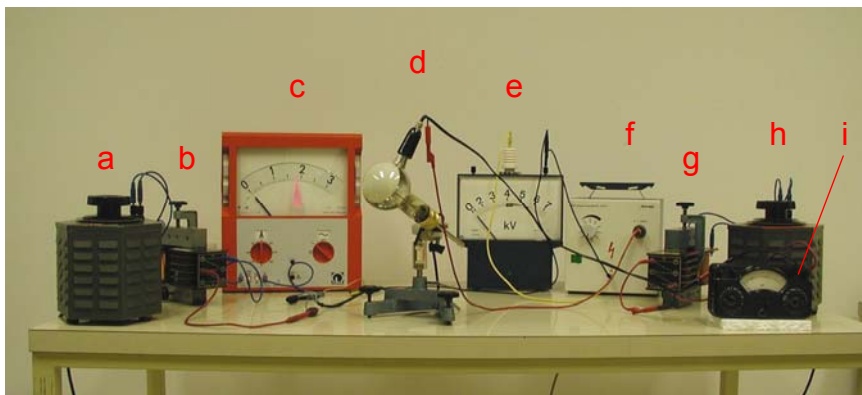


Abbildung 1: Ansicht des Versuchsaufbaus

(a)-(c) Stelltransformator, Transformator und Messgerät zur Regelung des Heizstroms für die Wolframkathode, (d) Feldemissionsmikroskop, (e)(f) Netz- und Messgerät für Anodenspannung, (g)-(i) Stelltransformator, Transformator und Messgerät zur Regelung des Heizstroms für die Bariumverdampfung

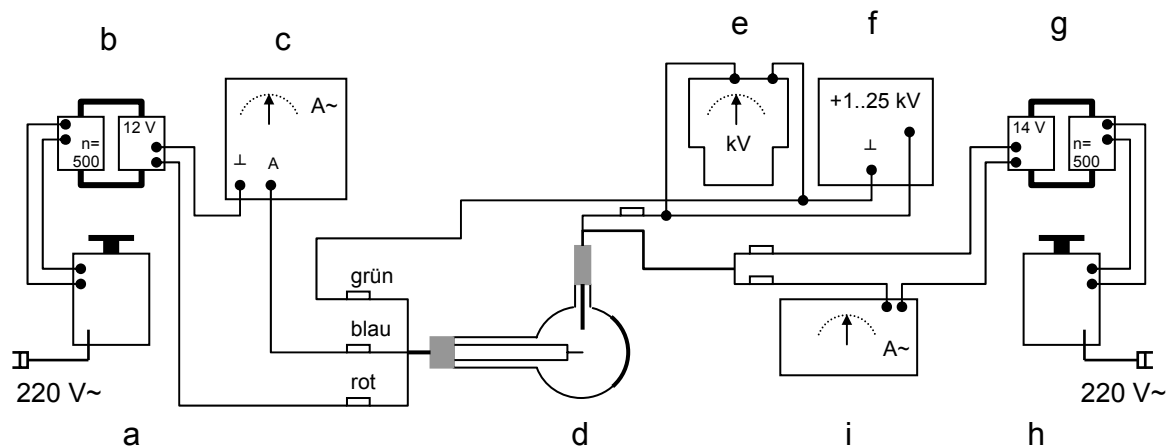


Abbildung 2: Schaltplan des Versuchsaufbaus (Gerätebezeichnungen stimmen mit jenen aus Abb. 1 überein)

3. Verwendete Geräte

3.1 Feldemissionsmikroskop (Firma Leybold, Kat.-Nr. 554 60)

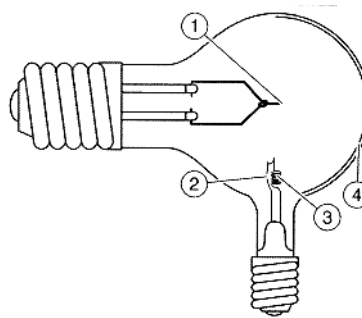


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Feldemissionsmikroskops (Quelle: Fa. Leybold¹)

(1) Wolframspitze, (2) Bariumvorrat, (3) Heizung für Bariumvorrat, (4) Leuchtschirm

Funktionsweise:

Das Feldemissionsmikroskop besteht aus einem hochevakuierten Glaskolben in dessen Zentrum eine Kathode mit einer Wolframeinkristallspitze angebracht ist (Abb. 3, ①). Die Spitze ist an ihrem Ende annähernd halbkugelförmig mit extrem kleinem Radius ($0,1 - 0,2 \mu\text{m}$). Derartig feine Spitzen werden mittels Ätzprozessen hergestellt und durch Glühen im Ultrahochvakuum verrundet. In Abbildung 4 ist ein vergrößertes Bild der Kathode mit Wolframeinkristallspitze (Pfeil) zu sehen.

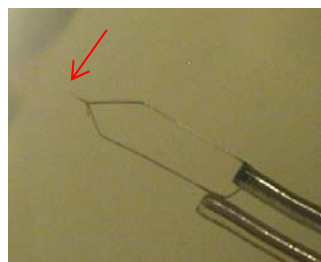


Abbildung 4: Kathode mit Wolframeinkristallspitze (roter Pfeil)

¹ siehe Abbildungsverzeichnis

Als Anode dient der an der Innenseite der Kolbenwand angebrachte Leuchtschirm (Abb. 3, ④). Die elektrische Verbindung zwischen Anode und kleinerem Glühlampensockel an dem die Anode von außen kontaktiert wird, ist über einen an der Innenwand aufgedampften Bariumfilm (der durch das während des Versuchs verdampfte Barium ständig erneuert wird) und über aus dem Schirm herausgeschlagene Sekundärelektronen gegeben. Für den Anschluss der verschiedenen Strom- bzw. Spannungsversorgungsgeräte sind zwei Glühlampensockel an dem Glaskolben angebracht. Im größeren Glühlampensockel befinden sich die Anschlüsse für die Kathode sowie für die Kathodenheizung und im kleineren diejenigen für die Anode und die Heizung für die Bariumverdampfung. Kontaktiert wurden alle Anschlüsse über zwei vorgefertigte Fassungen der Firma Leybold (Kat.-Nr. 452 18 und 505 68).

Wird nun zwischen Kathode und Anode eine Spannung angelegt so entsteht zwischen der Wolframspitze und dem Leuchtschirm ein von der Spitze weg radial nach außen gerichtetes elektrisches Feld aus. Da der Radius der Spitze extrem klein ist, wird durch die Spitzenwirkung die Feldstärke im Bereich der Spitze extrem hoch. Sie reichen aus, um Elektronen aus dem Kristallverband des Wolframeinkristalls zu lösen (Feldemission). Die heraus gelösten Elektronen werden entlang der Feldlinien zum Leuchtschirm hin beschleunigt. Da die Emissionsfähigkeit des Wolframkristalls stark von der Angriffsrichtung des elektrischen Feldes abhängt, erscheinen auf dem Leuchtschirm hellere (hohe Elektronenemission) und dunklere (niedrigere Elektronenemission) Bereiche. Die Vergrößerung der Abbildung der Emissionsbereiche der Wolframspitze ergibt sich aus der Tatsache, dass die emittierten Elektronen radial von der Spitze wegfliegen, und so immer mehr Abstand zueinander gewinnen bis sie schlussendlich am Leuchtschirm auftreffen. Das Vergrößerungsverhältnis ergibt sich auf Grund der geometrischen Situation zu

$$G = \frac{R}{r},$$

wobei R für den Radius des Glaskolbens und r für den Radius der Spitze steht. Mit einem Radius des Glaskolbens von $R = 5 \text{ cm}$ und einem Spitzenradius von $r = 0,1\text{-}0,2 \text{ }\mu\text{m}$ ergibt sich damit eine bis zu 500.000fache Vergrößerung! Das bedeutet ein Abstand von 1 mm auf dem Leuchtschirm entspricht einem Abstand von 2-4 nm!

Neben dem Abbild der Wolframspitze können auch einzelne Bariumatome (Kugeldurchmesser ca. 0,4 nm) sichtbar gemacht werden. Dazu muss Barium aus der Mulde (Abb. 3, ②) mittels der Bariumheizung (③) auf die Wolframkathode aufgedampft werden. Nach dem Aufdampfen kann man bei kalter Kathode die einzelnen Bariumatome auf dem Leuchtschirm als kleine Leuchtpunkte beobachten. Wird die Wolframkathode auch noch leicht geheizt, so lässt sich auch die Wärmebewegung der Bariumatome als ein Zitterbewegung auf dem Leuchtschirm beobachten.

WICHTIGE HINWEISE:

Generell ist zu beachten, dass bei diesem Experiment mit **HOCHSPANNUNG** hantiert wird!

Laut Anleitung der Firma Leybold müssen bei allen mit diesem Mikroskop durchgeführten Versuchen die Spannungen langsam von Null bis zu ihrem Soll- bzw. Maximalwert erhöht werden. Außerdem muss die Wolframspitze vor ihrem erstmaligen Gebrauch an einem Tag ausgeheizt werden (s. unten). Weiters muss die Kathode nach einem Versuch mit Bariumbedampfung (s. ebenfalls unten) oder bei abnormalen Leuchterscheinungen (etwa wenn sich das Leuchten auf einen kleinen, sehr hell leuchteten Fleck konzentriert, weil die

Kathode nicht lange oder stark genug ausgeheizt wurde), bzw. wann immer es nötig erscheint ausgeheizt werden.

Bei beschädigter Wolframspitze (kein gleichmäßiges Bild entsprechend Abb. 5-7, sondern scharf begrenzte Leuchtbereiche) besteht die Gefahr dass unter ungünstigen Bedingungen erhöhte Röntgenstrahlung auftritt. Die Anodenspannung darf dann nicht mehr über 5 kV betragen.

Ausheizen der Wolframkathode:

Vor dem Ausheizen ist sicherzustellen, dass keine Hochspannung an der Kathode anliegt. Gegebenfalls Restladung des Hochspannungsnetzgerätes beseitigen. Nun wird der Heizstrom langsam auf seinen Maximalwert von 1,8 A für ca. 1 min. erhöht. Sollten weiterhin etwaige Anzeichen für die Notwendigkeit des Ausheizens der Kathode auftreten ist der Vorgang zu wiederholen. Eventuell kann der Heizstrom auch längere Zeit (bis zu 5 min.) angelegt bleiben. Nach einer längeren Betriebspause des Mikroskops kann es notwendig sein, nach dem erstmaligen Ausheizen Barium zu verdampfen, um die Verbindung des Leuchtschirms mit dem Anodenanschluss sicherzustellen.

Aufdampfen von Barium:

Das Aufdampfen von Barium geschieht bei angelegter Hochspannung an der Anode und unter Beobachtung des Schirmbildes. Der Heizstrom für die Bariumverdampfung wird langsam von Null auf 7,5-8 A erhöht. Sobald man einzelne Bariumatome (kleine, hell leuchtende Punkte) am Leuchtschirm erkennen kann, wird der Heizstrom sofort ausgeschaltet. Der gesamte Aufdampfvorgang dauert nicht länger als 30 s.

Technische Daten:

Krümmungsradius an der Spitze der Wolframkathode:	0,1 - 0,2 μm
Kolbendurchmesser:	10 cm
Innendruck:	ca. 10^{-7} hPa
Anodenspannung:	4 - 8 kV
Anodenstrom:	ca. 10 μA
Strom zum Ausheizen der Wolframspitze:	1,6 - 1,8 A
Strom zum Heizen des Bariumvorrats:	7,5 - 8 A

3.2 Geräte für Heizstrom zum Ausheizen der Wolframkathode

Stelltransformator (Abb. 1, a)

Transformator bestehend aus zwei Spulen (Primärspule mit $n = 500$ Windungen, Sekundärspule mit mehreren Anschlüssen zur Abnahme verschiedener Spannungen), einem U-Kern mit Joch und einer dazugehörigen Spannvorrichtung (Abb. 1, b)

Messgerät: Leybold Demo Multimeter, Skala 0-3 A~ (Kat.-Nr. 531 900, Abb. 1, c)

3.3 Geräte für Heizstrom zum Erhitzen des Bariumvorrats

Stelltransformator (Abb. 1, h)

Transformator bestehend aus zwei Spulen (Primärspule $n=500$ Windungen, Sekundärspule mit mehreren Anschlüssen zur Abnahme verschiedener Spannungen), einem U-Kern mit Joch

und einer dazugehörigen Spannvorrichtung (Abb. 1, g)

Messgerät: Marke und Type unbekannt, Messbereichseinstellung: 6A~ (Abb. 1, i)

3.4 Geräte für Anodenhochspannung

Hochspannungsgerät der Firma PHYWE, +1-25 kV (Abb. 1, f)

Messgerät: Voltmeter der Firma PHYWE, Messbereich 0-7 kV (Abb. 1, e)

4. Durchführung

Das Messgerät für den Heizstrom des Bariumvorrats wurde wegen des hohen fließenden Stroms (bis 8 A) auf eine zusätzliche isolierende Unterlage (Styropor) gestellt.

Der Versuch wird im verdunkelten Raum durchgeführt.

Nach dem Anschließen und Einschalten aller Geräte gemäß Abschnitt 2 wird zunächst die Wolframkathode ausgeheizt. Anschließend kann nun die Anodenspannung langsam von Null an hochgedreht werden, bis ein ausreichend helles Bild am Leuchtschirm entsprechend Abbildung 5 erscheint.

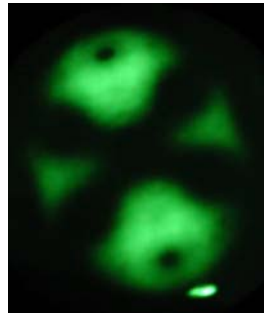


Abbildung 5: Leuchtschirmbild bei kalter Kathode

Eine bessere Auflösung im Leuchtschirmbild (s. Abb. 6) kann durch Erhöhung der Kathodentemperatur durch Heizen erreicht werden. Allerdings ist zu beachten, dass die Kathode nicht bis zur Rotglut erhitzt werden darf.

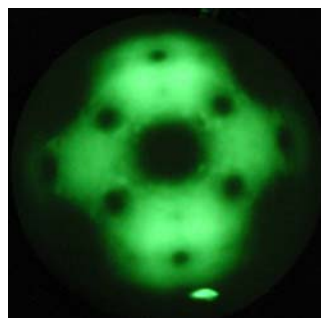


Abbildung 6: Leuchtschirmbild bei erhitzter Kathode

Zum Sichtbarmachen der thermischen Bewegung der Bariumatome auf der Kathodenoberfläche wird der Heizstrom der Kathode wieder ausgeschaltet. Nun wird Barium entsprechend der Anleitung in Abschnitt 3.1 auf die kalte Kathode aufgedampft. Es sind nun einzelne Bariumatome als helle Punkte auf dem schon bekannten Bild der Wolframspitze zu sehen (siehe Abb. 7).

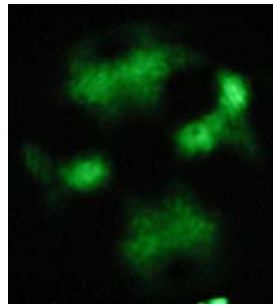


Abbildung 7: Einzelne Bariumatome sind als helle Punkte erkennbar

Wird die Kathode nun wieder beheizt (bis sie bei verdunkelter Umgebung höchstens schwach dunkelrot glüht), kann man ein Zunehmen der thermischen Bewegung der Bariumatome auf der Kathodenoberfläche beobachten.

Nach Beendigung des Versuchs sollte die Kathode ausgeheizt werden.

5. Interpretation

Was sagen die Abbildungen 5 und 6 über den Wolframeinkristall aus?

Der Wolframeinkristall, dessen Elementarzelle (kubisch-raumzentriert, Kantenlänge 0,316 nm) in Abbildung 8a dargestellt ist, ist auf Grund des Herstellungsprozesses so in der Kathodenspitze angeordnet, dass die Diagonale $[110]$ der Würfelgrundfläche parallel zur Längsrichtung der Kathodenspitze zum Zenith des Leuchtschirms zeigt. Aus der zu dieser Richtung normal stehenden Ebene (110) treten anscheinend wenige Elektronen aus, da der entsprechende Bereich am Leuchtschirm (der Zentralbereich) dunkel erscheint (s. Abb. 5 und besonders Abb. 6). Zur Ablösung von Elektronen aus der Kristalloberfläche in dieser Richtung ist eine etwas größere Austrittsarbeit notwendig, wogegen für Richtungen bzw. Ebenen die leicht dazu geneigt sind weniger Austrittsarbeit notwendig ist. Dadurch erscheinen die entsprechenden Bereiche am Leuchtschirm heller.

Auch den anderen dunklen Bereichen lassen sich eindeutige Kristallrichtungen bzw. Ebenen zuordnen wie in Abbildung 8b in einer Parallelprojektion dargestellt ist.

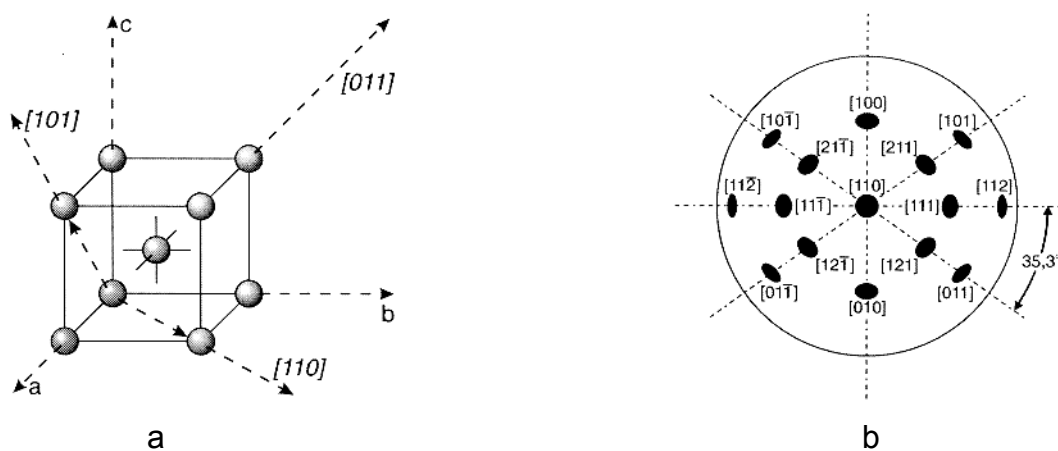


Abbildung 8: Zur Interpretation der am Leuchtschirm beobachteten Bilder (Quelle: Fa. Leybold¹)

(a) Elementarzelle des Wolframeinkristalls, (b) Zuordnung der dunklen Stellen des Leuchtschirmbildes zu den Kristallrichtungen (in Parallelprojektion)

¹ siehe Abbildungsverzeichnis

Elektronenstrahl – Ablenkröhre

1. Ziel und Beschreibung des Versuchs

Ziel:

Demonstration des Verhaltens von Elektronen im homogenen elektrischen Feld.

Beschreibung:

In einem evakuierten Glaskolben wird ein mittels einer Elektronenkanone erzeugter Elektronenstrahl durch das homogene Feld eines Kondensators geleitet und auf einem Fluoreszenzschirm sichtbar gemacht. Dabei kann eine Ablenkung des Strahls hin zur positiv geladenen Kondensatorplatte beobachtet werden.

2. Versuchsaufbau

Abbildung 1 zeigt den gesamten Versuchsaufbau mit den verschiedenen Strom- bzw. Spannungsversorgungs- und Messgeräten, Abbildung 2 den Schaltplan dieser Versuchsanordnung. Die Bezeichnungen der Geräte in Abbildung 2 stimmen mit jenen aus Abbildung 1 überein.

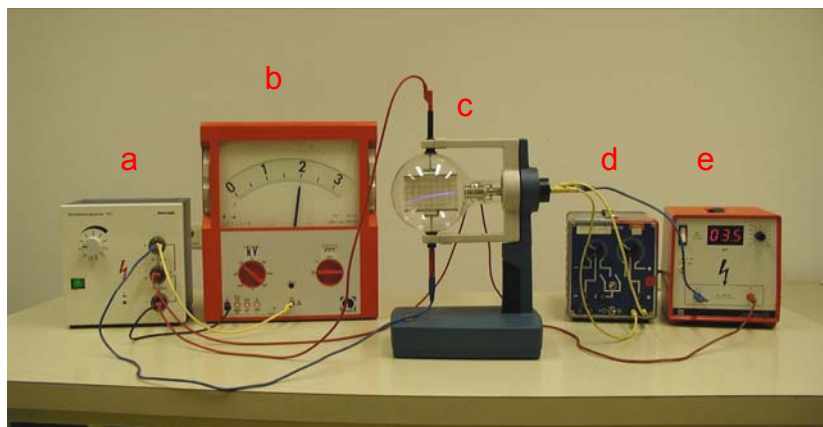


Abbildung 1: Ansicht des Versuchsaufbaus

(a) Netzgerät für Plattenspannung, (b) Messgerät – Plattenspannung, (c) Ablenkröhre, (d) Netzgerät für Heizstrom, (e) Netzgerät für Anoden- bzw. Beschleunigungsspannung

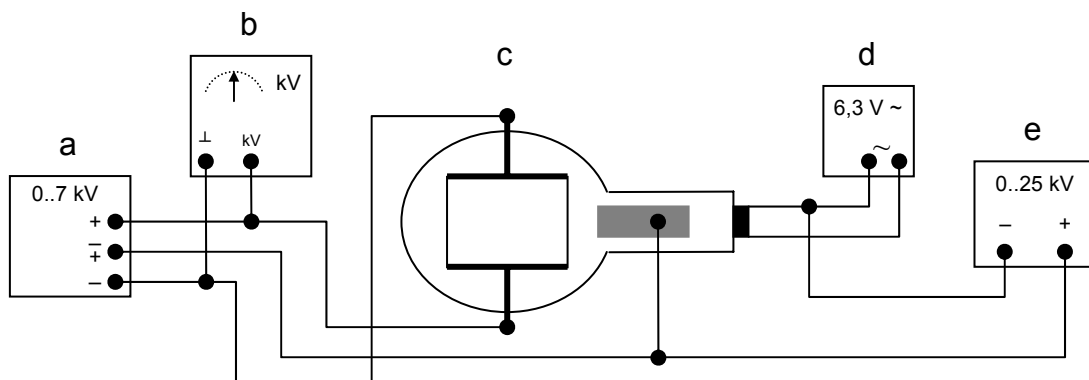


Abbildung 2: Schaltplan des Versuchsaufbaus (Gerätebezeichnungen stimmen mit jenen aus Abb. 1 überein)

3. Verwendete Geräte

3.1 Elektronenstrahl – Ablenkrohr (Firma Leybold, Kat.-Nr. 555 12)

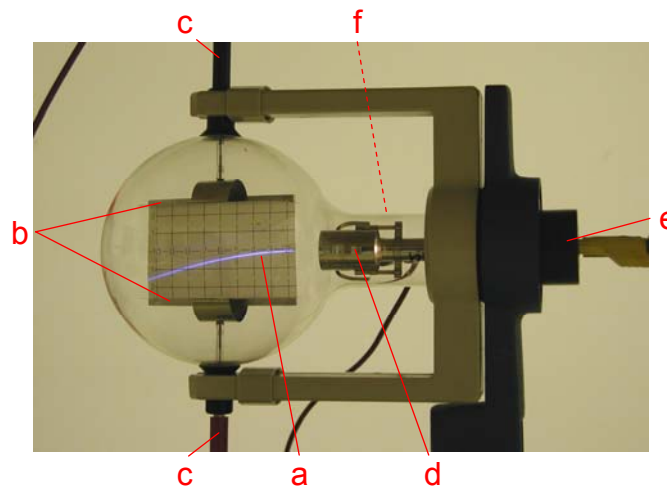


Abbildung 3: Das Elektronenstrahl – Ablenkrohr

(a) Elektronenbahn, (b) Kondensatorplatten, (c) Kondensatorplattenanschlüsse, (d) Elektronenkanone, (e) Anschlüsse für Heizstrom und Glühkathode, (f) Anodenstecker (hier verdeckt)

Funktionsweise:

Das Elektronenstrahl - Ablenkrohr ist ein Glaskolben (Abb. 3) mit eingebauter Elektronenkanone (d) und einem Kondensator (b), zwischen dessen Platten ein Fluoreszenzschirm angebracht ist. Die Elektronenkanone besteht aus einer direkt geheizten Wolfram - Glühkathode, mit der durch Erhitzen freie Elektronen erzeugt werden, und einer zylinderförmigen Anode mit einer schlitzförmigen Öffnung, durch die ein entsprechend geformter Elektronenstrahl erzeugt wird. Der so entstandene Elektronenstrom („Kathodenstrahl“) wird durch das homogene elektrische Feld zwischen den Kondensatorplatten abgelenkt. Die Sichtbarmachung des Elektronenstrahls erfolgt auf dem Fluoreszenzschirm, auf dem für die Auswertung der Messungen ein Koordinatennetz (Zentimetereinteilung) angebracht ist. Die Elektronenbahn ist durch die bläuliche Linie auf dem Fluoreszenzschirm zu sehen.

Technische Daten:

Heizspannung:	6 V Wechselspannung, daraus ergibt sich ein
Heizstrom von	ca. 1,35 A
Anoden- bzw.	
Beschleunigungsspannung:	variabel bis max. 5 kV
Plattenspannung:	variabel bis 5 kV
Plattenabstand:	ca. 5,4 cm
Plattenlänge:	ca. 8 cm (gemessen)

3.2. Geräte für Kathodenheizung

Netzgerät der Firma Leybold mit 6,3 V Wechselspannungsanschluss für Heizstrom (Kat.-Nr. 522 35a, Abb. 1, d)

3.3 Geräte für Beschleunigungsspannung

Leybold-Heraeus Hochspannungsnetzgerät, 0-25 kV, mit eingebautem Voltmeter (Kat.-Nr. 522 41, Abb. 1, e)

3.4 Geräte für Plattenspannung

PHYWE Hochspannungsnetzgerät, bis 7 kV (Artikelnr. 117 29.93, Abb. 1, a)
Messgerät: Leybold Demo Multimeter, Skala 0-3 kV (Kat.-Nr. 531 900, Abb. 1, b)

4. Durchführung

Nach dem Aufbau und dem anschließen aller Netz- und Messgeräte entsprechend Abschnitt 2 und 3 wird zuerst der Heizstrom eingeschaltet. Die Glühkathode beginnt zu leuchten. An die Kondensatorplatten wird zunächst noch keine Spannung angelegt. Nach kurzer Zeit kann man nun auch eine Beschleunigungsspannung (langsames drehen am Regelpotentiometer des Netzgerätes) anlegen. Ab ungefähr 1,5 kV wird bei etwas abgedunkeltem Raum ein leicht bläulicher Elektronenstrahl am Fluoreszenzschirm sichtbar, der vorerst noch gerade verläuft, da die Kondensatorplatten noch spannungsfrei sind. Erst durch das Anlegen einer Spannung an den Kondensator (langsames Drehen des Drehpotentiometers) wird der Elektronenstrahl zur positiv geladenen Kondensatorplatte hin gebogen. Die Kurve die er dabei beschreibt ist eine Parabel (siehe theoretischer Teil) und gleicht der Wurfparabel im Gravitationsfeld. Besonders deutlich wird diese Analogie wenn die untere Platte des Kondensators positiv aufgeladen wird und der Elektronenstrahl sich somit nach unten krümmt (siehe Abb. 3).

Anmerkungen:

VORSICHT ist bei den Kabeln für die Hochspannungsversorgung geboten. Gegenpolige Kabel sollten möglichst weit entfernt voneinander verlegt werden (Gefahr von Durchschlägen). Außerdem ist generell zu beachten, dass hier mit **HOCHSPANNUNG** experimentiert wird!

Nicht nur wegen der Analogie zur Wurfparabel, sondern auch für eine leichtere Ablesbarkeit ist es vorteilhaft, als positiven Pol der Plattenspannung den Anschluss an der unteren Seite der Röhre zu wählen.

Je höher die Beschleunigungsspannung desto deutlicher der Elektronenstrahl.

Die Beschleunigungsspannung lässt sich bei dem gewählten Netzgerät allerdings nur auf ungefähr 3,8 kV hochdrehen, da der maximal fließende Strom durch das Gerät auf 0,5 mA begrenzt ist. Für höhere Beschleunigungsspannungen kann man alternativ das PHYWE Hochspannungsgerät (bis 25 kV, Artikelnr. 117 30.93) und das PHYWE Voltmeter (bis 7,5 kV, Artikelnr. 11 150.00) verwenden. Allerdings wird bei zu hohen Spannungen der Elektronenstrahl sehr breit, was bei etwaigen Messungen ein Nachteil ist.

Laut der Gebrauchsanweisung der Firma Leybold sollte die Heizspannung 6,5 V nicht übersteigen, da sonst die Heizwendel gefährdet würde. Außerdem soll die Röhre wenn eine Heizspannung angelegt ist nicht bewegt werden.

5. Theoretische Grundlagen

Durchläuft ein Elektron eine Spannungsdifferenz U so besitzt es danach die kinetische Energie

$$E_{kin} = \frac{mv^2}{2} = eU . \quad (1)$$

Daraus lässt sich die Geschwindigkeit des Elektrons ausdrücken als

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} U} . \quad (2)$$

Wird andererseits ein Elektron in einem elektrischen Feld E beschleunigt, so wirkt die Kraft

$$F = ma = Ee \quad (3)$$

auf das Elektron. Daraus lässt sich die Beschleunigung eines Elektrons im elektrischen Feld errechnen als

$$a = \frac{e}{m} E . \quad (4)$$

Basierend auf diesen Überlegungen sollen nun die Vorgänge in der Elektronenstrahl-Ablenkröhre qualitativ beschrieben werden.

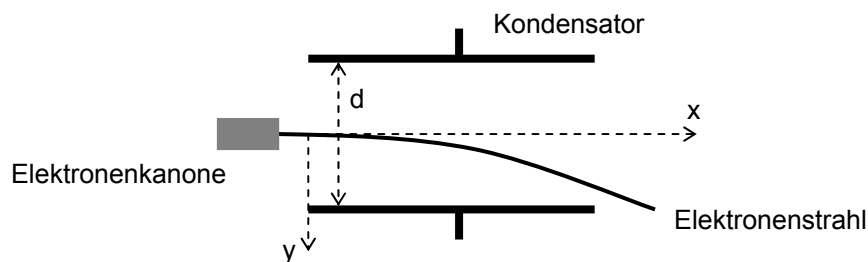


Abbildung 4: Skizze zur Bewegung der Elektronen im Feld des Kondensators

Innerhalb der Elektronenkanone werden die von der Glühkathode emittierten Elektronen von der Kathode hin zur Anode beschleunigt. Dabei durchlaufen sie eine Potentialdifferenz U_B (B für Beschleunigung), die der angelegten Beschleunigungsspannung entspricht. Ihre Geschwindigkeit beim Austritt aus der Elektronenkanone beträgt daher (s. Gleichung (2))

$$v_x = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_B} , \quad (5a)$$

$$v_y = 0 . \quad (5b)$$

Nach dem Austritt aus der Elektronenkanone und dem Eintritt in den Bereich zwischen den Kondensatorplatten werden die Elektronen vom homogenen Feld E des Kondensators in

y-Richtung beschleunigt, während die Geschwindigkeit in x-Richtung nicht mehr durch das Kondensatorfeld beeinflusst wird, und daher als konstant betrachtet wird. Die Beschleunigung der Elektronen im Kondensatorfeld ist mit Gleichung (4) gegeben durch

$$a_x = 0, \quad (6a)$$

$$a_y = \frac{e}{m} E. \quad (6b)$$

Da das Kondensatorfeld homogen ist, gilt die Beziehung (U_K für Kondensatorspannung)

$$E = \frac{U_K}{d} \quad (7)$$

und damit ergibt sich aus Gleichung (6b)

$$a_y = \frac{eU_K}{md}. \quad (8)$$

Daraus erhält man durch zweimalige Integration nach der Zeit und mit $v_y(t=0) = 0$ bzw. $y(t=0) = 0$ (die Werte der Integrationskonstanten $v_y(t=0)$ und $y(t=0)$ ergeben sich durch die Wahl des Koordinatensystems)

$$y(t) = \frac{eU_K}{2md} t^2. \quad (9)$$

Aus Gleichung (5a) erhält man durch einmalige Integration nach der Zeit und mit $x(t=0) = 0$

$$x(t) = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_B} \cdot t. \quad (10)$$

Durch Elimination von t aus den Gleichungen (9) und (10) erhält man

$$y = \frac{U_K}{4U_B d} x^2. \quad (11)$$

Diese Gleichung gibt die y-Abweichung von der Waagrechten (bzw. von der Bewegungsrichtung nach Austritt aus der Elektronenkanone) in Abhängigkeit von dem zurückgelegten Weg an. Nach Umformung von Gleichung (11) ergibt sich

$$x^2 = \frac{4U_B d}{U_K} y, \quad (12)$$

was der Gleichung einer Parabel ($x^2 = 2py$) entspricht.

Die Bahn der Elektronen im Feld des Kondensators ist also eine Parabel.

Beispiel:

Für eine Beschleunigungsspannung $U_B = 3,5$ kV, eine Plattenspannung $U_K = 2$ kV, einem x-Wert entsprechend der ungefähren Kondensatorplattenlänge von 8,0 cm und einem

Plattenabstand von $d = 5,4 \text{ cm}$ (siehe technische Daten) ergibt sich, unter Verwendung von Formel (11), eine Abweichung in y-Richtung von

$$y = \frac{2000}{4 \cdot 3500 \cdot 0,054} \cdot 0,08^2 \approx 0,0169m \text{ bzw. } 1,69 \text{ cm.}$$

Zum Vergleich: Eine Messung im oben beschriebenen Versuch ergab eine Abweichung von etwa 1,45 cm.

Fadenstrahlrohr

1. Ziel und Beschreibung des Versuchs

Ziel:

Demonstration des Verhaltens von Elektronen im homogenen magnetischen Feld.
(Da unmittelbar über der Austrittsöffnung der Anode ein Kondensatorplattenpaar angebracht ist, kann mit dieser Versuchsanordnung auch eine Ablenkung des Elektronenstrahls im elektrischen Feld qualitativ demonstriert werden.)

Beschreibung:

In einem mit Wasserstoff gefüllten Glaskolben wird ein mittels einer Elektronenkanone erzeugter und auf Grund von Stossanregung der Wasserstoffmoleküle sichtbarer Elektronenstrahl durch das homogene magnetische Feld eines Helmholtz - Spulenpaares geleitet. Dabei kann eine Ablenkung des Strahls bis hin zu einem vollständigen Kreis oder einer Spiralbahn beobachtet werden.

2. Versuchsaufbau

Abbildung 1 zeigt den gesamten Versuchsaufbau mit den verschiedenen Strom- bzw. Spannungsversorgungs- und Messgeräten, Abbildung 2 zeigt den Schaltplan dieser Versuchsanordnung. Dabei stimmen die Bezeichnungen der Geräte in Abbildung 2 mit jenen aus Abbildung 1 überein.

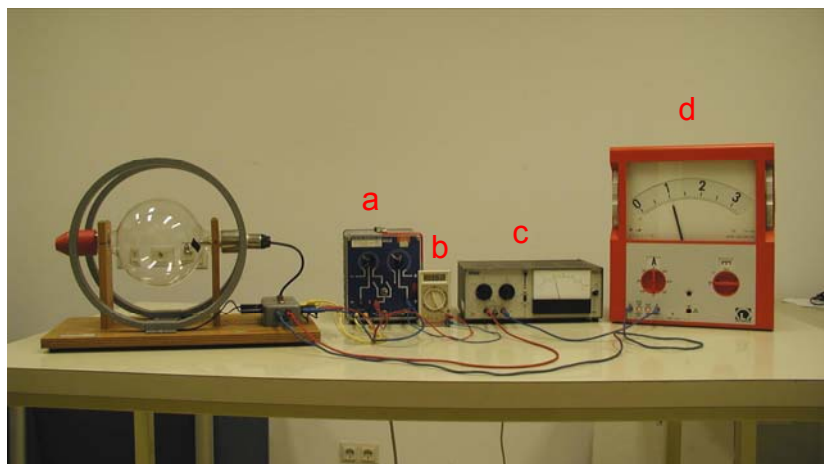


Abbildung 1: Ansicht des Versuchsaufbaus

(a) Netzgerät für Heiz – und Beschleunigungsspannung, (b) Messgerät für Beschleunigungsspannung,
(c) Netzgerät für Helmholtzspulen, (d) Messgerät für Spulenstrom zu Demonstrationszwecken

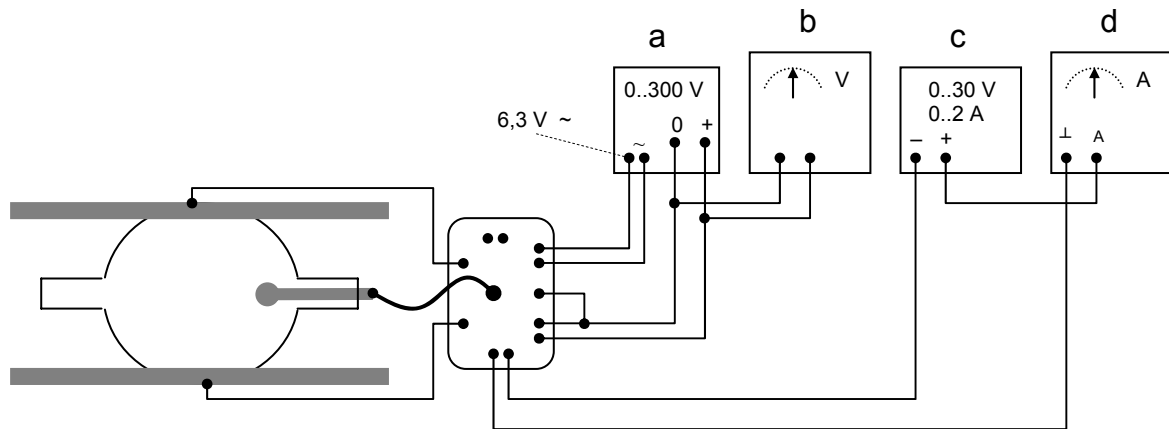


Abbildung 2: Schaltplan des Versuchsaufbaus (Gerätebezeichnungen stimmen mit jenen aus Abb. 1 überein)

3. Verwendete Geräte

3.1 Fadenstrahlrohr (Firma Leybold, Kat.-Nr. 555 57)

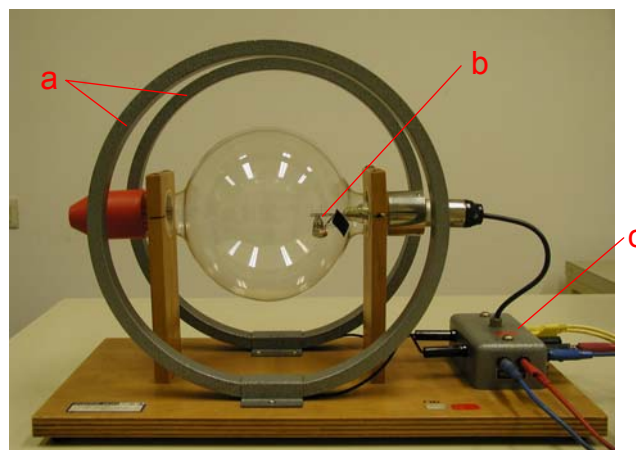


Abbildung 3: Das Fadenstrahlrohr

(a) Helmholtz-Spulenpaar, (b) Elektronenkanone, (c) Steckkästchen

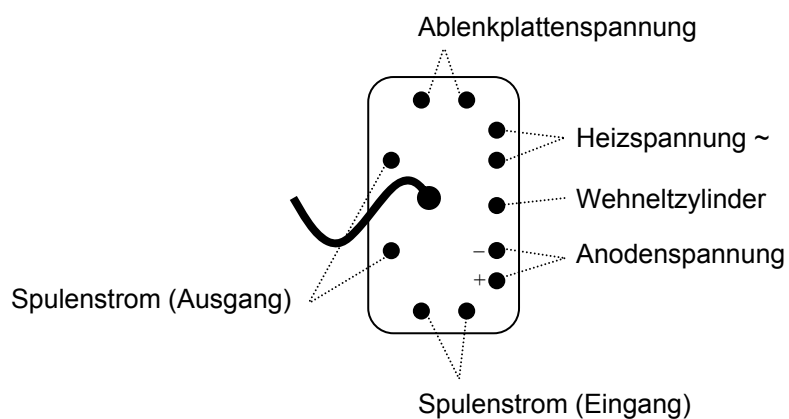


Abbildung 4: Steckerbelegung im Steckkästchen

Funktionsweise:

Das Fadenstrahlrohr besteht aus einem mit Wasserstoff gefüllten Glaskolben mit einer innen angebrachten Elektronenkanone, welche einen senkrecht nach oben gerichteten „Elektronenstrahl“ erzeugt. Sichtbar wird der Elektronenstrahl durch Stossanregung der Wasserstoffmoleküle und das dadurch verursachte Leuchten. Die Elektronenkanone besteht aus einer Glühkathode mit indirekter Heizung, mit der durch Erhitzen freie Elektronen erzeugt werden, und aus einer kegelförmigen Anode, die diese Elektronen von der Kathode weg senkrecht nach oben beschleunigt. Zusätzlich besitzt diese Elektronenkanone einen Wehneltzylinder zur Strahlfokussierung. Durch das Helmholtz – Spulenpaar lässt sich zwischen den Spulen ein praktisch homogenes Magnetfeld, das parallel zu den Achsen der Spulen liegt, erzeugen, durch welches der Elektronenstrahl abgelenkt werden kann. Zusätzlich ist direkt oberhalb der Elektronenkanone ein Kondensatorplattenpaar zur elektrostatischen Ablenkung des Elektronenstrahls angebracht. Eine quantitative Auswertung der durch diesen Kondensator herbeigeführten Strahlablenkung ist jedoch praktisch nicht möglich, da diese Platten nicht parallel zueinander stehen, also kein homogenes Feld erzeugt wird, und ihre genauen Abmessungen nicht bekannt sind.

Technische Daten:

Druck im Kolben:	ca. 10^{-2} Torr $\hat{=}$ 1,33 Pa
Gasfüllung:	Wasserstoff
Heizspannung:	6,3 V Wechselspannung, daraus ergibt sich ein
Heizstrom von	ca. 0,7 – 0,8 A
Anodenspannung:	variabel bis max. 250 V
Wehnelt – Spannung:	wenige Volt gegenüber der Kathode
Kondensatorplattenspannung:	variabel bis max. 100 V, symmetrisch zur Anode
Windungszahl (Spulen):	130 pro Spule
max. Spulenstrom:	2 A (kurzzeitig 3 A)
Spulenradius:	ca. 15 cm (gemessen)
Spulenabstand:	ca. 15 cm (gemessen)

3.2 Geräte für Heiz- und Beschleunigungsspannung

Leybold Netzgerät mit Heizspannungsanschluss (Kat.-Nr. 522 35a, Abb. 1, a)

Messgerät: Circuitmate DM 10 (Skalenstellung: 1000 DCV, Abb. 1, b)

3.3 Geräte für Helmholtzspulen

Weir Netzgerät mit Strom- und Spannungsregelung (Einstellungen: 30V, 2A, Meter auf A+, Abb. 1, c)

Messgerät: Leybold Demo Multimeter, Skala 0-3 A (Kat.-Nr. 531 900, Abb. 1, d)

4. Durchführung

Nach dem Aufbau und dem Anschließen aller Netz- und Messgeräte entsprechend Abschnitt 2 und 3 wird zunächst die Heizspannung eingeschaltet. Die Glühkathode beginnt zu leuchten. Nach kurzer Zeit kann durch Anlegen einer Beschleunigungsspannung (langsameres Drehen des Drehpotentiometers des Netzgerätes) ein Elektronenstrahl erzeugt werden. Dabei sind mindestens 160 – 170 Volt nötig. Dieser Versuch sollte bei reduzierter Raumbelichtung durchgeführt werden, da der Elektronenstrahl ziemlich lichtschwach ist.

Zunächst zeigt der Elektronenstrahl noch senkrecht nach oben, da in den Spulen noch kein Strom fließt und es deshalb noch kein Magnetfeld gibt. Nun kann das Helmholtzspulenpaar mit Strom beschickt werden. Dabei geht man am Besten wie folgt vor: Den Regler für die Spannung auf 0 und den Regler für den Strom auf den hier zulässigen Maximalwert von $A_{\max} = 2 \text{ A}$ stellen. Nun den Stromfluss über den Spannungsregler durch langsames Aufdrehen regeln. Der Elektronenstrahl beginnt sich immer mehr zu krümmen, bis er schließlich einen vollständigen Kreis bildet (s. Abb. 5). Dabei bestimmt der Spulenstrom den Durchmesser des Kreises.

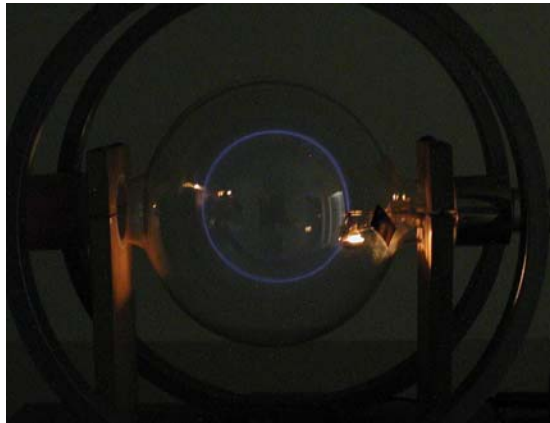


Abbildung 5: Die Elektronenbahn im homogenen Magnetfeld ist ein Kreis.

Durch leichtes Verdrehen der Röhre kann nun auch noch eine Spiralbahn erzeugt werden (s. Abb. 6).



Abbildung 6: Tritt der Elektronenstrahl nicht unter 90° in das homogene Magnetfeld ein ergibt sich eine Spiralbahn.

Anmerkungen:

Der Wehneltzylinder zeigte kaum Wirkung und wurde erst bei hohen Spannungen und der Ablenkung im elektrischen Feld notwendig.

Die Ablenkung des Elektronenstrahls im elektrischen Feld bewirkte nur eine Auffächerung des Strahls und ist mit der Elektronenstrahl – Ablenkröhre (Leybold, Kat.-Nr. 555 12) wesentlich besser und eindrucksvoller demonstrierbar.

Ein erster geschlossener Kreis lässt sich mit einer Beschleunigungsspannung von 160 V und einem Spulenstrom von 0,8 A bzw. einer Spulenspannung von 3 V erreichen.

5. Theoretische Grundlagen

Das vor allem im Zentralvolumen annähernd - und für diesen Versuch auf jeden Fall ausreichend - homogene Magnetfeld des Helmholtz - Spulenpaares, dessen Spulen in einem Abstand der gleich ihrem Radius ist (so genannte „Helmholtzbedingung“) voneinander entfernt aufgestellt wurden, lässt sich berechnen durch

$$B = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{\mu_0 IN}{R}$$

und verläuft parallel zu der Achse, die die beiden Mittelpunkte der Spulen verbindet. Dabei steht I für den Strom *pro* Spule und N für die Windungszahl *pro* Spule.

Auf ein geladenes Teilchen, welches sich im Magnetfeld bewegt, wirkt die so genannte „Lorentzkraft“

$$\vec{F} = Q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (1)$$

die, wie aus Gleichung (1) zu ersehen, sowohl zur Bewegungsrichtung des Teilchens \vec{v} als auch zur Richtung des Magnetfeldes \vec{B} normal steht.

Da die Richtung der Kraft stets normal zur Bewegungsrichtung des Teilchens steht, wird an dem durch die Lorentzkraft beschleunigten Teilchen keine Arbeit

$$W = \int_C \vec{F} \cdot d\vec{s}$$

verrichtet, da alle Skalarprodukte der Kraft \vec{F} mit dem Wegelement $d\vec{s}$ entlang der Kurve C verschwinden. Damit bleibt aber auch die kinetische Energie und somit der Betrag der Geschwindigkeit des Teilchens konstant. Die Teilchengeschwindigkeit wird durch die Lorentzkraft nur in ihrer Richtung geändert.

Die Bewegung von geladenen Teilchen im homogenen Magnetfeld lässt sich an Hand von zwei Sonderfällen beschreiben.

Für Teilchen deren Geschwindigkeitsvektoren normal auf die Magnetfeldrichtung stehen, handelt es sich bei der Bewegung im Magnetfeld um eine Kreisbewegung, da die Geschwindigkeit des Teilchens dem Betrage nach konstant bleibt und die Kraft auf das Teilchen immer normal zu dessen Bewegungsrichtung steht.

Steht der Geschwindigkeitsvektor jedoch parallel zu den Magnetfeldlinien, wird die Bewegung des Teilchens durch die Lorentzkraft, entsprechend Gleichung (1), nicht beeinflusst, und das Teilchen bewegt sich geradlinig gleichförmig entsprechend seiner Anfangsgeschwindigkeit.

Die allgemeine Bewegung eines Teilchens dessen Geschwindigkeitsvektor sowohl Komponenten normal als auch parallel zum Magnetfeld besitzt, ergibt sich aus der Überlagerung der beiden Sonderfälle und ist eine Spiralbahn.

Hier soll nun zunächst der Fall einer ausschließlichen Kreisbewegung, entsprechend dem ersten Teil dieses Experiments, genauer beleuchtet werden.

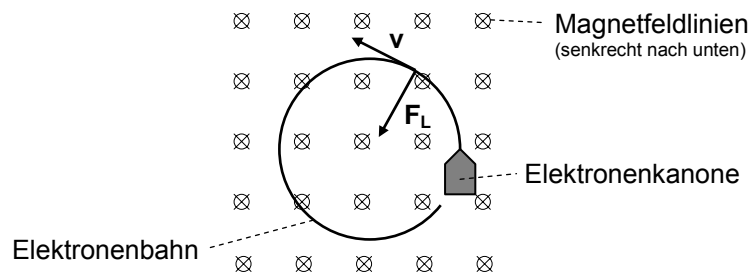


Abbildung 7: Skizze zur Kreisbewegung der Elektronen im homogenen Magnetfeld

Die Lorentzkraft

$$F_L = QvB \quad (2)$$

die auf das Teilchen wirkt entspricht dabei genau der Zentripetalkraft

$$F_Z = \frac{mv^2}{r} \quad (3)$$

der Kreisbewegung und man kann

$$\frac{mv^2}{r} = QvB \quad (4)$$

ansetzen. Durch Umformen dieses Ausdrucks lässt sich der Radius r der Kreisbahn, der so genannte „Zyklotronradius“, als

$$r = \frac{mv}{QB} \quad (5)$$

errechnen.

In diesem Experiment wurden Elektronen in der Elektronenkanone durch eine Spannung U beschleunigt und so mit einer kinetischen Energie

$$\frac{mv^2}{2} = eU, \quad (6)$$

bzw. mit einer Geschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}} \quad (7)$$

normal zur Richtung des Magnetfeldes in das Magnetfeld des Helmholtz - Spulenpaares geschossen (s. Abb. 7). Setzt man die Ladung e und die Geschwindigkeit v des Elektrons in Gleichung (5) ein, so lässt sich der Radius der beobachteten Kreisbahn berechnen als

$$r = \sqrt{\frac{2mU}{e}} \frac{1}{B}. \quad (8)$$

Formt man diesen Ausdruck um, so erhält man

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{B^2 r^2}. \quad (9)$$

Ist es also möglich mit einer geeigneten Anordnung den Radius des beobachteten Kreises zu messen, lässt sich mit diesem Versuch die relative Elektronenladung e/m bestimmen, da ja sowohl das Magnetfeld des Helmholtzspulenpaares als auch die Beschleunigungsspannung bekannt sind!

Nun soll noch die allgemeine Bewegung eines Teilchens im homogenen Magnetfeld - die Spiralbahn - die sich ergibt, wenn das geladene Teilchen nicht senkrecht sondern unter einem Winkel α zwischen Geschwindigkeitsvektor und Feldlinien in das Magnetfeld gebracht wird, behandelt werden.

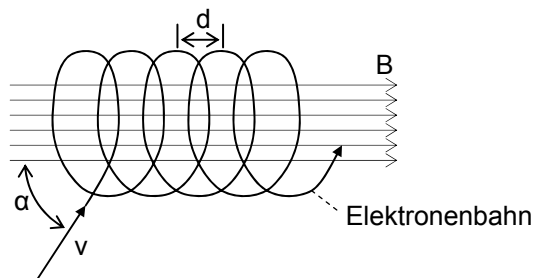


Abbildung 8: Skizze zur Spiralbewegung der Elektronen im homogenen Magnetfeld

Die Geschwindigkeit des Teilchens v lässt sich in die Komponenten parallel (v_p) und normal (v_n) zum Magnetfeld aufteilen zu ($v = |\vec{v}|$)

$$v_n = v \cdot \sin \alpha, \quad (10a)$$

$$v_p = v \cdot \cos \alpha. \quad (10b)$$

Die Steighöhe d , also der Abstand zwischen zwei Schraubenlinien, berechnet sich aus der durch die Lorentzkraft nicht veränderten Geschwindigkeit v_p und der Zeit t , die das Elektron für einen Umlauf benötigt, durch

$$d = v_p \cdot t = v \cdot \cos \alpha \cdot t. \quad (11)$$

Die Umlaufzeit t lässt sich aus der in einem Umlauf normal zur Magnetfeldrichtung zurückgelegten Strecke und der Geschwindigkeit v_n ausdrücken als

$$t = \frac{2r\pi}{v_n} = \frac{2r\pi}{v \cdot \sin \alpha} . \quad (12)$$

und damit ergibt sich die Steighöhe

$$d = \frac{2r\pi}{\tan \alpha} . \quad (13)$$

Alternativ lässt sich der Radius in Gleichung (12) ersetzen durch den aus (5) gewonnenen Ausdruck

$$r = \frac{mv_n}{eB} \quad (14)$$

und damit erhält man einen von der Geschwindigkeit bzw. dem Radius unabhängigen (!) Ausdruck für die Umlaufzeit

$$t = \frac{2\pi m}{eB} . \quad (15)$$

Setzt man die Ausdrücke (15) und (7) in (11) ein so erhält man für die Steighöhe

$$d = \sqrt{\frac{2eU}{m}} \frac{2\pi m}{eB} \cos \alpha . \quad (16)$$

Photoeffekt

Hallwachseffekt, (äußerer) lichtelektrischer Effekt

1. Ziel und Beschreibung des Versuchs

Ziel:

Demonstration des Photoeffekts und der Existenz einer unteren Grenzfrequenz für das Auftreten dieses Effekts.

Beschreibung:

Eine polierte Zinkplatte wird mittels eines Kunststoffstabes elektrisch negativ aufgeladen. Ein Messgerät zeigt den Ladungszustand der Platte an. Wird die Zinkplatte anschließend mit dem Licht einer Quecksilber-Hochdrucklampe bestrahlt, so kann man das Abnehmen der Ladung der Platte auf einem Messgerät beobachten. Wird jedoch der UV-Anteil des Lichtes mittels einer Glasplatte herausgefiltert, so ändert sich der Ladungszustand der Platte nicht.

2. Versuchsaufbau

In Abbildung 1 ist der gesamte Versuchsaufbau dargestellt.

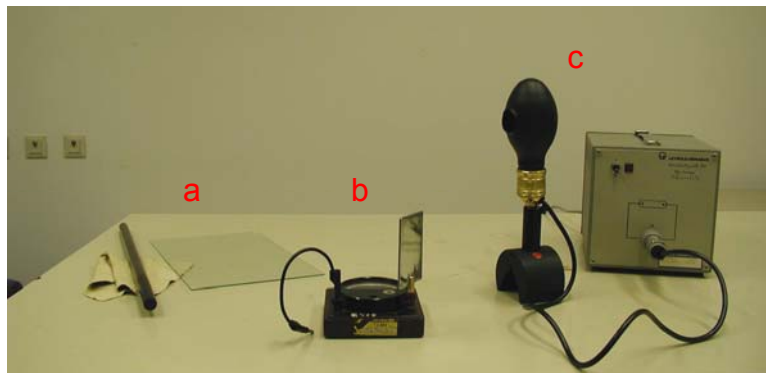


Abbildung 1: Ansicht des Versuchsaufbaus

(a) Kunststoffstab, Ledertuch und Glasscheibe, (b) Gerät zur Demonstration des Photoeffekts, (c) Quecksilber-Hochdrucklampe mit Netzgerät

3. Verwendete Geräte

3.1 Gerät zur Demonstration des Photoeffektes



Abbildung 2: Gerät zur Demonstration des Photoeffektes

Funktionsweise:

Das Gerät besteht im Wesentlichen aus einem Kondensator und einem eingebauten Voltmeter zur Messung der zwischen den Kondensatorplatten herrschenden Potentialdifferenz. Für die beiden Seiten des Kondensators steht je ein Anschluss unterhalb der Skala des Messgerätes zur Verfügung. An dem einen Anschluss ist eine polierte Zinkplatte, an dem zweiten Anschluss ein Kabel, das der Erdung dieser Kondensatorseite bzw. der Entladung des Kondensators dient, angeschlossen.

Wird nun eine Ladung auf die Zinkplatte aufgebracht, so zeigt das Messgerät die dadurch zwischen den Kondensatorplatten herrschende Potentialdifferenz an. Dabei sollte darauf geachtet werden, dass die so erzeugte Potentialdifferenz nicht den Höchstwert des Messbereichs übersteigt. Für das Aufbringen der Ladung wird ein Kunststoffstab verwendet. Dazu wird der Kunststoffstab durch Reibung mit einem Ledertuch elektrisch negativ aufgeladen, und diese Ladung auf der Zinkplatte „abgestreift“.

Zur (vollständigen) Entladung des Kondensators kann dieser über das Erdungskabel und die Zinkplatte kurzgeschlossen werden.

Der obere Skalenteil des Messgerätes ist durchsichtig und besitzt eine von oben gesehen spiegelverkehrte Skalenbeschriftung. Dies ermöglicht die Demonstration dieses Versuchs auf einem Overheadprojektor.

3.2 Quecksilber – Hochdrucklampe (Firma Leybold, Kat.-Nr. 451 15) mit Netzgerät (Firma Leybold-Heraeus, Kat.-Nr. 451 30)

Die Hg-Hochdrucklampe benötigt eine Vorwärmzeit von ca. 10 min. um ihre volle Leistung zu entwickeln. Nach dem Abschalten der Lampe lässt sie sich erst wieder nach einer Abkühlphase in Betrieb nehmen.

ACHTUNG:

Nicht in das Licht oder den direkt reflektierten Strahl der Lampe blicken!!! Da das von der Lampe emittierte Licht UV-Anteile besitzt, besteht die Gefahr einer Schädigung der Augen! Um sicherzustellen, dass während der Vorwärmzeit niemand versehentlich in das Licht der Lampe blickt, ist es vorteilhaft dieses mit z.B. einer Kartonschachtel abzuschirmen. Der Lampenkolben erwärmt sich auf Temperaturen über 100°C!

Technische Daten:

Leistung:	80 W
Leuchtdichte:	600 cd/cm ²

Spektrallinien der Quecksilberlampe im sichtbaren Bereich des Spektrums
(entsprechend der Anleitung zu Kat.-Nr. 558 79 der Fa. Leybold):

gelb	578 nm
grün	546 nm
türkis	493 nm
blau	436 nm (erscheint violett)
violett	405 nm

3.3 Kunststoffstab, Ledertuch, Glasplatte

Der Kunststoffstab und das Ledertuch wird, wie schon weiter oben beschrieben, zum Aufbringen einer negativen Ladung auf die Zinkplatte verwendet. Dazu Ledertuch auf dem Stab einige Male fest hin und her reiben und die so auf dem Stab aufgebraachte negative Ladung auf der Zinkplatte „abstreifen“. Der Vorgang kann mehrmals wiederholt werden, bis sich eine ausreichende Ladung auf der Zinkplatte befindet.

Die Glasplatte dient zum herausfiltern der UV-Anteile des von der Hg-Hochdrucklampe emittierten Lichtes. Dies ist möglich, da Glas zwar für sichtbares Licht aber nur kaum für UV-Licht durchlässig ist. Alternativ kann statt der Glasplatte und der Hg-Lampe auch eine normale Glühbirne verwendet werden.

4. Durchführung

Nachdem die Hg-Lampe vorgeheizt wurde, kann eine Ladung mittels des Kunststoffstabes auf der Zinkplatte aufgebracht werden. Das Messgerät zeigt den Ladungszustand des Kondensators und damit auch der Zinkplatte an. Beleuchtet man nun die polierte Seite der Zinkplatte mit dem Licht der Hg-Lampe, so kann man mittels des Messgerätes beobachten, dass die Potentialdifferenz und damit die negative Ladung der Zinkplatte, sofort langsam abnimmt. Hält man jedoch die Glasplatte zwischen die Hg-Lampe und die Zinkplatte, so ändert sich der Ladungszustand des Kondensators bzw. der Zinkplatte nicht.

5. Interpretation, theoretische Grundlagen

Durch die Bestrahlung der Zinkplatte mit UV-Licht werden Elektronen aus dieser herausgelöst und die Ladung auf der Platte und damit auch die Potentialdifferenz zwischen den Kondensatorplatten nimmt ab, was am Messgerät zu beobachten war.

Die auf der Platte auftreffenden Photonen des UV-Lichts geben ihre Energie $E = h\nu$ an die Elektronen der Zinkplatte ab, und zwar gibt ein Photon seine gesamte Energie an ein einzelnes Elektron ab. Ist die so übertragene Energie ausreichend, um die Kraft die das Elektron im Metallverband hält zu überwinden, kann das Elektron den Festkörper verlassen, man spricht von „Photoelektronen“. Ist die übertragene Energie größer als zur Ablösung notwendig, so tritt der Differenzbetrag als kinetische Energie des Photoelektrons wieder auf. Reicht die Energie des Photons nicht aus um die Bindungskräfte des Elektrons zu überwinden, so verbleibt das Elektron im Festkörperverband.

Folgende Eigenschaften sind für den Photoeffekt charakteristisch (zur experimentellen Bestätigung der letzten beiden Eigenschaften siehe auch Versuchsbeschreibung zur Bestimmung des Planck'schen Wirkungsquantums):

- Der Effekt tritt erst ab einer bestimmten unteren Grenzfrequenz ν_{\min} auf.
- Ist die Frequenz ν des auftreffenden Lichtes größer als ν_{\min} , so steigt die anfängliche Energie E_{kin} der Photoelektronen mit der Frequenz des auftreffenden Lichtes, nicht jedoch mit der Intensität!
- Die Anzahl der Photoelektronen steigt mit der Intensität des Lichts.

Mit der Annahme von Lichtquanten bzw. Photonen, die die Energie $E = h\nu$ besitzen, lassen sich die Eigenschaften des Photoeffekts einfach erklären.

Die Existenz einer Grundfrequenz ν_{\min} konnte auch hier, bei diesem auch als „Grundversuch zum äußeren Photoeffekt“ bekannten Versuch beobachtet werden. Wurde die Zinkplatte mit dem gesamten Spektrum, einschließlich der UV-Anteile des Lichts der Hg-Lampe bestrahlt, so besaßen die Photonen des UV-Anteils des Lichts genügend Energie um Elektronen aus der geladenen Metallplatte zu lösen. Wurde jedoch der UV-Anteil mit einer Glasplatte herausgefiltert, so wurden keine Elektronen abgelöst. Die Photonen des sichtbaren Anteils des Lichts hatten auf Grund ihrer niedrigeren Frequenz nicht genügend Energie um Elektronen aus der Platte abzulösen.

Auch dass die kinetische Energie E_{kin} der Photoelektronen mit der Frequenz ν des einfallenden Lichts steigt ist anschaulich klar. Der Betrag der zur Ablösung der Elektronen notwendigen Energie ist nicht von der Frequenz des Lichts abhängig, es ist eine Materialeigenschaft. Fällt also Licht höherer Frequenz und damit wegen $E_{\text{Photon}} = h\nu$ auch höherer Energie auf den Festkörper, bleibt nach der Ablösung mehr „Restenergie“ des Photons übrig - die ja als kinetischen Energie des Photoelektrons auftritt - als bei einem Photon niedrigerer Frequenz bzw. Energie.

Zur Intensitätsabhängigkeit der Anzahl der Photoelektronen bleibt zu sagen, dass die Intensität des Lichts durch die Anzahl der Photonen bestimmt ist. Damit ist auch klar, dass mit steigender Intensität des auf die Metallplatte auffallenden Lichts die Anzahl der Photoelektronen steigt, da mehr Photonen auch mehr Elektronen aus der Platte lösen können.

Diese zunächst experimentell festgestellten Eigenschaften des von Hertz (1887) entdeckten und unter anderen von Hallwachs (1888/89) und Lenard (1902) näher untersuchten Effekts konnten anfänglich nicht erklärt werden, da man von einer reinen Wellennatur des Lichtes ausging. Erst Albert Einstein (1905) konnte mit der Annahme von Lichtquanten, später Photonen genannt, alle Eigenschaften dieses Phänomens erklären. Der Photoeffekt war so eine der ausschlaggebenden Entdeckungen die zur Erkenntnis das Licht auch Teilchencharakter besitzt führten. Für die Erklärung des Photoeffekts erhielt Albert Einstein 1926 den Nobelpreis. Sehr präzise und ausführliche Messungen zum Photoeffekt wurden auch von Millikan (1916, Physical Review 7, S. 355) durchgeführt.

Die für diesen Effekt von Einstein aufgestellte Energiebilanz lautet folgendermaßen:

$$E_{\text{kin}} = h\nu - W \quad (1)$$

Dabei steht E_{kin} für die Energie des heraus gelösten Elektrons und W für die Arbeit, die verrichtet werden muss, um das Elektron aus dem Festkörper zu lösen.

Da die Elektronen unterschiedlich stark im Festkörper gebunden sind treten bei der Bestrahlung mit ein und derselben Frequenz ν Photoelektronen mit unterschiedlicher kinetischer Energie auf. Die kleinste zur Ablösung von Elektronen nötige Arbeit wird als Austrittsarbeit W_A bezeichnet und ist eine materialspezifische Größe. In Energieniveaus gesprochen bedeutet dies: Die Austrittsarbeit W_A ist definiert als jene Arbeit die nötig ist um ein Elektron, dessen Energieniveau dem der Fermigrenze entspricht vom Festkörper zu lösen.

Fällt nun Licht dessen Frequenz gerade ausreicht um die am leichtesten gebundenen Elektronen, also jene der Fermigrenze, von dem Festkörper zu lösen, ohne dass noch Energie der Photonen für eine kinetische Energie der Photoelektronen „übrig bleibt“, so wird mit $\varphi = W_A$ Gleichung (1) zu

$$0 = h\nu - W_A \quad (2)$$

Man bezeichnet diese Frequenz des Lichts als Grenzfrequenz ν_{\min} für das Auftreten des Photoeffekts und erhält aus (2)

$$\nu_{\min} = \frac{W_A}{h}. \quad (3)$$

Anwendungen:

Eine Anwendung des Photoeffektes ist die Bestimmung der fundamentalen Konstante h , dem *Planck'schen Wirkungsquantum*, gemäß der schematischen Anordnung in Abbildung 3 (für experimentelle Durchführung siehe Versuch zur Bestimmung des Planck'schen Wirkungsquantums).

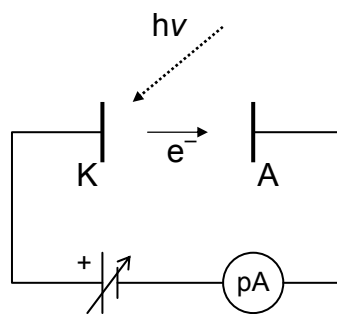


Abbildung 3: schematische Anordnung für die Messung der Photoelektronenenergie

Dabei wird die Kathode K mit monochromatischem Licht der Frequenz $\nu > \nu_{\min}$ bestrahlt und löst Photoelektronen der kinetischen Energie E_{kin} aus der Kathode. Die kinetische Energie der Photoelektronen lässt sich mit einem bremsenden Gegenfeld, dass durch eine an Anode und Kathode angelegte Spannung U erzeugt wird, messen. Wird die Spannung U so lange erhöht, bis der durch die Photoelektronen erzeugte Photostrom zum Erliegen kommt, kann so die maximale Energie der Photoelektronen für die Energiebilanz (1)

$$E_{\text{kin}} = eU_{\text{max}} = h\nu - W_A \quad (4)$$

gilt, bestimmt werden. Gleichung (4) lässt sich zu

$$U_{\text{max}} = \frac{h}{e}\nu - \varphi \quad (5)$$

umformen, wobei $\varphi = W_A/e$ für das Austrittspotential steht. Gleichung (5) ist die Gleichung einer Geraden, der so genannten „*lichtelektrischen Geraden*“, deren Steigung $k = h/e$ ist, und die man aus der Messung der jeweiligen maximalen Photoelektronenenergie bei mehreren Frequenzen erhält (s. Abb. 4). Aus der Steigung der lichtelektrischen Geraden lässt sich bei bekannter Ladung des Elektrons e das Planck'sche Wirkungsquantum h bestimmen.

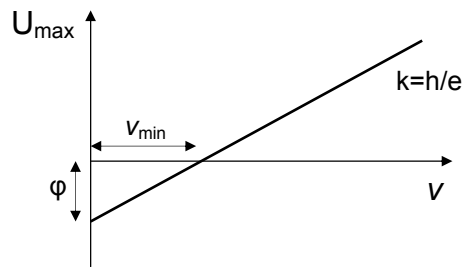


Abbildung 4: (fiktive) Skizze einer lichtelektrischen Geraden

Außerdem wird durch den Schnittpunkt der lichtelektrischen Geraden mit der ν -Achse die Grenzfrequenz ν_{\min} , und durch den Schnittpunkt mit der U -Achse das Austrittspotential ϕ bestimmt. Dabei ist allerdings zu beachten, dass sich dem gemessenen Potential U auch noch ein Kontaktpotential überlagert, wenn Anode und Kathode nicht aus dem selben Material gefertigt sind (was üblicher Weise der Fall ist), und dass die lichtelektrische Gerade, bzw. die gemessenen Werte U_{\max} dementsprechend zu korrigieren sind. Dies führt zu einer Parallelverschiebung der lichtelektrischen Geraden, hat jedoch auf ihre Steigung keinen Einfluss, da das Kontaktpotential eine konstante, materialspezifische Größe ist. Auf eine Bestimmung des Planck'schen Wirkungsquantums hat also das Kontaktpotential keinen Einfluss, es werden lediglich die Werte von ν_{\min} und ϕ beeinflusst.

Bestimmung des Planck'schen Wirkungsquantums h

1. Ziel und Beschreibung des Versuchs

Ziel:

Demonstration der Möglichkeit mittels Photoeffekt das Planck'sche Wirkungsquantum experimentell zu bestimmen.

Beschreibung:

Das Licht einer Quecksilber-Hochdrucklampe wird mittels eines Prismas in seine Spektrallinien zerlegt. Die so erzeugten monochromatischen Lichtanteile bewirken auf Grund des Photoeffekts einen elektrischen Strom in einer Photozelle. Die Stromstärke, bzw. die benötigte Gegenspannung um diesen Photostrom zum Erliegen zu bringen, und damit die maximale kinetische Energie der Photoelektronen, wird für jede Spektrallinie gemessen. Aus den bekannten Frequenzen der Spektrallinien und den für jede Linie notwendigen Gegenspannungen kann das Planck'sche Wirkungsquantum h bestimmt werden.

2. Versuchsaufbau

Abbildung 1 zeigt den gesamten Versuchsaufbau mit den verschiedenen Spannungsversorgungs- und Messgeräten, Abbildung 2 den Schaltplan dieser Versuchsanordnung. Die Bezeichnungen der Geräte in Abbildung 2 stimmen mit jenen aus Abbildung 1 überein.

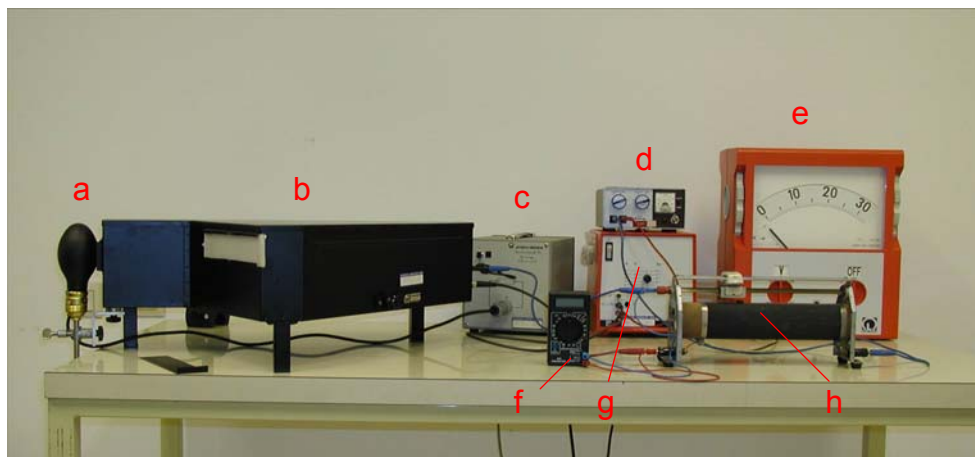


Abbildung 1: Ansicht des Versuchsaufbaus

(a) Hg-Hochdrucklampe, (b) Komplettsystem zur h -Bestimmung, (c) Netzgerät für Hg-Lampe, (d) Netzgerät für Gegenspannung, (e) Messgerät für Photostromstärke, (f) Messgerät für Gegenspannung, (g) Messverstärker für Photostrom, (h) Schiebewiderstand zur Gegenspannungsregelung

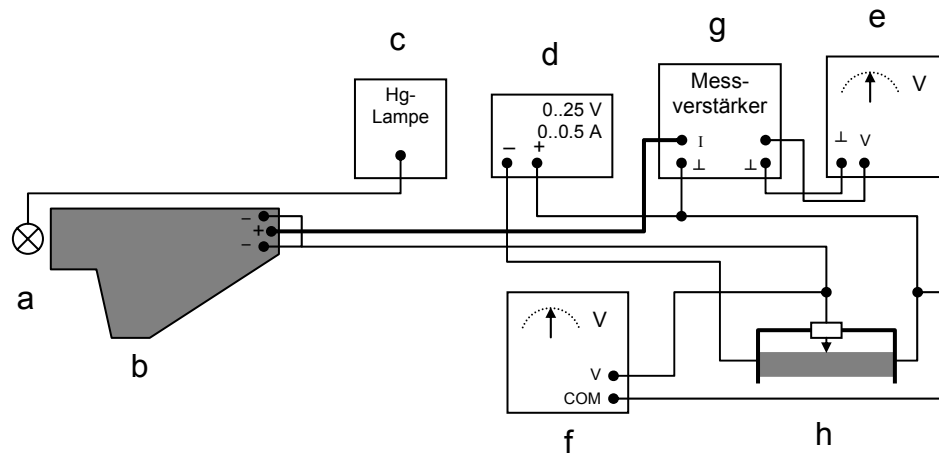


Abbildung 2: Schaltplan des Versuchsaufbaus (Gerätebezeichnungen stimmen mit jenen aus Abb. 1 überein)

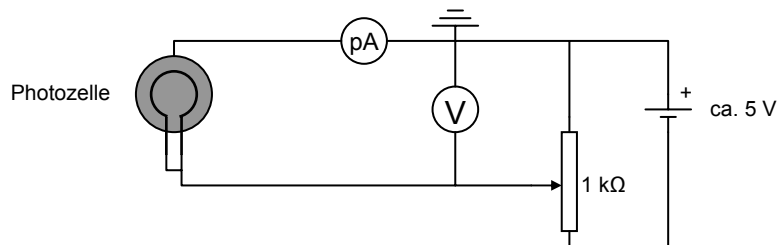


Abbildung 3: Prinzipschaltskizze dieses Versuchs

3. Verwendete Geräte

3.1 Kompaktanordnung zur Bestimmung des Planck'schen Wirkungsquantums (Firma Leybold, Kat.- Nr. 558 79)

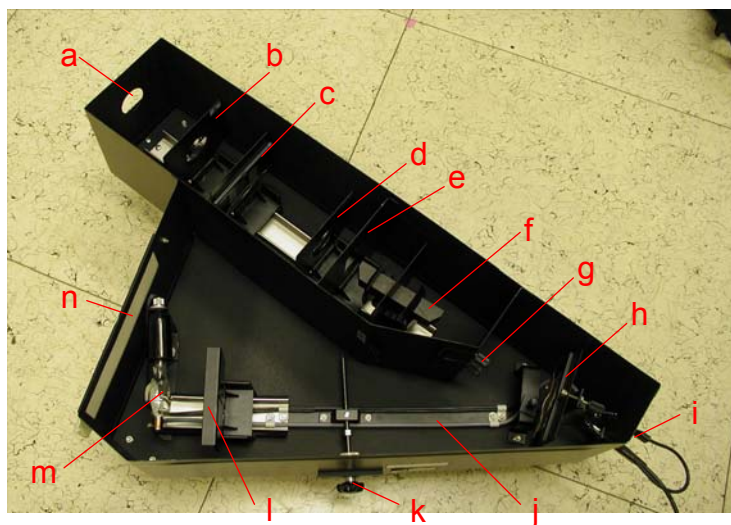


Abbildung 4: Kompaktanordnung zur h -Bestimmung (ohne Deckel)

(a) verschließbare Lichtöffnung, (b) Sammellinse, (c) Spalt, (d) Abbildungslinse, (e) Blende, (f) Geradsichtprisma, (g) größenverstellbare Blende, (h) Spiegel, (i) Anschlussbuchsen für Anode und Kathode der Photozelle, (j) Schwenkarm, (k) Stellrad für Schwenkarm, (l) Sammellinse mit Spaltblende, (m) Photozelle, (n) verschließbares Sichtfenster

Funktionsweise:

Die Kompaktanordnung zur Bestimmung des Wirkungsquantums der Firma Leybold dient dazu, dass bei der Lichtöffnung eintretende Licht einer Hg-Hochdrucklampe mittels eines Geradsichtprismas in seine Spektralfarben aufzuspalten, auf die Kathode einer Photozelle zu projizieren und den dadurch auftretenden Photostrom messbar zu machen. Um die Größe der Anordnung gering zu halten, wurde der Lichtweg innerhalb des Systems durch einen Spiegel in zwei, im spitzen Winkel zueinander stehende Abschnitte geteilt. In beiden Abschnitten befindet sich eine am Boden der Anordnung montierte optische Schiene mit den nötigen und auf ihr beweglichen optischen Aufbauteilen. Im ersten Abschnitt, d.h. im Abschnitt von der Lichtöffnung (Abb. 4, a) bis zum Spiegel (h) sind der Reihe nach folgende optische Teile installiert: Eine Sammellinse (b), die das Licht der Hg-Lampe auf den dahinter liegenden Spalt (c) projiziert, der eben besagte Spalt, eine Abbildungslinse (d), die den Spalt bzw. das durch den Spalt durchtretende Licht über den Spiegel auf das Sichtfenster (n), das mit weißem Papier als Sichtschirm ausgelegt ist, abbildet, und ein Geradsichtprisma (f), dass das Licht in seine Spektralfarben aufspaltet und so die für die h -Bestimmung notwendigen monochromatischen Lichtbündel erzeugt. Weiters befinden sich vor dem Geradsichtprisma eine Blende fixer Größe (e) und auf dem Geradsichtprisma zwei Gummikragen. Beide Vorrichtungen sollen den Lichtweg gegen Streulicht abdichten. Am Ende der optischen Schiene ist auch noch eine zweite verstellbare Blende (g) an der Mittelwand des Gehäuses dieser Anordnung angebracht.

Die optische Schiene des zweiten Abschnitts des Lichtweges ist wesentlich kürzer und am Ende eines Schwenkarms (j), dessen Drehzentrum unterhalb des Spiegels liegt montiert. Die Position des Schwenkarms lässt sich von außen durch das Steuerrad (k) bestimmen. Direkt hinter der optischen Schiene befindet sich eine Photozelle die mittels einer Fassung auf dem Schwenkarm montiert ist. Die Anoden- und Kathodenanschlüsse der Photozelle sind mit den Anschlussbuchsen (i) des Gehäuses dieser Anordnung verbunden, die Kathode mit der BNC-Buchse und der Anodenring mit den beiden 4-mm-Buchsen. Vor der Photozelle ist eine Sammellinse (l) mit einer durch Magnete befestigten Spaltblende auf der optischen Schiene positioniert, die das Licht auf die Kathode der Photozelle projiziert und dafür sorgt, dass immer die gleiche Stelle der Kathode der Photozelle ausgeleuchtet wird. Das ist deshalb wichtig, da die Photozelle aus produktionstechnischen Gründen nicht an jeder Stelle der Kathode die ausgeleuchtet wird den gleichen Elektronenemissionsgrad besitzt (s.

Abschnitt 5.2, Anmerkung). Durch die Montage auf einem Schwenkarm lässt sich die Anordnung aus Photozelle und Sammellinse mit Spaltblende in den Lichtweg der verschiedenen monochromatischen Lichtbündel des durch das Geradsichtprisma erzeugten Spektrums positionieren und so den Photostrom in Abhängigkeit von der Lichtwellenlänge bzw. Frequenz messen. Um auch von außen feststellen zu können welche „Spektralfarbe“ gerade auf die Kathode der Photozelle projiziert wird, ist direkt oberhalb des Spaltes der Spaltblende ein senkrecht nach oben ragender Dorn angebracht (in Abb. 4 nicht zu erkennen), dessen Schatten im Sichtfenster (n) zu sehen ist, und die Position des Spaltes innerhalb des ebenfalls am Sichtfenster zu sehenden Linienspektrums angibt. Die Anordnung kann so während des gesamten Versuchs durch den Deckel verschlossen bleiben.

Optische Justierung der Bauteile:

Vor der Versuchsdurchführung müssen die optischen Bauteile dieser Anordnung justiert werden. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die optischen Flächen sauber gehalten, also vor allem nicht berührt werden (auch die Photozelle)! Zuerst wird das Geradsichtprisma (f) und die Sammellinse mit Spaltblende (l) aus dem Strahlengang entfernt, d.h. von der optischen Schiene abgenommen, und der Schwenkarm (j) mit der Photozelle in eine

Extremposition, möglichst nah zur Mittelwand des Gehäuses gestellt. Dies erspart das Entfernen der Photozelle zur optischen Justierung der Anordnung, und somit auch die Gefahr der Verunreinigung der Photozelle durch Fingerabdrücke. Danach wird die (bereits vorgeheizte) Hg-Hochdrucklampe mit der dafür am Gehäuse vorgesehenen Vorrichtung in einem Abstand von ca. 5 mm vor der Lichtöffnung montiert. Dabei ist darauf zu achten, dass die Lichtöffnung noch mit dem Schieber verschlossen werden können muss. Als nächstes wird das Licht der Hg-Lampe mit der Sammellinse (b) auf den Spalt (c) abgebildet indem die Linse verschoben und eventuell auch die Lampe nachjustiert wird. Dabei sollte darauf geachtet werden, dass der Spalt möglichst symmetrisch ausgeleuchtet ist. Mit der Abbildungslinse (d) wird nun der Spalt auf das Sichtfenster (n) abgebildet. Dazu im abgedunkelten Raum arbeiten und die Linse (d) und eventuell auch den Spiegel (h) justieren. Jedoch immer darauf achten NICHT in das direkte Licht oder den direkt reflektierten Strahl der Hg-Lampe zu blicken!!! Die größenverstellbare Blende (g) wird so eingestellt, dass sich ein Spalt von ca. 5 mm ergibt (beide Teilblenden in ihrer obersten Position). Nun wird das Geradsichtprisma eingesetzt, und zwar so (entsprechend Abb. 4), dass die gelbe Hg-Spektrallinie innen (d.h. weiter zur Gehäusemitte) und die violette Spektrallinie außen im Sichtfenster zu sehen ist. Außerdem sollte drauf geachtet werden, dass durch die Blende (e) und die am Prisma befestigten Gummikragen kein Streulicht fallen kann. Nun kann die Linse mit Spaltblende wieder auf die optische Schiene gesetzt werden. Die Spaltblende sollte möglichst zentral auf der Linse sitzen. Anschließend wird der Schwenkarm so positioniert, dass eine Spektrallinie durch die Linse mit Spaltblende auf die Kathode der Photozelle projiziert wird. Im verdunkelten Raum ist jetzt auch der Schatten des Dorns der Spaltblende im Sichtfenster in der Linie der gewählten Spektralfarbe zu sehen. Die Linse wird jetzt noch so verschoben, dass der auf der Kathode abgebildete Spalt eine Länge von ca. 8-10 mm besitzt. Außerdem muss darauf geachtet werden, dass weder die Anode noch der Anschlussdraht der Kathode direkt beleuchtet wird. Zum Schluss wird die Anordnung noch mit dem Deckel verschlossen.

3.2 Photozelle (Firma Leybold, Kat.-Nr. 558 77)

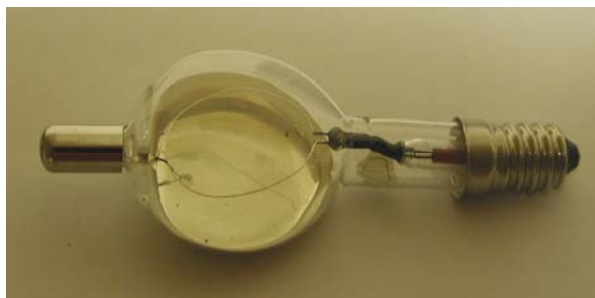


Abbildung 5: Photozelle

Funktionsweise:

Die Photozelle dient zur Demonstration des Photoeffekts und besteht aus einem evakuierten Glaskloben mit einem Sockel mit Gewinde zur Montage in einer geeigneten Fassung. An der Rückwand des Kolbens befindet sich eine Kaliumschicht die als Kathode dient und über einen am Kopfende des Kolbens befindlichen Messingzylinder kontaktiert werden kann. Im Innenraum des Glaskolbens ist eine ringförmige Anode aus einer Platin-Rhodium Legierung angebracht, deren zwei Kontakte sich am Gewindesockel befinden.

Fällt nun Licht durch den Anodenring (ohne diesen selbst zu beleuchten, da es sonst zu Fehlströmen die das Messergebnis verfälschen kommt) auf die Kathodenfläche, so werden auf

Grund des Photoeffekts Elektronen aus der Kathode gelöst und bewegen sich zur Anode. Das kann bei geeigneter elektrischer Beschaltung als Photostrom zwischen Kathode und Anode gemessen werden.

technische Daten:

Kathode:	Kalium auf oxidierte Silberschicht
Anode:	Platin-Rhodium Legierung
Anodenwiderstand:	1 - 2 Ω
typischer Photostrom durch ungefiltertes Licht der Hg-Lampe:	1,1 - 1 μA

3.3 Quecksilber – Hochdrucklampe (Firma Leybold, Kat.-Nr. 451 15) mit Netzgerät (Firma Leybold-Heraeus, Kat.-Nr. 451 30)

Die Hg-Hochdrucklampe benötigt eine Vorwärmzeit von ca. 10 min. um ihre volle Leistung zu entwickeln. Nach dem Abschalten der Lampe lässt sie sich erst wieder nach einer Abkühlphase in Betrieb nehmen.

ACHTUNG:

Nicht in das Licht oder den reflektierten Strahl der Lampe blicken!!! Da das von der Lampe emittierte Licht UV-Anteile besitzt, besteht die Gefahr einer Schädigung der Augen! Um sicherzustellen, dass während der Vorwärmzeit niemand versehentlich in das Licht der Lampe blickt, ist es vorteilhaft dieses mit z.B. einer Kartonschachtel abzuschirmen.

Der Lampenkolben erwärmt sich auf Temperaturen über 100°C!

Technische Daten:

Leistung:	80 W
Leuchtdichte:	600 cd/cm^2

Spektrallinien der Quecksilberlampe (entsprechend der Anleitung der Fa. Leybold):

Farbe	Frequenz ν [10^{14} s^{-1}]	Wellenlänge λ [nm]	Anmerkung
gelb	5,19	578	
grün	5,49	546	
türkis	6,08	493	sehr schwach
blau	6,88	436	erscheint violett
violett	7,41	405	nicht zu sehen

3.4 Messverstärker (Firma Leybold, Kat.-Nr. 532 00) und Demo Multimeter (Firma Leybold, Kat.-Nr. 531 900) als Anzeigergerät

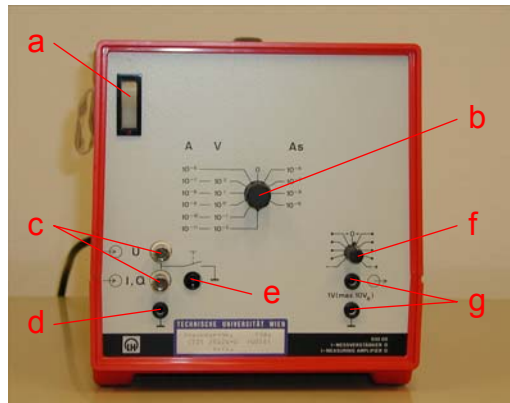


Abbildung 6: Messverstärker

(a) Netzschalter, (b) Messbereichs-Wahlschalter, (c) BNC-Eingänge für Strom-, Spannungs- und Ladungsmessung, (d) Erdungsbuchse des Eingangs, (e) Nulltaste, (f) Regler für Nullpunktverschiebung am Ausgang, (g) Ausgang zum Anschluss eines Voltmeters

Funktionsweise:

Der Messverstärker ermöglicht es die sehr kleinen Photostromstärken von einigen pA mit einem normalen Voltmeter (mit einem Innenwiderstand von mehr als 3 k Ω) zu messen. Dabei ergibt sich der Messwert aus dem am Voltmeter abgelesenen Zahlenwert multipliziert mit dem durch den Messbereichs-Wahlschalter (Abb. 5, b) gewählten Messbereich. Also würde z.B. eine Anzeige am Voltmeter von 2,5 V bei einem Messbereich von 10^{-11} A einen Messwert von $2,5 \cdot 10^{-11}$ A bedeuten. Dabei sollte der Messbereich so gewählt werden, dass sich ein Ausgangssignal von 0,3 V bis 3 V (je nach Messgerät, maximal jedoch 10 V) ergibt. Ist die Größe des zu messenden Stromes nicht bekannt, den Messbereich zuerst auf den höchsten Wert stellen und dann langsam die Empfindlichkeit erhöhen. Die für diesen Versuch zu messenden Stromstärken lagen in einem Bereich von ca. $1 \cdot 10^{-11}$ - $1,5 \cdot 10^{-10}$ A (s. auch Tabelle mit Versuchsergebnissen, Abschnitt 4), können aber von Photozelle zu Photozelle und auch je nach ausgeleuchtetem Bereich der Kathode unterschiedlich sein. Zur Kompensation von stationären Fehlströmen, die das Messergebnis beeinflussen, dient die Möglichkeit der Nullpunktverschiebung am Ausgang. Dazu alle Spannungsversorgungsgeräte einschließlich dem Messverstärker einschalten, die Lichtöffnung sowie das Sichtfenster der Kompaktanordnung (Abb. 4, a und n) mit den dafür vorgesehenen Schiebern verschließen und auch den Deckel der Versuchsanordnung schließen, sodass kein Photostrom fließen kann. Jetzt kann der Nullpunkt der Voltmeteranzeige mit dem Regler des Messverstärkers (Abb. 5, f) wenn nötig justiert werden. Nach der Justierung (oder nur bei der Messung ???- ist noch festzustellen) sollte das Messkabel nicht mehr verschoben oder verformt werden, um Ladungsverschiebungen, die das Messergebnis beeinflussen können, zu vermeiden.

Mit der Nulltaste (Abb. 5, e) werden die Eingänge für Strom-, Spannungs- und Ladungsmessung auf Masse gelegt.

Technische Daten:

Messgenauigkeit, typisch:	3 % bei Strom-/Ladungsmessung 5 % bei Spannungsmessung
Nullpunktstabilität:	0,1 %

Verstärkungsstabilität: Fehler $< 1 \%$

Das Gerät ist übersteuerbar bis zu einer Ausgangsspannung von 10 V.

3.5 Geräte für Gegenspannung

Netzgerät: WEIR Minoreg, max. 25 V, 0,5 A (Abb. 1, d)

Schiebewiderstand: 1000 Ω , max. 0,6 A (Abb. 1, h)

Messgerät: Pancontrol 830 Multimeter (Abb. 1, f)

4. Durchführung

Nach dem Vorheizen der Hg-Lampe und der optischen Justierung der Bauteile der Kompaktanordnung werden zunächst die restlichen Spannungsversorgungs- und Messgeräte eingeschaltet. Dabei ist beim Demomultimeter darauf zu achten, dass die Funktionsart (Volt) vor dem Anschließen des Messgerätes eingestellt wird, da sonst aus Sicherheitsgründen der Wahlschalter blockiert wird. Der Ausgang des Netzgerätes für die Gegenspannung (Abb. 1, d) wird auf ca. 2,5 Volt gestellt und anschließend wenn nötig der Nullpunkt des Messverstärkerausgangs justiert. Nun ist alles bereit für den eigentlichen Messvorgang.

Messvorgang:

Vor jeder Veränderung der Kompaktanordnung ist das Messgerät abzuschalten, da es durch das Hantieren an der Kompaktanordnung zu Spannungsspitzen kommt, die dem Gerät schaden könnten!

Zunächst wird der Verschlussschieber der Lichteingangsöffnung (Abb. 4, a) und des Sichtfensters entfernt. Bei abgedunkeltem Raum wird mit dem Stellrad für den Schwenkarm (Abb. 4, k) die Photozelle so eingestellt, dass das Strahlenbündel einer Farbe auf die Photokathode trifft. Dazu den Schatten des Dorns auf der Spaltblende, der im Sichtfenster zu sehen ist, in die Mitte einer Spektrallinie stellen. Sichtfenster mit dem Schieber wieder verschließen. Die Raumbeleuchtung kann für das Ablesen der Messgeräte wieder eingeschaltet werden, da die Photokathode, bzw. die Anordnung genügend abgeschirmt ist. Das Messgerät zur Anzeige des Photostroms (Demo Multimeter) einschalten und Photostrom ablesen und notieren. Messbereich vor dem Einschalten sowohl am Messverstärker als auch am Messgerät möglichst hoch wählen und dann langsam verfeinern. Darauf achten, dass auch das Messgerät für die Anzeige der Gegenspannung bei der Photostrommessung 0 Volt anzeigt.

Nun mittels Schieber des Schiebewiderstandes Gegenspannung so lange erhöhen bis der Photostrom verschwindet und den Wert der Gegenspannung ablesen und notieren. Zum Schluss Schieber wieder auf seine Ausgangsposition zurückstellen und Messgerät für Photostrom abschalten. Danach kann der Messvorgang für die nächste Spektrallinie wiederholt werden.

Messbeispiel:

Farbe	Frequenz ν [10^{14} s^{-1}]	Photostrom I [10^{-11} A]	Gegenspannung U_0 [V]
gelb	5,19	4,55	0,49
grün	5,49	11,5	0,56
violett	6,88	13,75	1,17

5. Theoretische Grundlagen, Auswertung

5.1 Theoretische Grundlagen

Das auf die Kathode der Photozelle einfallende Licht der Hg-Lampe löst gemäß dem Photoeffekt Elektronen aus der Kathodenoberfläche ab. Dabei gibt ein auf die Kathode auftreffendes Photon seine Energie an ein Elektron des Festkörpers weiter. Die Energiebilanz für diesen Vorgang lautet

$$E_{kin} = h\nu - W. \quad (1)$$

Dabei steht E_{kin} für die kinetische Energie, die das Elektron nach seiner Ablösung besitzt, $h\nu$ gibt die Energie des absorbierten Photons an und W steht für die Arbeit die verrichtet werden muss um das Elektron von dem Festkörper abzulösen. Da die Elektronen unterschiedlich stark im Festkörper gebunden sind, erhält man durch Bestrahlung der Oberfläche mit Licht der Frequenz ν Photoelektronen unterschiedlicher kinetischer Energie. Die Arbeit die jedoch mindestens notwendig ist um ein Elektron aus dem Festkörper zu lösen nennt man Austrittsarbeit W_A . Sie ist eine materialspezifische Größe.

Die aus der Photokathode abgelösten Elektronen können dank ihrer kinetischen Energie den Anodenring der Photozelle erreichen und werden so als Photostrom I gemessen. Legt man nun an der Anode ein gegen die Kathode negatives Potential an, erzeugt dies ein für die Elektronen bremsendes Gegenfeld zwischen Anode und Kathode. Erhöht man die Spannung zwischen Anode und Kathode so lange bis der Photostrom gerade verschwindet, bis also die kinetische Energie der Elektronen nicht mehr ausreicht um die bremsende Kraft des Feldes zu überwinden und die Anode zu erreichen, so entspricht dieser Wert der Spannung U_0 multipliziert mit der Elementarladung e gerade der maximalen Energie der Photoelektronen. Da die Photoelektronen mit maximaler kinetischer Energie nur jene sein können für die die geringste Arbeit notwendig war um sie aus dem Festkörper zu lösen, also die Austrittsarbeit W_A , so erhält man aus (1)

$$E_{kin_max} = eU_0 = h\nu - W_A. \quad (2)$$

Dividiert man diese Gleichung durch die Elementarladung e so erhält man

$$U_0 = \frac{h}{e}\nu - \varphi, \quad (3)$$

mit $\varphi = W_A/e$ dem Austrittspotential. Gleichung (3) hat die Form einer Geraden mit der Steigung $k=h/e$, sie wird als „lichtelektrische Gerade“ bezeichnet. Aus ihrer Steigung lässt sich leicht das Planck'sche Wirkungsquantum berechnen.

5.2 Auswertung der Messergebnisse

Die in der gemäß Abschnitt 4 erhaltenen Messergebnisse werden nun graphisch ausgewertet. Die jeweiligen Gegenspannungen U_0 werden gegen die Frequenzen ν des Lichts in einem Diagramm aufgetragen, und man erhält so eine lichtelektrische Gerade für diese Photokathode. Die für die Beispielgerade in Abbildung 6 verwendeten Daten wurden der Tabelle aus Abschnitt 4 entnommen. Danach wird die Steigung der Geraden aus der Zeichnung entnommen und man erhält gemäß (k steht für die Steigung der Geraden)

$$k \cdot e = \frac{\Delta U_0}{\Delta \nu} \cdot e = h \quad (4)$$

den experimentell festgestellten Wert des Planck'schen Wirkungsquantums h .

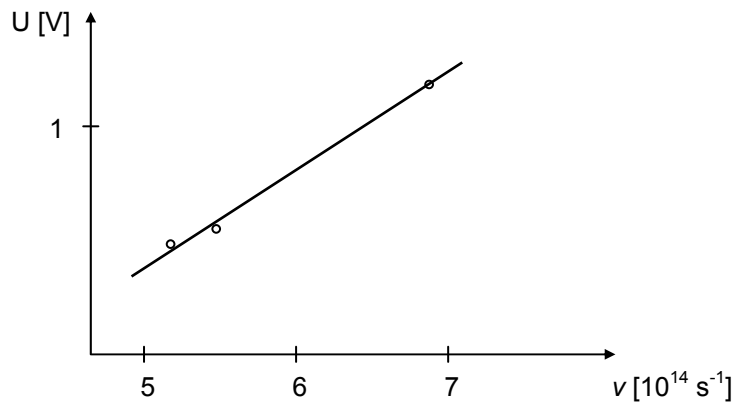


Abbildung 7: lichtelektrische Gerade zu den Messdaten aus Abschnitt 4

Der so aus den Messdaten aus Abschnitt 4 erhaltene Wert für das Planck'sche Wirkungsquantum h beträgt

$$h_{\text{gemessen}} = 6,8093 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$$

während der Literaturwert

$$h_{\text{Literatur}} = 6,626196 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$$

beträgt. Dies bedeutet einen Unterschied von nur 2,76 % des gemessenen Wertes zum Literaturwert!

Allerdings ist dazu zu sagen, dass dieses Messergebnis mit Vorsicht zu sehen ist. Oft wurden auch Werte erhalten die um die 10 % vom Literaturwert abgewichen sind. Eine mögliche Fehlerquelle, die leider nicht ausgeschaltet werden konnte und deren Auswirkung für mich nicht abschätzbar war, ist ein zum Photostrom entgegengesetzter Strom, der in Erscheinung tritt, wenn man die Gegenspannung U_0 über den Wert der zum Erliegen des Photostroms notwendig ist, erhöht. Die Werte für diesen „Gegenstrom“ liegen meist im Bereich zwischen 10 % und 20 % des Photostroms, für die vorliegenden Messdaten waren die jeweiligen Werte: 11,0 % bei der gelben Linie, 8,7 % bei der grünen und 12,4 % bei der blauen Linie.

Anmerkung:

Wie man meinen könnte, ließe sich aus (2) bei bekanntem Wirkungsquantum auch die Austrittsarbeit W_A der Photokathode bestimmen als

$$W_A = h\nu - eU_0. \quad (5)$$

Allerdings ist der Gegenspannung U_0 auch noch eine Kontaktspannung, die sich aus der Verwendung unterschiedlicher Materialien ergibt überlagert. Die Kontaktspannung errechnet sich aus der Differenz der Austrittsarbeiten W_A der beiden Elektroden, jedoch sind diese

Austrittsarbeiten nicht ohne weiters messbar oder zugänglich. Die Austrittsarbeit der Anode ist von der Kristallorientierung ihres Materials und der Oberflächenbelegung durch Restgasatome abhängig. Die Austrittsarbeit der Kathode ist schwer abzuschätzen und kann je nach beleuchteter Stelle unterschiedlich sein, da auf Grund des Herstellungsprozesses die Kathodenoberfläche nicht homogen ist, sondern sich aus einem Gemisch aus Kalium, Kaliumoxid und oxidiertem Silber zusammensetzt. Die Bestimmung der Austrittsarbeit der Photokathode oder auch der Anode dieser Photozelle ist daher nicht möglich.

Elektronenbeugungsröhre

1. Ziel und Beschreibung des Versuchs

Ziel:

Demonstration der Wellennatur von Elektronen mittels Interferenzerscheinungen und Bestimmung deren de Broglie-Wellenlänge und damit experimentelle Bestätigung der mit der de Broglie-Gleichung berechneten theoretischen Werte.

Unter der Annahme einer bekannten de Broglie-Wellenlänge für die Elektronen, lässt sich auch das Prinzip von Strukturuntersuchungen mittels Elektronenstrahlen demonstrieren bzw. das Prinzip des Elektronenmikroskops.

Beschreibung:

In einem evakuierten Glaskolben werden Elektronen auf eine polykristalline Graphitfolie geschossen. Durch Beugung des Elektronenstrahls an unterschiedlich orientierten Graphitkristalliten (Mikrokristalle) in der Folie kommt es zu Bragg-Reflexionen, die sich auf Grund der Anordnung dieses Versuchs als konzentrische Kreise auf einem an der Innenwand des Kolbens angebrachten Leuchtschirm beobachten lassen. Aus dem Durchmesser dieser Kreise kann man auf die Wellenlänge der Elektronenstrahlen, d.h. auf die de Broglie-Wellenlänge der in der Röhre freigesetzten Elektronen zurück schließen.

Die Versuchsanordnung ist einer Realisierung des Debye-Scherrer-Verfahrens.

2. Versuchsaufbau

Abbildung 1 zeigt den gesamten Versuchsaufbau mit den verschiedenen Strom- bzw. Spannungsversorgungs- und Messgeräten, Abbildung 2 zeigt den Schaltplan dieser Versuchsanordnung. Die Bezeichnungen der Geräte in Abbildung 2 stimmen mit jenen aus Abbildung 1 überein.

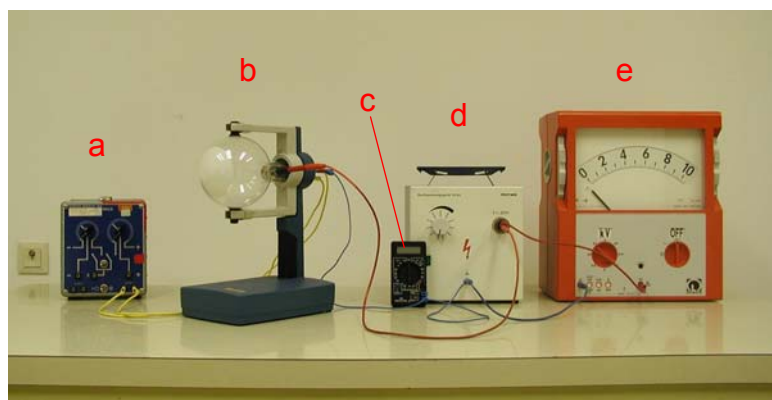


Abbildung 1: Ansicht des Versuchsaufbaus

(a) Netzgerät für Kathodenheizung, (b) Elektronenbeugungsröhre, (c) Messgerät für Emissionsstrom, (d) Netzgerät für Anodenspannung, (e) Messgerät für Anodenspannung

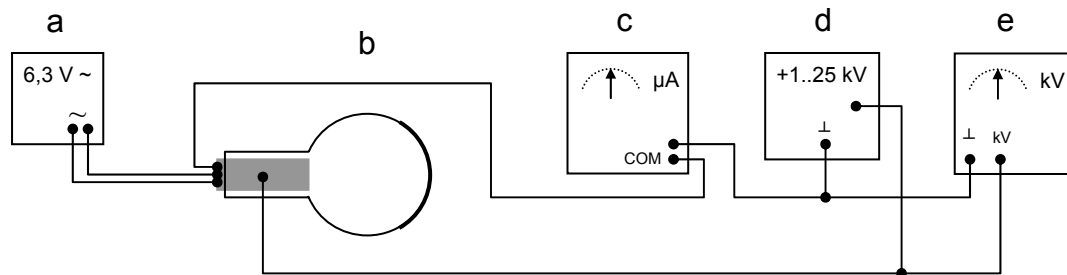


Abbildung 2: Schaltplan des Versuchsaufbaus (Gerätebezeichnungen stimmen mit jenen aus Abb. 1 überein)

3. Verwendete Geräte

3.1 Elektronenbeugungsröhre (Firma Leybold, Kat.-Nr. 555 17)

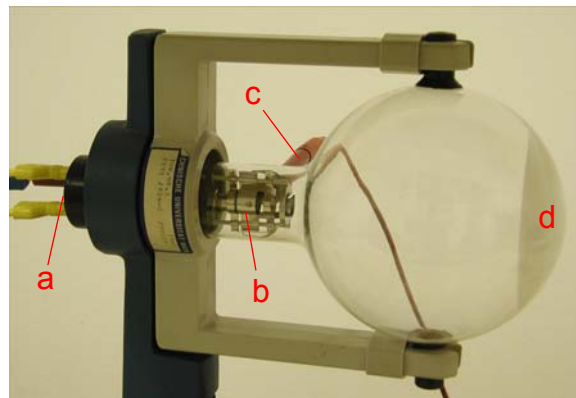


Abbildung 3: Elektronenbeugungsröhre
(a) Anschlüsse für Kathodenheizung (2x 4-mm-Buchse) und Kathode (2-mm-Buchse), (b) Elektrodensystem, (c) Anodenanschluss, (d) Leuchtschirm

Funktionsweise:

Die Elektronenbeugungsröhre besteht aus einem evakuierten Glaskolben, einem aus 4 hintereinander angeordneten Metallzylindern bestehenden Elektrodensystem und einem Leuchtschirm. Das Elektrodensystem ist in Abbildung 4 schematisch dargestellt.

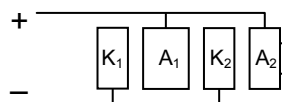


Abbildung 4: Elektrodensystem der Elektronenbeugungsröhre

Es besteht aus einem Kathoden- und einem Anodenpaar, deren Elektroden jeweils auf gleichem Potential liegen. Die Kathode K_1 ist eine indirekt beheizte Glühkathode und dient als Elektronenquelle, auf der Anode A_2 ist auf einem feinen Trägernetz eine dünne polykristalline Graphitfolie derart angebracht, dass der Elektronenstrahl senkrecht auftrifft. Die Elektroden A_1 , K_2 , und A_2 wirken weiters als elektrostatisch fokussierende Linsen. Wird nun die Glühkathode geheizt und eine Spannung an der Anode angelegt, so werden die von der Glühkathode emittierten Elektronen beschleunigt und auf die Graphitfolie

geschossen. Die Elektronenstrahlen treffen auf die Netzebenen des Graphitkristallgitters und werden an diesen entsprechend Abbildung 5 gebeugt.

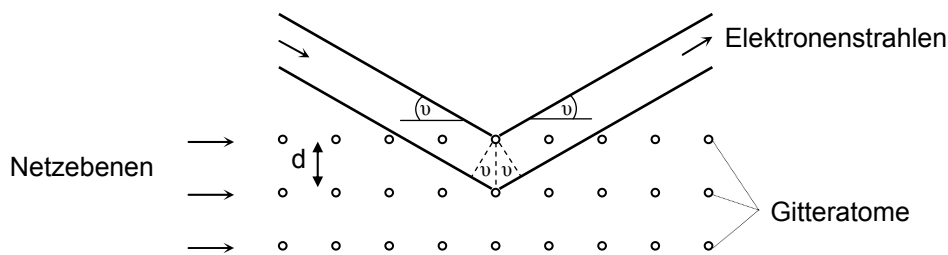


Abbildung 5: Beugung der Elektronenstrahlen am Graphitkristallgitter

Dabei werden sie zunächst an den Gitteratomen der Netzebenen gestreut, und die so an verschiedenen Netzebenen entstandenen Kugelwellen interferieren nur für ganz bestimmte Richtungen, mit einem Winkel ν zwischen Elektronenstrahl und Netzebene, konstruktiv, sodass nur in diesen Richtungen ein gebeugter Elektronenstrahl beobachtet werden kann. Man nennt dieses Phänomen „Bragg-Reflexion“. Die Bedingung für konstruktive Interferenz lautet

$$2d \sin \nu = n\lambda \quad (1)$$

und wird „Bragg-Bedingung“ genannt. Dabei steht n für eine ganze Zahl und der Winkel ν gibt Einfallswinkel und (!) Ausfallswinkel der Elektronenstrahlen an. Eine Ableitung der Bragg-Bedingung findet sich in Abschnitt 5.3.

Da sich innerhalb der polykristallinen Graphitfolie Kristallite jeder Orientierung finden, finden sich auch solche die mit den Elektronenstrahlen in einem Winkel stehen, der die Bragg-Bedingung erfüllt. Alle so um einen Winkel von 2ν abgelenkten Strahlen befinden sich auf einem Kegelmantel dessen Achse mit dem nicht gebeugten Elektronenstrahl zusammen fällt. Sie treffen auf dem Leuchtschirm auf und erzeugen dort einen konzentrischen Kreis. Da sich in einem Kristall nicht nur in einer Richtung Netzebenen „bilden“ lassen, und verschiedene Netzebenen unterschiedliche Abständen zueinander haben (s. Abb. 6), erhält man mehrere – laut der Anleitung der Firma Leybold bei dieser Anordnung mindestens zwei – konzentrische Kreise.

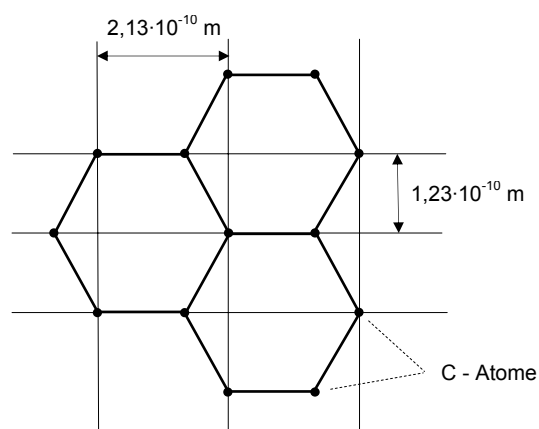


Abbildung 6: Anordnung der Kohlenstoffatome und daraus resultierende Netzebenen in einer Graphitschicht, die schwarzen Punkte stehen für jeweils ein Kohlenstoffatom

Die beiden (innersten) hier beobachteten Kreise stammen von den in Abbildung 6 projizierend eingezeichneten Netzebenen des Graphits mit den Abständen $d_1 = 2,13 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

und $d_2 = 1,23 \cdot 10^{-10}$ m. Auch die einzelnen übereinander liegenden Graphitschichten würden (in Abb. 6 parallel zur Bildebene orientierte) Netzebenen bilden, doch ist ihr Abstand zueinander so groß (ca. $6,7 \cdot 10^{-10}$ m), dass die durch sie entstandenen Beugungsringe nicht zu sehen sind, sie fallen mit dem durch den ungebeugten Elektronenstrahl entstehenden Leuchtfleck im Zentrum des Beugungsbildes am Schirm zusammen (bei einer Beschleunigungsspannung von 5 kV hätten die Beugungsringe einen Durchmesser von ungefähr 7 mm, s. Abschnitt 5.1).

HINWEISE:

Sollten die Beugungsringe nicht zufrieden stellend sichtbar sein, so kann dies von einer erzeugungstechnisch bedingten Fehlstelle auf der Graphitfolie herrühren. Der Elektronenstrahl lässt sich mit dem mitgelieferten schaufelförmigen Justiermagneten, der auf den Kolbenhals zwischen Anodenanschluss und Stativrahmen aufgesetzt wird, geringfügig ablenken und so auf eine andere Stelle der Graphitfolie lenken.

Laut der Anleitung der Firma Leybold ist es **WICHTIG** die Anodenspannung stets kontinuierlich von 0 bis zu dem gewünschten Wert (max. 5 kV) zu erhöhen und außerdem den Emissionsstrom und die Graphitfolie während des Versuchs ständig zu kontrollieren, um die Folie vor dem Verglühen zu schützen. Der Emissionsstrom darf einen Maximalwert von 200 μ A nicht überschreiten. Sollte dies dennoch passieren, oder die Graphitfolie aufglühen, so soll der Kontakt zur Anodenspannungsquelle sofort unterbrochen und das Netzgerät durch Kurzschließen entladen werden. Außerdem soll danach mittels des Justiermagneten der Elektronenstrahl auf einen anderen Punkt der Graphitfolie gelenkt werden.

Generell ist zu beachten, dass bei diesem Experiment mit **HOCHSPANNUNG** hantiert wird!

Technische Daten:

Spannung für Kathodenheizung:	max. 6 V Wechselspannung
Heizstrom:	max. 0,3 A Wechselstrom
Anodenspannung:	0 – 5 kV
Emissionsstrom:	max. 200 μ A
Glaskolbendurchmesser:	ca. 13 cm

3.2 Netzgerät für Kathodenheizung

Leybold Netzgerät mit Heizspannungsanschluss (Kat.-Nr. 522 35a, Abb. 1, a)

3.3 Geräte für Anodenspannung

Hochspannungsgerät der Firma PHYWE, +1-25 kV (Abb. 1, d)

Messgerät für Emissionsstrom: Pancontrol 830 Multimeter, Messbereich:
2000 μ A DCA (Abb. 1, c)

Messgerät für Anodenspannung: Leybold Demo Multimeter, Skala 0-10 kV
(Kat.-Nr. 531 900, Abb. 1, e)

3. Durchführung

Dieser Versuch wird in verdunkeltem Raum durchgeführt.

Zur Messung der Durchmesser der einzelnen Ringe am Leuchtschirm eignet sich ein beschreibbares, durchsichtiges Klebeband, auf das schon im Vorhinein ein waagrechter Strich gezeichnet wird.

Nach Anlegen der Heizspannung für die Glühkathode und kurzem Vorglühen wird der Anodenstrom kontinuierlich von 0 an bis zu dem gewünschten Wert, beispielsweise 5 kV, hochgedreht. Dabei ist sowohl auf den Emissionsstrom als auch auf die Graphitfolie zu achten, um die Folie vor dem Verglühen zu schützen. Auf dem Leuchtschirm sind nun mindestens zwei konzentrisch um einen sehr hellen Leuchtfleck liegende Ringe, entsprechend Abbildung 7, zu beobachten.

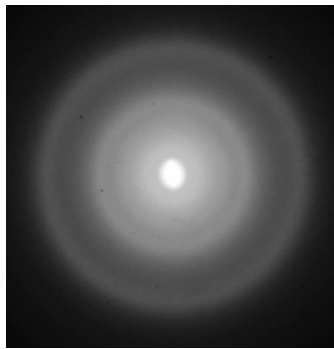


Abbildung 7: Konzentrische Beugungsringe entstehen um das Beugungsbild 0-ter Ordnung (heller Fleck in der Mitte des Bildes)

Der helle Mittelpunkt stammt von jenem Teil des Elektronenstrahls, der ungebeugt durch die Graphitfolie hindurch tritt. Nun kann der Durchmesser der beiden Ringe gemessen werden. Dazu den vorbereiteten Klebestreifen so an dem Glaskolben anbringen, dass die aufgezeichnete Linie durch den Mittelpunkt der Ringe verläuft. Danach werden die mittleren Durchmesser D der beiden Ringe auf der auf dem Klebeband aufgezeichneten Linie markiert. Das Klebeband kann nun wieder abgezogen, und der Anodenstrom sowie die Heizspannung können abgestellt werden. In der nachfolgenden Tabelle sind die Messergebnisse eines solchen Versuches eingetragen.

Anodenspannung	D_1	$R_1=D_1/2$	D_2	$R_2=D_2/2$
5 kV	2,35 cm	~1,18 cm	4,2 cm	2,1 cm

5. Interpretationen, theoretische Grundlagen

5.1 Bestimmung der de Broglie-Wellenlänge der Elektronen

Aus den Beugungsbildern, bzw. den Radien der beobachteten Beugungsringe, lässt sich die Wellenlänge der die Ringe verursachenden Strahlung, also die de Broglie-Wellenlänge der Elektronen berechnen. In Abbildung 8 sind die geometrischen Verhältnisse dieses Versuchs dargestellt.

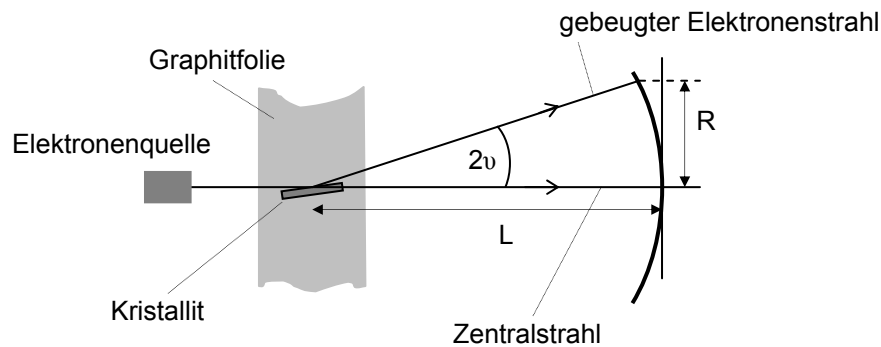


Abbildung 8: Skizze des Strahlenganges in der Elektronenbeugungsröhre

Aus dieser Skizze ergibt sich die Beziehung (wobei die Krümmung der Kugelfläche vernachlässigt wurde)

$$\tan 2\nu = \frac{R}{L}, \quad (2)$$

und mit einem Näherungsausdruck für kleine Winkel, $\tan 2\nu \approx \sin 2\nu \approx 2 \sin \nu$, erhält man daraus

$$2 \sin \nu = \frac{R}{L}. \quad (3)$$

Setzt man (3) nun in die Bragg-Bedingung (1) ein so erhält man eine Beziehung für die Wellenlänge der gebeugten Strahlung in Abhängigkeit von dem Netzebenenabstand d , dem Radius R des beobachteten Ringes und der Entfernung L der Graphitfolie vom Leuchtschirm. Diese lautet

$$\lambda = \frac{d}{L} R \quad (4)$$

für $n = 1$, was im vorliegenden Fall gegeben ist.

Setzt man nun die Netzebenenabstände des Graphitgitters (s. Abb. 6) in Gleichung (4) ein, so ergibt sich mit $L = 13,5 \text{ cm}$ und den Messergebnissen für die Radien der Beugungsringe

$$\begin{aligned} R_1 &= 1,18 \text{ cm}, \\ R_2 &= 2,1 \text{ cm}, \end{aligned}$$

für die entsprechenden Wellenlängen

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 1,86 \cdot 10^{-11} \text{ m}, \\ \lambda_2 &= 1,91 \cdot 10^{-11} \text{ m}. \end{aligned}$$

Zum Vergleich kann man die de Broglie-Wellenlänge der Elektronen auch mittels der Gleichung von de Broglie

$$\lambda = \frac{h}{m v} \quad (5)$$

bestimmen. Aus der Energiebilanz für die in der Beugungsröhre durch die Anodenspannung U beschleunigten Elektronen

$$\frac{mv^2}{2} = eU \quad (6)$$

erhält man

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}. \quad (7)$$

Setzt man (7) in die de Broglie-Gleichung (5) ein, so erhält man

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2emU}} \quad (8)$$

und daraus mit der hier verwendeten Anodenspannung $U = 5 \text{ kV}$

$$\lambda \approx 1,73 \cdot 10^{-11} \text{ m}$$

für die de Broglie-Wellenlänge der Elektronen.

Das bedeutet, dass die hier experimentell festgestellten Wellenlängen nur um 7,5 % bzw. 10,4 % von dem theoretisch berechneten Wert abweichen, und so auch eine gewisse Bestätigung für die Richtigkeit der de Broglie-Gleichung darstellen.

5.2 Bestimmung der Netzebenenabstände im Graphitgitter

Eine andere Möglichkeit die aus diesem Versuch gewonnenen Messergebnisse zu verwenden, besteht in der Veranschaulichung des Prinzips von Strukturuntersuchungen mittels Elektronenstrahlen, bzw. des Prinzips des Elektronenmikroskops.

Gleichung (4) kann man umformen zu

$$d = \frac{\lambda \cdot L}{R}. \quad (9)$$

Aus dieser Gleichung lassen sich bei gegebener de Broglie-Wellenlänge, die sich ja aus der de Broglie-Gleichung gemäß (5) bis (8) ergibt, die Netzebenenabstände des beugenden Kristalls – in unserem Fall Graphit – berechnen.

Die de Broglie-Wellenlänge für die hier mit einer Anodenspannung mit 5 kV beschleunigten Elektronen ist gemäß den Beziehungen (5) bis (8)

$$\lambda \approx 1,73 \cdot 10^{-11} \text{ m}.$$

Setzt man diese Wellenlänge und die gemessenen Radien der Beugungsringe

$$\begin{aligned} R_1 &= 1,18 \text{ cm}, \\ R_2 &= 2,1 \text{ cm}, \end{aligned}$$

in (9) ein so ergibt sich mit $L = 13,5 \text{ cm}$ für die Netzebenenabstände des Graphitgitters

$$\begin{aligned} d_1 &= 1,98 \cdot 10^{-10} \text{ m}, \\ d_2 &= 1,11 \cdot 10^{-10} \text{ m}. \end{aligned}$$

Verglichen mit den in Abb. 5 angegebenen Werten bedeutet das eine Abweichung von 7,0 % bzw. 9,8 %.

5.3 Ableitung der Bragg-Bedingung

Zur Ableitung der Bedingung für Bragg-Reflexion an den Netzebenen des Graphitkristallgitters wird vorerst nur eine einzelne Netzebene betrachtet (Abb. 9).

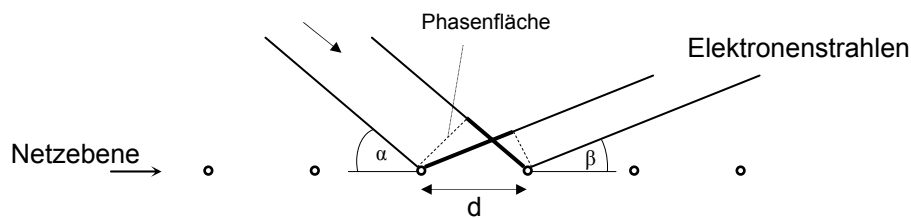


Abbildung 9: Beugung von Elektronenstrahlen an einer Netzebene

Die auf die Netzebenen des Graphitkristalls auftreffenden Elektronenstrahlen (oder auch Röntgenstrahlen) werden an den Kohlenstoffatomen einer Netzebene gestreut. Die an jedem dieser Streuzentren entstandenen Kugelwellen interferieren bei ihrer Ausbreitung nur für ganz bestimmte Richtungen, in einem Winkel β zur Netzebene, konstruktiv miteinander. Die Bedingung für konstruktive Interferenz ergibt sich aus Abbildung 9. Da die Differenz der beiden dick gezeichneten Strecken Null oder ein Vielfaches ($n\lambda$, n ganz) der Wellenlänge der Elektronenwellen sein muss, muss

$$d \cdot \cos \alpha - d \cdot \cos \beta = n\lambda \quad (10)$$

gelten. Für $n = 0$ wird daraus

$$\cos \alpha = \cos \beta, \quad (11)$$

bzw.

$$\alpha = \beta, \quad (12)$$

was dem aus der Optik bekannten Reflexionsgesetz gleicht.

Mit der Bedingung (12) ergibt sich für das Zusammenspiel mehrerer paralleler Netzebenen (s. Abb. 10) folgendes:

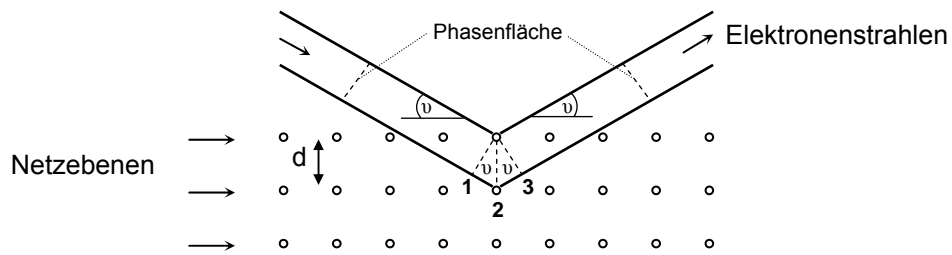


Abbildung 10: Beugung der Elektronenstrahlen an mehreren parallelen Netzebenen des Graphitkristallgitters

Überlagern sich die an verschiedenen Netzebenen entsprechend der Bedingung (12) gebeugten Elektronenwellen, so muss für konstruktive Interferenz zusätzlich zur Bedingung (12) auch noch die Strecke $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ einer Wellenlänge bzw. einem Vielfachen der Wellenlänge ($n\lambda$, n ganz) der Elektronenwellen entsprechen. Aus Abbildung 10 lässt sich dafür die Bedingung

$$2d \sin \nu = n\lambda, \quad (13)$$

die so genannte „Bragg-Bedingung“, ablesen.

Die Bragg-Bedingung stellt eine der Grundlagen der Röntgenspektroskopie dar. Ein weiteres wichtiges Anwendungsgebiet ist auch die Kristallstrukturanalyse.

Emissionslinienspektren

1. Ziel und Beschreibung des Versuchs

Ziel:

Demonstration der durch Emission von Licht charakteristischer Wellenlänge durch angeregte Atome entstehenden Linienspektren und experimentelle Bestätigung der Balmerformel bzw. der Ritz-Rydberg-Formel für den Spezialfall des Wasserstoffatoms.

Beschreibung:

Mittels eines Spektrometers bzw. einer Spektrometeranordnung auf einer optischen Schiene wird das Licht einer Hg-Hochdrucklampe und einer Balmer-Lampe in seine Spektralfarben zerlegt, und so die Emissionslinien von Quecksilber und Wasserstoff sichtbar gemacht. Aus den dadurch entstandenen Linienspektren können die Wellenlängen der einzelnen Spektrallinien bestimmt, und im Fall der Balmer-Lampe die Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Balmerformel überprüft werden.

2. Versuchsaufbau

In den Abbildungen 1 und 2 sind zwei alternative Möglichkeiten des Versuchsaufbaus abgebildet. Bei dem ersten Versuchsaufbau (Abb. 1) wird eine Gitterspektrometeranordnung auf einer optischen Schiene mit einem durchscheinenden Schirm als Projektionsfläche verwendet, während bei dem zweiten Versuchsaufbau (Abb. 2) ein Prismenspektrometer verwendet wird. Beide Versuchsanordnungen eignen sich sowohl für die Hg-Hochdrucklampe als auch für die Balmer-Lampe. Außerdem wurde hier bei beiden Anordnungen eine PC-Kamera zur Aufnahme des Linienspektrums für eine Projektion mit einem Videobeamer verwendet, um es zu ermöglichen, diese Versuche auch in einem Hörsaal vor größerem Publikum zu zeigen.

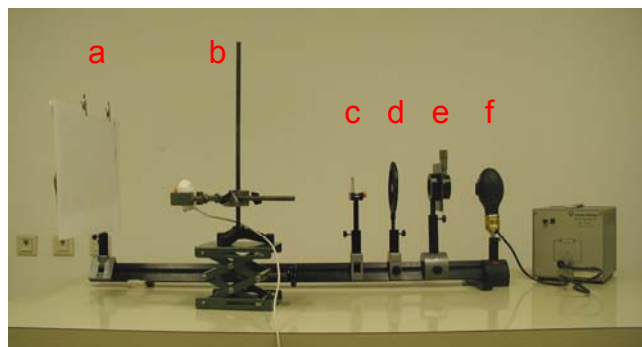


Abbildung 1: Versuchsaufbau mit Gitterspektrometeranordnung auf einer optischen Schiene, PC-Kamera und Hg-Lampe

(a) Schirm, (b) PC-Kamera auf einem Stativ, (c) Gitter, (d) Linse mit Brennweite 100 mm, (e) verstellbarer Spalt, (f) Hg-Lampe

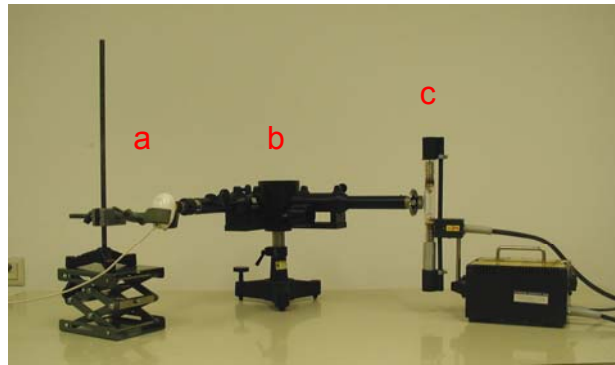


Abbildung 2: Versuchsaufbau mit Prismenspektrometer, PC-Kamera und Balmer-Lampe
(a) PC-Kamera auf einem Stativ, (b) Spektrometer, (c) Balmer-Lampe

3. Verwendete Geräte

3.1 Gitterspektrometeranordnung

Für die Spektrometeranordnung wurden folgende optische Utensilien verwendet: ein mit einer Mikrometerschraube verstellbarer Spalt, eine Sammellinse mit 100 mm Brennweite, eine Sammellinse mit 50 mm Brennweite (nur für die Verwendung mit der Balmer-Lampe), ein Beugungsgitter mit 570 Spalten pro mm und ein mit einem weißen Papier abgedeckter durchscheinender Schirm. Weiters sollten für die Messungen der Wellenlängen die optische Schiene eine Zentimeterskala und die Reiter, mit denen das Gitter und der Schirm auf der Schiene befestigt werden, eine Mittelmarkierung zur genauen Bestimmung der Entfernung Schirm-Gitter haben. Wobei zu beachten ist, dass die abgelesene Position des Reiters nicht unbedingt der Position des Beugungsgitters entspricht. Diese ist von der Konstruktion des Reiters und der Gitterhalterung abhängig. Selbes gilt natürlich auch für den Schirm.

Für die Hg-Lampe ist eine Abdeckung bzw. Abschirmung von Vorteil, die einerseits die Augen vor schädlicher UV-Strahlung schützt und andererseits auch die Beleuchtung des Schirms durch an dem Spalt vorbei tretendes Licht der Hg-Lampe, was das Linienspektrum auf Grund zu großer Umgebungshelligkeit undeutlicher erscheinen lässt, verhindern soll. Dabei ist allerdings darauf zu achten, dass die Lampe nicht auf Grund von zu wenig Luftzirkulation und damit Kühlung zu heiß wird wodurch sie Schädigungen erleiden kann. Durch die Breite des Spaltes lassen sich Intensität und Auflösung des Linienspektrums bestimmen. Bei breiterem Spalt werden die einzelnen Linien intensiver, dafür aber auch breiter, was die Auflösung der Anordnung vermindert. Bei schmalere Spalt verhält es sich umgekehrt. Man muss hier einen vernünftigen Kompromiss zwischen Intensität und Auflösung finden.

Funktionsweise:

Durch die Linse wird der von der Hg-Lampe beleuchtete Spalt auf den Schirm scharf abgebildet, und durch das Beugungsgitter und dessen Eigenschaft Licht unterschiedlicher Wellenlänge unterschiedlich stark zu beugen, wird das Licht der Hg-Lampe in seine einzelnen Wellenlängen aufgespalten. Es entsteht für jede Wellenlänge eine Linie bzw. ein Bild des Spaltes auf dem Schirm (s. Abb. 7, es sind Beugungsmaxima 1-ter und 2-ter Ordnung zu sehen). Die Justierung der Anordnung wird im Zuge der Durchführung dieses Versuchs in Abschnitt 4.1 beschrieben.

Aus der Entfernung der einzelnen Linien von der weißen Mittellinie, dem Beugungsmaximum 0-ter Ordnung, lassen sich die zugehörigen Wellenlängen berechnen.

Für jedes Maximum, jede Spektrallinie, muss die folgende Gleichung, die der Interferenzbedingung für Beugungsmaxima des Gitters entspricht, erfüllt sein:

$$d \sin(\theta) = n\lambda \quad (1)$$

Dabei gibt d den Abstand zweier Spalte des Gitters an, θ entspricht dem Beugungswinkel, n der Ordnung des Beugungsmaximums und λ gibt die Wellenlänge des gebeugten Lichtes an. Durch Umformung von (1) erhält man

$$\frac{d}{n} \sin(\theta) = \lambda, \quad (2)$$

eine Formel zur Berechnung der Wellenlänge des gebeugten Lichtes in Abhängigkeit vom Beugungswinkel. Aus der Skizze in Abbildung 3 kann man für den Winkel θ die Beziehung

$$\theta = \arctan\left(\frac{x}{y}\right) \quad (3)$$

ablesen, wobei x die Entfernung der Spektrallinie vom Zentralmaximum und y die Entfernung des Gitters vom Schirm angibt.

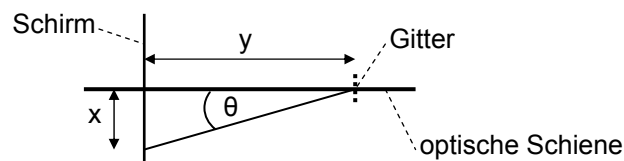


Abbildung 3: Skizze zur Berechnung der Wellenlänge aus dem Linienspektrum

Beziehung (3) und

$$d = \frac{1}{570 \cdot 10^3} \text{ [m]}$$

eingesetzt in (2) ergibt als Formel zur Berechnung der Wellenlänge λ aus der Messung der Linienabstände x des 1. Beugungsmaximums

$$\lambda = \frac{1}{570 \cdot 10^3} \sin\left[\arctan\left(\frac{x}{y}\right)\right]. \quad (4)$$

3.2 Prismen-Spektrometer (Firma R. FUESS, Berlin-Steglitz, 51819)

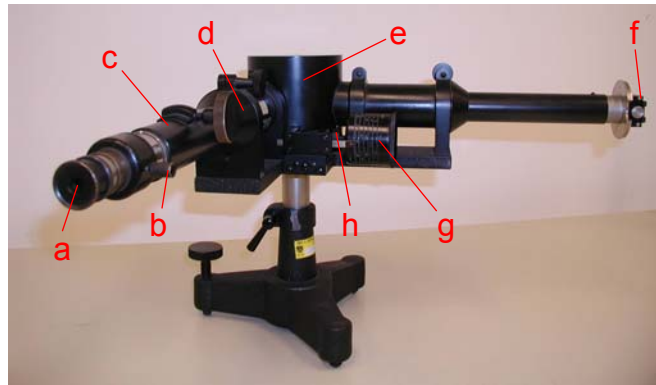


Abbildung 4: Prismenspektrometer

(a) Blicköffnung, (b) Stellschraube für Fadenkreuz, (c) Objektiv, (d) Stellrad für Bildschärfe, (e) Prismenabdeckung, (f) Eingangsspalt, (g) Stellzylinder mit Skaleneinteilung, (h) Fixierungsschraube

Funktionsweise:

Im Spektrometer wird das durch den Eingangsspalt (Abb. 4, f) eintretende Licht mittels eines Abbe'schen Prismas (unterhalb der Abdeckung (e)) durch Brechung in seine spektralen Komponenten aufgespalten und in Richtung des Objektivs (c) abgelenkt. Mit einem Stellrad (d) kann die Eingangsspaltbreite und damit die Intensität des einfallenden Lichts geregelt werden. Mittels des Objektivs lässt sich das so entstandene Linienspektrum durch die Blicköffnung (a) beobachten. Ein Stellrad (d) dient zum Scharfstellen des beobachteten Bildes. Innerhalb des Objektivs ist weiters ein Fadenkreuz angebracht. Das Prisma und damit das Bild des Linienspektrums im Objektiv lässt sich mit einem Stellzylinder (g) verdrehen. So kann eine bestimmte Linie des Spektrums in den Mittelpunkt des Fadenkreuzes gestellt und auf der am Stellzylinder angebrachten Skala die zugehörige Wellenlänge abgelesen werden (s. auch Abb. 10).

Justierung des Spektrometers:

Damit mit dem Spektrometer die korrekten Wellenlängen gemessen werden, muss die Position des Fadenkreuzes justiert werden. Dazu benötigt man Licht einer bekannten Wellenlänge, beispielsweise die erste gelbe Linie des Spektrums der Hg-Hochdrucklampe (579,07 nm, s. unten). Der Stellzylinder wird nun so eingestellt, dass die Anzeigeskala genau den Wert dieser Linie anzeigt. Danach wird das Fadenkreuz mittels der Stellschraube (Abb. 4, b) so eingestellt, dass der Mittelpunkt mit der Linie zusammenfällt. Das Spektrometer ist nun justiert.

Sollte das nicht mehr möglich sein, also kann man das Fadenkreuz nicht mehr so weit verschieben, dass der Mittelpunkt auf der Linie zu liegen kommt oder ist bei eingestellter Wellenlänge die gewünschte Linie im Objektiv gar nicht sichtbar, so bedarf es einer Grobjustierung. Dazu das Fadenkreuz ungefähr in mittlere Position stellen. Anschließend die gewünschte Linie bekannter Wellenlänge in den Mittelpunkt des Fadenkreuzes stellen. Danach Schraube (h) mit einem Schraubenzieher festziehen um die Position des Prismas zu fixieren. Nun wird mit einer Telefonzange (Zange mit zwei spitzen Enden) die Schraube innerhalb des Stellzylinders gelockert und der Stellzylinder solange verdreht bis die Anzeigeskala den richtigen Wellenlängenwert für die eingestellte Linie anzeigt. Dann kann die Schraube innerhalb des Zylinders wieder festgezogen und anschließend die das Prisma

fixierende Schraube (h) gelöst werden. Zuletzt muss das Spektrometer gemäß der oben beschriebenen Anleitung (fein-)justiert werden.

3.3 Quecksilber – Hochdrucklampe (Firma Leybold, Kat.-Nr. 451 15) mit Netzgerät (Firma Leybold-Heraeus, Kat.-Nr. 451 30)

Die Hg-Hochdrucklampe benötigt eine Vorwärmzeit von ca. 10 min. um ihre volle Leistung zu entwickeln. Nach dem Abschalten der Lampe lässt sie sich erst wieder nach einer Abkühlphase in Betrieb nehmen.

ACHTUNG:

Nicht in das Licht oder den reflektierten Strahl der Lampe blicken!!! Da das von der Lampe emittierte Licht UV-Anteile besitzt besteht die Gefahr einer Schädigung der Augen! Um sicherzustellen, dass während der Vorwärmzeit niemand versehentlich in das Licht der Lampe blickt, ist es vorteilhaft dieses mit z.B. einer Kartonschachtel abzuschirmen.

Der Lampenkolben erwärmt sich auf Temperaturen über 100°C!

Technische Daten:

Leistung: 80 W
Leuchtdichte: 600 cd/cm²

Spektrallinien von Quecksilber:

In der nachfolgenden Tabelle wurden die Spektrallinien des Quecksilbers in einem Wellenlängenbereich von 350 nm bis 600 nm, in dem die Wellenlängen der hier beobachteten Spektrallinien liegen, eingetragen (Quelle: NIST¹). Die römischen Ziffern in der Spalte „Spektrum“ stehen für das Ionisationsniveau des Quecksilbers, wobei „I“ für das neutrale Atom steht. Die Wellenlängen sind in nm angegeben. Die relativen Intensitäten („rel. I.“) sind mit Vorsicht und nur als qualitative Richtlinien zu verwenden, da sie unter anderem auch vom jeweiligen Experiment abhängig sind. (Leider wurden mir diese sehr genauen Daten erst nach Beendigung aller Experimente bekannt, und damit auch die schlechte Wahl der Referenzlinie zur Justierung des Prismenspektrometers.)

Spektrum	Wellenlänge	rel. I.	Spektrum	Wellenlänge	rel. I.	Spektrum	Wellenlänge	rel. I.
Hg III	350.035	3	Hg III	421.674	100	Hg III	521.082	30
Hg III	353.888	4	Hg I	433.922	250	Hg I	529.074	20
Hg III	355.724	5	Hg I	434.7506	400	Hg I	531.678	5
Hg I	365.0158	2800	Hg I	435.8335	4000	Hg I	535.405	60
Hg I	365.484	300	Hg III	447.058	15	Hg I	538.463	30
Hg I	366.2887	80	Hg III	455.284	12	Hg I	546.0750	1100
Hg I	366.3284	240	Hg III	479.701	50	Hg I	554.963	30
Hg I	370.144	30	Hg III	486.985	10	Hg I	567.586	160
Hg I	370.417	35	Hg I	488.300	5	Hg III	569.571	6
Hg I	380.166	30	Hg I	488.991	5	Hg I	576.9610	240
Hg III	380.351	15	Hg I	491.607	80	Hg I	578.966	100
Hg I	390.187	20	Hg I	497.037	5	Hg I	579.0670	280
Hg I	390.637	60	Hg III	497.357	80	Hg I	580.378	140
Hg I	404.6565	1800	Hg I	498.064	5	Hg I	585.925	60
Hg I	407.7837	150	Hg I	502.564		Hg I	587.198	20
Hg I	410.805	40	Hg I	510.270	20			
Hg III	412.207	70	Hg I	512.064	40			
Hg III	414.034	10	Hg I	513.794	20			

¹ siehe Literatur- und Quellenverzeichnis

3.4 Balmer-Lampe (Firma Leybold, Kat.-Nr. 451 13) mit Netzgerät (Firma Leybold, Kat.-Nr. 451 14)

Mit Hilfe der Balmer-Lampe, einer wechselstrombetriebenen Gasentladungsröhre mit Wasserdampffüllung, lassen sich mit einem Spektrometer bzw. einer Spektrometeranordnung die 4 im sichtbaren Bereich liegenden Linien des Wasserstoffspektrums (H_α , H_β , H_γ , H_δ), genauer der Balmer-Serie, beobachten. Abbildung 5 zeigt einen Ausschnitt des Spektrums der Balmer-Lampe der diese 4 Linien enthält. Dabei entsprechen die Linienabstände des Rasters in horizontaler Richtung ungefähr 12 nm. Bei den wesentlich weniger intensiven Linien im roten und grünen Bereich des Spektrums handelt es sich laut der Anleitung der Firma Leybold um Sauerstofflinien die ebenfalls auftreten.

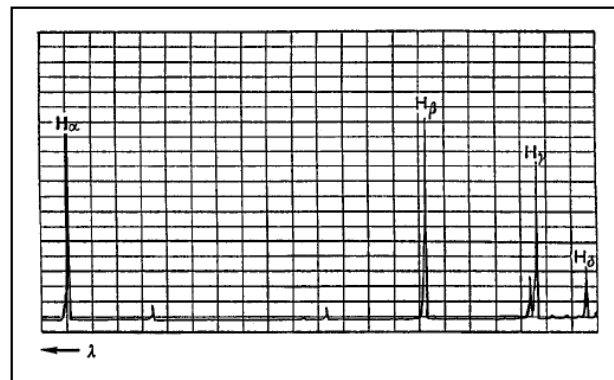


Abbildung 5: Spektrum der Balmer-Lampe, die Balmer-Linien des Wasserstoffspektrums sind gekennzeichnet (Quelle: Fa. Leybold¹)

Die nachfolgende Tabelle enthält eine Aufstellung der 4 sichtbaren Balmer-Linien des Wasserstoffspektrums.

Linie	Wellenlänge λ [nm]	Farbe
H_α	656,28	rot
H_β	486,13	türkis
H_γ	434,05	blau
H_δ	410,17	violett

Hinweise:

ACHTUNG: Heiße Balmer-Lampe nicht anfassen!

Nach längerer Betriebszeit erlischt die Lampe auf Grund zu hoher Betriebstemperaturen. Die Lampe kann nach einer Abkühlphase von ca. 20 min. wieder normal gebraucht werden.

Die Lampe sollte nur in vertikaler Lage, entsprechend ihrer Befestigungsposition auf dem Netzgerät verwendet werden, da andere Positionen nach einigen Minuten zu flackerndem Licht oder sogar zum Erlöschen der Lampe führen.

Bei heißen Balmer-Lampen kann es manchmal zu einem Auftreten der gelben Natriumlinie im Mittelteil der Kapillare kommen. In diesem Fall kann der untere bzw. obere Teil der Kapillare, wo diese Linie nicht auftritt, beobachtet werden.

¹ siehe Literatur- und Quellenverzeichnis

3.5 USB PC-Kamera/Webcam (Firma Philips, „ToUcam Pro“, PCVC740K) mit zugehöriger Software (ToUCam Pro Installations-CD, Version 1.02)

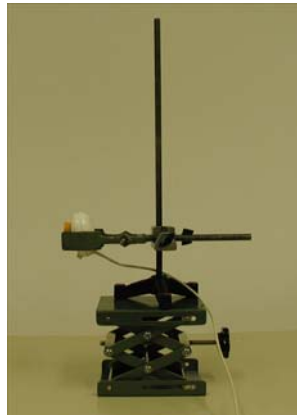


Abbildung 6: PC-Kamera auf Stativ und „Laborboy“

Die USB PC-Kamera kann nur zusammen mit einem PC bzw. Laptop verwendet werden. Bei den hier beschriebenen Versuchen wurde die Kamera stets in Verbindung mit den auf der Installations-CD mitgelieferten Softwarepaketen und den darin enthaltenen Bildaufnahme- und verarbeitungsprogrammen verwendet. Dazu müssen diese Softwarepakete auf dem PC gemäß der beiliegenden Anleitung installiert werden. Im hier beschriebenen Fall wurde ein PC mit Betriebssystem Windows 2000 (SP2) verwendet. Alle Beschreibungen beziehen sich auf diese Systemkonfiguration, die Software eignet sich aber auch für eine Installation auf einem Apple MacOS System. Für die Aufnahme der hier abgebildeten Photos (Abb. 9 bis 12) wurde das Programm „Ulead Photo Explorer 6.0“, das auch einige Funktionen zur Bildbearbeitung zur Verfügung stellt, verwendet. Für die Demonstration der Experimente und die dafür nötige Projektion des Kamerabildes eignet sich das Videoaufnahmeprogramm „VRecord“ mit dem sich das aktuelle Kamerabild am Bildschirm anzeigen lässt.

Funktionsweise:

Die PC-Kamera wird an den USB-Anschluss des PCs angeschlossen und das Programm „VRecord“ entweder über das Windows „Start-Menü“ oder aus dem Programm „VLounge“ heraus gestartet. Für die Anzeige des Kamerabildes eignet sich die Vorschaufunktion des Programms. Dazu muss im Menü „Options“ das Häkchen neben dem Menüpunkt „Preview“ gesetzt sein.

Durch drehen des Objektivrings (gelb) der Kamera lässt sich die Schärfe des Bildes einstellen. Weitere Einstellungen können nur über die verwendete Software getätigt werden.

Die Auflösung des angezeigten Bildes lässt sich im Einstellungsfenster für das Videoformat (Menü „options“ → Menüpunkt „video format“ → Feld „output size“) regeln. Die maximal mögliche physikalische Auflösung dieser Kamera beträgt 640*480 Bildpunkte (s. auch Technische Daten) und wurde hier stets verwendet.

Weitere Einstellungen wie z.B. die Helligkeit des dargestellten Bildes können im Fenster für die Videoeigenschaften (Menü „options“ → Menüpunkt „video properties“) getätigt werden. Dabei ist zu beachten, dass die Regler der Registerkarte „Camera Controls“ nur dann zur Verfügung stehen, wenn sowohl die Funktion „Control - full auto“ auf der Registerkarte „Image Controls“ als auch die „Auto“-Funktion der jeweiligen Regler (direkt überhalb der

Regler) ausgeschaltet ist. Wenn die „Auto“-Funktion für die „Exposure“-Regler ausgeschaltet ist, steht allerdings der Regler für den Kontrast auf der Registerkarte „Image Cotrols“ nicht zur Verfügung.

Die jeweils verwendeten Einstellungen werden im Abschnitt „Durchführung“ angegeben. Für weitere Einstellungen und nähere Erklärungen zu den jeweiligen Programmen steht eine übersichtliche, aus dem Programm „VLounge“ startbare, Hilfe zur Verfügung.

Technische Daten:

Firma:	Philips
Kameratyp:	„ToUcam Pro“, PCVC740K
Sensor:	1/4" CCD
Pixel:	640 x 480
Beleuchtungsstärke:	< 1 Lux
eingebautes Objektiv:	6 mm, F 2,0
eingebautes Mikrophon:	ja
PC – Mindestvoraussetzungen:	Pentium II 233 MHz, 32 MB RAM

4. Durchführung

4.1 Linienspektrum der Quecksilber-Hochdrucklampe

Als erster Schritt muss die Hg-Lampe ca. 10 min. vorgeheizt werden. Danach kann das Linienspektrum mittels einem der zwei Versuchsaufbauten aus Abschnitt 2 (Abb. 1 und 2) demonstriert werden.

Durchführung mit Gitterspektrometeranordnung:

Zur Demonstration des Linienspektrums mit der Gitterspektrometeranordnung gemäß dem ersten Versuchsaufbau in Abschnitt 2 (Abb. 1) wird zunächst nur die Hg-Lampe, der verstellbare Spalt und der Schirm in fester Entfernung voneinander auf der Schiene montiert. Der Schirm sollte möglichst in einem Winkel von 90° zur optischen Schiene stehen. Danach wird der Spalt mittels der Linse mit 100 mm Brennweite auf den Schirm abgebildet. Zuletzt kann das Gitter zwischen Linse und Schirm in den Strahlengang gesetzt werden. Bei richtiger Entfernung des Gitters vom Schirm (s. unten) ist nun das Linienspektrum des Quecksilbers am Schirm zu sehen. Durch Veränderung der Entfernung Gitter-Schirm lässt sich die Aufweitung des Linienspektrums bestimmen. Mittels der Millimeterschraube am Spalt kann die Breite des Spaltes und damit die Intensität bzw. die Auflösung des Linienspektrums eingestellt werden. Durch leichtes Verschieben der 100mm-Linse können einzelne Spektrallinien schärfer gestellt werden.

Abbildung 7 zeigt ein nach dieser Methode entstandenes Linienspektrum bei einem Gitter-Schirm-Abstand im Bereich von 30-40 cm. Zu sehen sind sowohl das weiße Beugungsmaximum 0-ter Ordnung, wie auch die Beugungsspektren 1-ter und 2-ter Ordnung. Die zwei gelben Linien ($\Delta\lambda = 2,11 \text{ nm}$) lassen sich bei genauer Justierung der optischen Aufbauteile und sehr niedriger Intensität bereits unterscheiden.

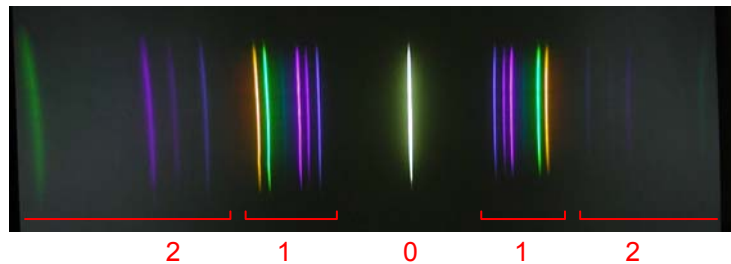


Abbildung 7: Durch Beugungsgitter erzeugtes Spektrum der Hg-Lampe (Entfernung Gitter-Schirm: 30-40 cm) rote Nummern geben die Ordnung der Beugungsmaxima an

Vergrößert man die Entfernung des Gitters vom Schirm auf ungefähr 70 cm, lassen sich die zwei gelben Linien bei nicht zu hoher Intensität bereits deutlich voneinander unterscheiden wie die Abbildungen 8 und 9 zeigen. Allerdings ist auf Grund der niedrigen Intensität die türkise Linie nicht mehr zu sehen.



Abbildung 8: Linienspektrum der Hg-Lampe (Entfernung Gitter-Schirm: ca. 70 cm)

Für Messungen kann ein zweites Blatt Papier auf dem Schirm befestigt und die projizierten Linien einschließlich des Zentralmaximums darauf markiert werden. In der nachfolgenden Tabelle sind die Versuchsergebnisse einer solchen Messung mit den daraus nach Formel (4) berechneten Wellenlängen eingetragen. Bei der Messung mit einem Gitter-Schirm-Abstand von 26,13 cm musste die Intensität zur Auflösung der gelben Doppellinie allerdings so niedrig gehalten werden, dass man die türkise Linie nicht mehr messen konnte.

	Gitter-Schirm: 26,13 cm		Gitter-Schirm: 67,65 cm	
Farbe	Messung	Rechnung	Messung	Rechnung
gelb	9,3 cm	588 nm	23,9 cm	584 nm
gelb	9,25 cm	585 nm	23,8 cm	582 nm
türkis			22,3 cm	549 nm
grün	8,7 cm	554 nm	20,0 cm	497 nm
violett	6,8 cm	442 nm	17,7 cm	444 nm
violett	6,3 cm	411 nm	16,4 cm	413 nm
blau (UV)	6,65 cm	371 nm	14,7 cm	373 nm

Auf Grund der hohen Grundintensität des Lichtes der Hg-Lampe besteht auch die Möglichkeit die Spektrallinien auf eine weiße Wand zu projizieren. Allerdings lassen sich so nur die beiden gelben, die grüne und die ersten zwei blauen Spektrallinien des Spektrums in Abb. 8 demonstrieren. Auf Grund der geringen Entfernung der beiden gelben Linien voneinander sind diese nur von nächster Nähe als zwei voneinander getrennte Linien zu erkennen.

Projektion mittels PC-Kamera:

Eine wesentlich bessere, wenn auch mit einem Qualitätsverlust verbundene, Möglichkeit diese Versuchsergebnisse einem größeren Publikum zu präsentieren, bietet die Projektion des Linienspektrums mit Hilfe der oben beschriebenen PC-Kamera und einem Videobeamer. Dazu wird die PC-Kamera entsprechend Abbildung 1 vor dem Schirm der

Spektrometeranordnung positioniert und das von ihr übertragene Bild mit dem Videobeamer zum Beispiel auf eine weiße Wand projiziert. Das Photo in Abbildung 9 wurde mit der Software der PC-Kamera aufgenommen.



Abbildung 9: Mit der PC-Kamera aufgenommenes Bild des Linienspektrums der Hg-Lampe

Dabei stellten sich folgende Einstellungen der Kamerasoftware als relativ günstig heraus:

Auflösung:	640 x 480
full auto control:	aus
frame:	5
brightness:	mittel
saturation:	mittel
gamma:	1/4 - 3/4
contrast:	0 – 1/2
white balance:	FL
exposure:	auto

Durchführung mit Prismenspektrometer:

Eine weitere sehr unkomplizierte Möglichkeit das Linienspektrum der Hg-Lampe mit hoher Auflösung und leicht messbar zu erhalten, bietet die Kombination aus Prismenspektrometer und PC-Kamera, entsprechend der Anordnung in Abbildung 2. Allerdings stellen die sehr hohen Intensitäten der zwei gelben und der grünen Linie, sowie der große Intensitätsunterschied zu den restlichen Linien ein Problem dar, dass das Eingreifen in die Softwareeinstellungen der Kamera (vor allem für den „shutter speed“) während der Versuchsdurchführung unentbehrlich macht.

Bei diesem Versuchsaufbau wird die Kamera so vor dem Prismenspektrometer positioniert, dass sich das Objektiv ca. 2 mm vor der Blicköffnung des Spektrometers befindet. Die Hg-Lampe wird auf Grund der hohen Intensität ihres Lichtes in einer Entfernung von ca. 30 cm vor dem Eingangsspalt des Spektrometers aufgestellt. Der Eingangsspalt muss außerdem entsprechend geschlossen werden. Der Versuch sollte in abgedunkeltem Raum stattfinden, da man sonst möglicherweise auch störende Spektrallinien der Raumbeleuchtung beobachtet. Als Softwareeinstellungen haben sich die folgenden, für intensive und weniger intensive Linien unterschiedliche, Einstellungen als günstig erwiesen:

Farbe der Spektrallinie:	gelb, grün	türkis - violett
Auflösung:	640 x 480	640 x 480
full auto control:	aus	aus
frame:	5	5

brightness:	mittel	mittel
saturation:	mittel	mittel
gamma:	mittel	mittel bis voll
contrast:	-	-
white balance:	auto	auto
shutter speed:	1/500	1/100
gain:	0	evtl. wenig

Mit dieser Anordnung ergeben sich Bilder wie in Abbildung 10 dargestellt.

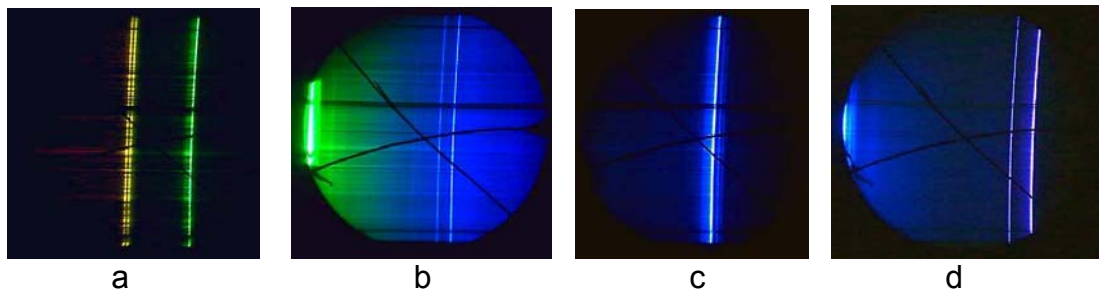


Abbildung 10: Mit Prismenspektrometer erhaltenes Linienpektrum der Hg-Lampe, das Fadenkreuz des Spektrometers ist ebenfalls zu sehen

(a) gelbe und grüne, (b) türkise, (c) blaue und (d) violette Linie

Die Wellenlängenwerte der einzelnen Linien lassen sich hier einfach ablesen. Die Genauigkeit ist wesentlich höher als bei der Methode mit der Gitterspektrometeranordnung. In der nachfolgenden Tabelle sind die Ergebnisse einer solchen Messung angegeben, wobei das Spektrometer zuvor mit einer Linie der gelben Doppellinie justiert wurde (diese Wellenlänge ist in der Tabelle deswegen in Klammern gesetzt). Die violetten Linien im UV-Bereich des Hg-Spektrums lassen sich mit dem Prismenspektroskop nicht messen, da das UV-Licht vom Glas des Prismas weitgehend absorbiert wird.

Farbe	Wellenlänge λ [nm]
gelb	(579,07)
gelb	577,0
grün	546,0
türkis	495,7
türkis	491,2
blau	435,8
violett	407,9
violett	404,9

4.2 Linienpektrum der Balmer-Lampe

Durchführung mit Gitterspektrometeranordnung:

Bei der Demonstration des Linienpektrums der Balmer-Lampe wird zusätzlich zur Gitterspektrometeranordnung für die Hg-Lampe eine Sammellinse mit 50 mm Brennweite benötigt. Mit dieser Linse wird in einem ersten Schritt die Balmer-Lampe möglichst scharf auf den Spalt abgebildet. Die nächsten Schritte entsprechen jenen für die Hg-Lampe. Zuerst wird der Spalt mit der Sammellinse mit 100 mm Brennweite auf den Schirm projiziert und anschließend das Beugungsgitter in den Strahlengang gesetzt. Durch leichtes Verschieben der

100mm-Linse können einzelne Spektrallinien schärfer gestellt werden. Mittels der Spaltbreite kann wiederum die Intensität der Linien bzw. das Auflösungsvermögen geregelt werden. Der Versuch muss in abgedunkeltem Raum stattfinden, da die Balmer-Lampe sehr lichtschwach ist.

Wegen dieser geringen Intensität, ist auch das erzeugte Linienspektrum nur sehr schwer zu erkennen, und es lassen sich selbst bei genauer Justierung der Anordnung maximal 3 der 4 möglichen sichtbaren Linien des Wasserstoffspektrums beobachten. Für eine etwaige Projektion des Spektrums mittels PC-Kamera empfiehlt es sich, das auf dem Schirm montierte Blatt Papier zu entfernen und die PC-Kamera direkt hinter dem Schirm zu positionieren. Abbildung 11 wurde auf diesem Wege mit der PC-Kamera aufgenommen.

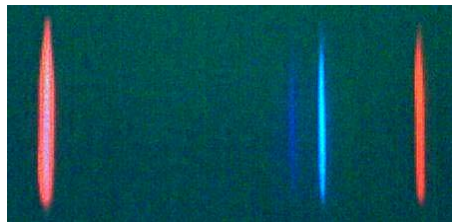


Abbildung 11: Mit der PC-Kamera aufgenommenes Linienspektrum der Balmer-Lampe

Zu sehen sind das Beugungsmaximum 0-ter Ordnung (links, rosa) und drei der vier sichtbaren Linien des Wasserstoffspektrums: H_α (rot), H_β (türkis) und H_γ (blau). Eine Messung wie bei der Hg-Lampe beschrieben ist allerdings nur schwer und sehr bedingt möglich. Ein weitaus besseres Ergebnis liefert die Methode in Verbindung mit dem Prismenspektrometer.

Durchführung mit Prismenspektrometer:

Die Demonstration des Balmer-Spektrums findet entsprechend dem zweiten Versuchsaufbau in Abschnitt 2, wie sie auch schon bei der Hg-Lampe beschrieben wurde statt.

Zur möglicherweise notwendigen Justierung des Prismenspektrometers eignet sich z.B. die gelbe Linie der Hg-Hochdrucklampe. Danach wird die Kamera so vor dem Spektrometer positioniert, dass das Kameraobjektiv ungefähr 2 mm von der Blicköffnung entfernt ist. Die Balmer-Lampe wird direkt vor dem Eingangsspalt des Spektrometers gestellt. Der Versuch sollte in verdunkeltem Raum durchgeführt werden, da man sonst unter Umständen auch störende Spektrallinien der Raumbeleuchtung beobachten würde. Folgende Softwareeinstellung für die PC-Kamera haben sich als günstig herausgestellt:

Auflösung:	640 x 480
full auto control:	ein
frame:	5
brightness:	wenig unter mittel
saturation:	mittel
gamma:	0 - 1/2
contrast:	0 - 1/2

In Abbildung 12 sind Bilder zu sehen, die mit dieser Anordnung aufgenommen wurden.

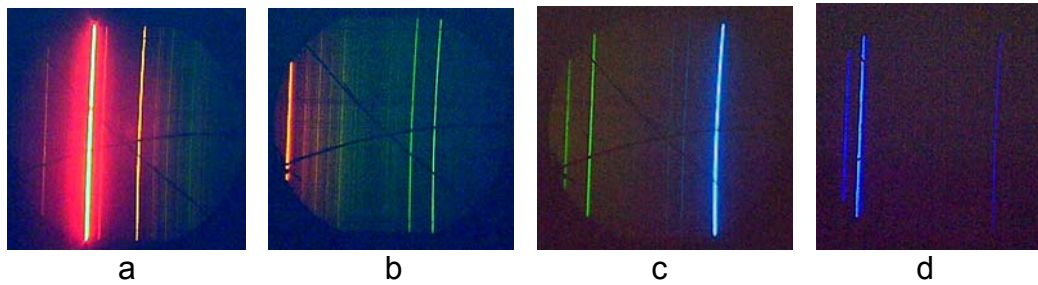


Abbildung 12: Linienpektrum der Balmer-Lampe (überlappend)
(a) H_α , rot, (b) Sauerstofflinien, (c) H_β , türkis, (d) H_γ , blau und H_δ , violett

Dabei erkennt man neben den intensiveren Wasserstofflinien H_α (rot, Abb. 12, a), H_β (türkis, c), H_γ (blau, d, links) und H_δ (violett, d, rechts) auch noch weitere Linien im roten und grünen Spektralbereich, bei denen es sich laut der Anleitung der Firma Leybold um Sauerstofflinien handelt (Abb. 12, b). Die Wellenlängen lassen sich dank des Spektrometers sehr leicht und ziemlich genau bestimmen und so die Richtigkeit der Balmerformel, bzw. der Ritz-Rydberg-Formel für den Spezialfall des Wasserstoffatoms, (beide s. Abschnitt 5) nachweisen. In der nachfolgenden Tabelle sind die Ergebnisse einer Messung den Rechenergebnissen sowohl mit der Balmerformel als auch mit der Ritz-Rydberg-Formel gegenüber gestellt. (Justiert wurde das Spektrometer mit der gelben Hg-Linie bei 579,07 nm)

Messung		Rechnung		
Farbe	Wellenlänge [nm]	Balmerformel [nm]	Ritz-Rydberg R_H [nm]	Ritz-Rydberg R_∞ [nm]
rot (H_α)	657	656,28	656,47	656,11
rot	615			
grün	542,5			
grün	531,7			
türkis (H_β)	485,3	486,13	486,27	486,01
blau	436,6			
blau (H_γ)	433,7	434,05	434,17	433,94
violett (H_δ)	410,2	410,18	410,29	410,07

5. Theoretische Grundlagen

Zur Erklärung der vorliegenden Phänomene genügt es sich des Bohr'schen Atommodells zu bedienen. Dabei besteht das Atom aus einem mit Z -facher Elementarladung positiv geladenen Kern und negativ geladenen Elektronen, die sich im Coulombfeld des Kerns auf kreisförmigen Bahnen mit Radius r um den Schwerpunkt des Elektronen-Kern-Systems bewegen. Diese Bewegung lässt sich auch als eine Kreisbewegung eines Teilchens mit der reduzierten Masse

$$\mu = \frac{m_{\text{Elektron}} \cdot m_{\text{Kern}}}{m_{\text{Elektron}} + m_{\text{Kern}}} \approx m_{\text{Elektron}} \quad (1)$$

um das Zentrum des Coulombpotentials des Kerns bei $r = 0$ darstellen. Den Elektronen sind allerdings, auf Grund einer Nebenbedingung die durch die Wellenbeschreibung des Elektrons

gegeben ist, nicht beliebige sondern nur ganz bestimmte, diskret verteilte Radien möglich. Gleichzeitig ist auch für jeden Radius nur eine ganz bestimmte Energie des Elektrons möglich. Es sind also sowohl für die Abstände als auch für die Energieniveaus der Elektronen nur einzelne, diskrete Werte möglich, die durch eine Quantenzahl n , die der Hauptquantenzahl der Quantentheorie entspricht, beschrieben sind.

Wird einem Atom nun Energie, z.B. durch Absorption einer elektromagnetischen Welle oder durch einen Elektronenstoß (siehe Franck-Hertz-Versuch), zugeführt, so können Elektronen auf eine energetisch höhere Bahn gehoben werden. Nach sehr kurzer Zeit (ca. 10^{-8} s) fällt ein angeregtes Elektron wieder in eine energetisch niedrigere Bahn zurück, die allerdings nicht unbedingt der Ausgangsbahn entsprechen muss. Wird die Ausgangsbahn nicht erreicht, fällt das Elektron so oft immer wieder in energetisch niedrigere Bahnen bis der Grundzustand erreicht ist. Dabei gibt es bei jedem Quantensprung die überschüssige Energie in Form eines Photons der Energie

$$h\nu = E_m - E_n \quad (2)$$

mit den Quantenzahlen $m > n$ ab. Diese Erscheinung kann als Spektrallinie beobachtet werden.

Jahre bevor Bohr sein Atommodell entwickelte, entdeckte J. J. Balmer 1885, dass sich die Wellenlängen der von ihm beobachteten sichtbaren Spektrallinien des Wasserstoffatoms durch eine einfache Formel beschreiben lassen, der nach ihm benannten *Balmerformel*

$$\lambda = C \frac{k^2}{k^2 - 4} \quad (3)$$

mit $C = 364,6$ nm und $k = 3, 4, 5, \dots$. Balmer selbst vermutete bereits das diese Formel nur ein Spezialfall ist, und Ritz und Rydberg fanden schließlich die für Atome beliebiger Kernladungszahl Z geltende und nach ihnen als *Ritz-Rydberg-Formel* benannte Verallgemeinerung

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left(\frac{1}{k_1^2} - \frac{1}{k_2^2} \right). \quad (4)$$

Dabei steht R für die Rydbergkonstante, die sich für jedes Atom geringfügig unterscheidet (s. unten), k_1 und k_2 sind ganze Zahlen mit $k_2 > k_1$. Für den Spezialfall des Wasserstoffs mit $Z = 1$, $k_1 = 2$ ergibt sich daraus wieder die Balmerformel ($C \approx 4/R!$). T. Lyman und F. Paschen entdeckten, dass sich auch noch weitere Linien des Wasserstoffs mit dieser Formel beschreiben lassen, wenn man für $k_1 = 1$, bzw. $k_1 = 3$ verwendet, die nach ihnen benannten Lyman- bzw. Paschenserie. Erst Bohr konnte durch sein Atommodell diesen Zusammenhang erklären.

Im Bohr'schen Atommodell sind für Atome mit nur einem Elektron, also beispielsweise das Wasserstoffatom oder auch das He^+ -Ion, die Radien der möglichen Elektronenbahnen durch

$$r = \frac{n^2}{Z} a_0 \quad (5)$$

und die Energie der Elektronen durch

$$E = -R \cdot h \cdot c \frac{Z^2}{n^2} \quad (6)$$

mit

$$R = \frac{\mu e^4}{8c\epsilon_0 h^3} \quad (7)$$

festgelegt. Die Quantenzahl n ist die schon bekannte ganze Zahl, die sowohl den Radius wie auch die Energie des Elektrons bestimmt und mit der aus der Quantentheorie bekannten Hauptquantenzahl ident ist, die ja ebenfalls die Energie festlegt. Auch die Formel für die Energie entspricht genau jener, die sich für Eielektronensysteme aus der Schrödingergleichung herleiten lässt. Z ist die Kernladungszahl und a_0 ist der Bohr'sche Radius ($a_0 = 5,2917 \cdot 10^{-11}$ m). Wird in (5) für $n = 1$ und $Z = 1$ eingesetzt so sieht man das der Bohr'sche Radius den kleinsten für ein Elektron im H-Atom möglichen Radius angibt. R ist die Rydbergkonstante mit der reduzierten Masse μ aus Gleichung (1). Da dadurch die für das Wasserstoffatom spezifische Masse des Atomkerns einfließt, wird auch klar, dass sich die Rydbergkonstante für jedes Atom geringfügig unterscheidet. Um aber für alle Atome die gleiche Rydbergkonstante verwenden zu können wurde R_∞ für $m_{\text{Kern}} = \infty$ eingeführt. Damit ergibt sich auch $\mu = m_{\text{Elektron}}$.

Fällt nun ein Elektron aus einem angeregten Zustand in eine energetisch tiefere Bahn, so muss die Energiebilanz aus Gleichung (2) gelten. Setzt man in diese (6) ein, so erhält man

$$h\nu = E_m - E_n = Rhc \left(\frac{Z^2}{n^2} - \frac{Z^2}{m^2} \right), \quad (8)$$

und nach umformen

$$\frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (9)$$

was genau der Ritz-Rydberg-Formel, Gleichung (4), entspricht.

Absorptionsbandenspektren

1. Ziel und Beschreibung des Versuchs

Ziel:

Demonstration der Absorption von Lichtwellen charakteristischer Wellenlänge bzw. Photonen charakteristischer Energie durch bestimmte Moleküle.

Beschreibung:

In einer Gitterspektrometeranordnung wird Licht einer Glühlampe durch eine wässrige Kaliumpermanganatlösung geleitet und mit einem Beugungsgitter in seine Spektralfarben zerlegt. Da die Glühlampe ein kontinuierliches Spektrum abstrahlt und durch die Lösung die für Kaliumpermanganat typischen Wellenlängen herausgefiltert werden, kann auf einem Schirm das Bandenspektrum des Kaliumpermanganats (KMnO_4) beobachtet werden.

2. Versuchsaufbau

Abbildung 1 zeigt den gesamten Versuchsaufbau.

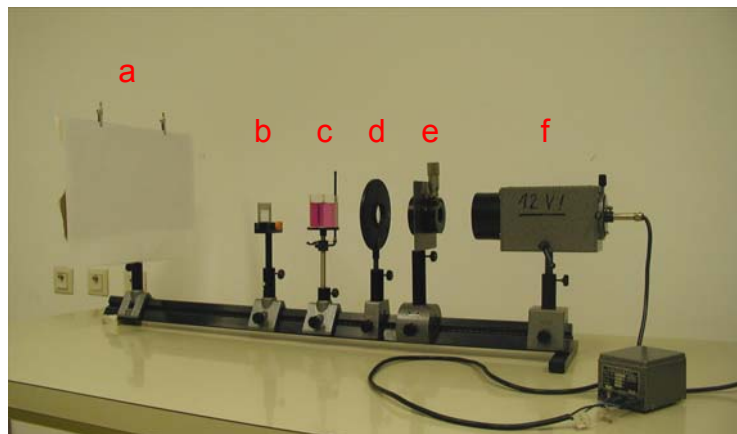


Abbildung 1: Ansicht des Versuchsaufbaus

(a) Schirm, (b) Beugungsgitter, (c) Kaliumpermanganatlösung, (d) Linse (Brennweite 100 mm), (e) verstellbarer Spalt, (f) Glühlampe

Das auf dem Schirm sichtbare Absorptionsspektrum kann alternativ durch eine Kamera und einen Videobeamer „vergrößert“ und so einem größeren Publikum zugänglich gemacht werden. Zu diesem Zweck wurde die vorhandene USB PC-Kamera („Webcam“) verwendet, deren Bedienung in Abschnitt 3.3 beschrieben wird.

Eine Versuchsdurchführung mit dem im Kapitel „Emissionslinienspektren“ beschriebenen Prismenspektrometer liefert unbefriedigende Ergebnisse, da die Absorptionsbanden mit dem Prismenspektrometer nur sehr undeutlich zu erkennen sind.

3. Verwendete Geräte

3.1 Gitterspektrometeranordnung

Bei der Spektrometeranordnung in Abbildung 1 wurden folgende optische Utensilien verwendet: ein (mit einer Mikrometerschraube) verstellbarer Spalt (Abb. 1, e), eine Sammellinse mit 100 mm Brennweite (d), ein Beugungsgitter mit 570 Spalten pro mm (b) und ein (mit einem weißen Papier abgedeckter) durchscheinender Schirm (a). Als Lichtquelle dient eine ebenfalls auf der Schiene montierte Glühlampe (f). Die Kaliumpermanganatlösung befindet sich in einem durchsichtigen Plexiglasbehälter, der mittels eines höhenverstellbaren Ständers in den Strahlengang gebracht wird.

Funktionsweise:

Der durch die Glühlampe beleuchtete Spalt wird durch die Linse auf den Schirm scharf abgebildet. Durch das Beugungsgitter und dessen Eigenschaft Licht unterschiedlicher Wellenlänge unterschiedlich stark zu beugen, wird das Licht der Glühlampe in seine Spektralfarben aufgespalten und es entstehen kontinuierliche Spektren zu beiden Seiten des Beugungsspektrums 0-ter Ordnung. Wird der Plexiglasbehälter mit der Kaliumpermanganatlösung in den Strahlengang gebracht, so absorbieren die Moleküle des Kaliumpermanganats die für sie charakteristischen Wellenlängen und es entstehen dunkle Streifen in dem sonst kontinuierlichen Spektrum der Glühlampe (s. auch Abschnitt 5). In Abbildung 2 ist ein mit dieser Anordnung erhaltenes Absorptionsspektrum des Kaliumpermanganats abgebildet.

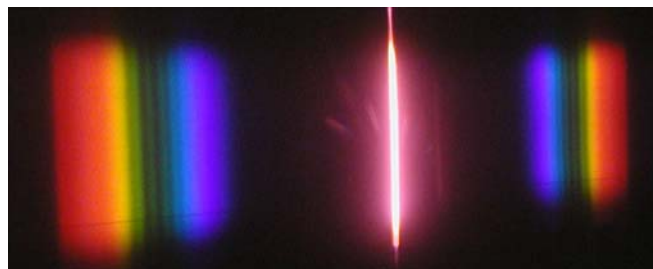


Abbildung 2: Absorptionsspektren von Kaliumpermanganat

Man erkennt das Beugungsmaxima 0-ter Ordnung (weiße Linie in der Bildmitte) und die beiden kontinuierlichen Spektren erster Ordnung rechts und links der Mitte. Bei den dunklen Streifen jeweils im grünen Wellenlängenbereich handelt es sich um einen Teil der insgesamt fünf Linien des Absorptionsspektrums von Kaliumpermanganat.

Optische Justierung:

Zunächst wird die Glühlampe, der Spalt und der Schirm in fester Entfernung voneinander gemäß Abbildung 1 auf der optischen Schiene montiert. Danach wird der von der Glühlampe beleuchtete Spalt mit der 100-mm-Linse scharf auf den Schirm abgebildet und danach das Beugungsgitter in den Strahlengang zwischen Linse und Schirm gebracht. Durch den Abstand Gitter-Schirm lässt sich die Aufweitung und damit die Auflösung der beiden Spektren erster Ordnung variieren. Durch die Breite des Spaltes lassen sich die Intensität und ebenfalls die Auflösung des Spektrums regulieren. Ein breiterer Spalt bedeutet ein intensiveres Spektrum dafür aber niedrigere Auflösung, ein schmalerer Spalt bedeutet das Gegenteil. Man muss hier einen vernünftigen Kompromiss zwischen Intensität und Auflösung finden.

Zuletzt wird nun der Behälter mit der Kaliumpermanganatlösung in den Strahlengang zwischen Linse und Gitter gesetzt. Durch ein leichtes Verschieben der Linse kann die Schärfe des Spektrums noch nachjustiert werden.

3.2 Kaliumpermanganatlösung

Die für diesen Versuch notwendige Kaliumpermanganatlösung (KMnO_4 + Wasser) lässt sich sehr gut in dem vorhandenen durchsichtigen Plexiglasbehälter handhaben.

Die Lösung soll von schwach rosa Farbe sein um ein brauchbares Ergebnis zu erhalten und darf daher nur einen sehr geringen Gehalt an Kaliumpermanganat aufweisen, da dieser Stoff extrem stark färbend ist. Zur Herstellung empfiehlt es sich zuerst etwas (nur ein paar Körnchen!) Kaliumpermanganat in einem zweiten Gefäß in Wasser aufzulösen, um bei einem missglückten Mischvorgang auf diese Reserve zurückgreifen zu können. Danach den Plexiglasbehälter mit dieser Lösung füllen und solange mit Wasser weiter verdünnen bis die Lösung nur mehr leicht rosa erscheint bzw. ein zufrieden stellendes Ergebnis im Spektrometer liefert.

Absorptionsspektrum:

Das Absorptionsspektrum von Kaliumpermanganat besteht aus insgesamt fünf, in einem Wellenlängenbereich von ca. 480 nm (blau) bis ca. 580 nm (gelb) gleichmäßig verteilten Absorptionsbanden, die eine Breite von ca. 10-20 nm haben.

3.3 USB PC-Kamera/Webcam (Firma Philips, „ToUcam Pro“, PCVC740K) mit zugehöriger Software (ToUCam Pro Installations-CD, Version 1.02)

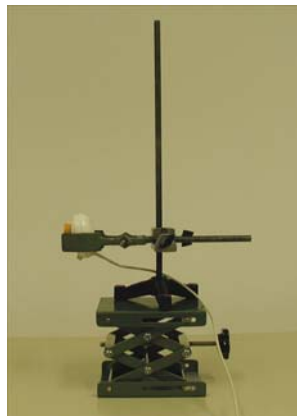


Abbildung 3: PC-Kamera auf Stativ und „Laborboy“

Die USB PC-Kamera ist für die Verwendung mit einem PC bzw. Laptop gedacht und kann auch nur so verwendet werden. Bei dem hier beschriebenen Versuch wurde die Kamera stets in Verbindung mit den auf der Installations-CD mitgelieferten Softwarepaketen und den darin enthaltenen Bildaufnahme- und verarbeitungsprogrammen verwendet. Dazu müssen diese Softwarepakete auf dem PC gemäß der beiliegenden Anleitung installiert werden. Im hier beschriebenen Fall wurde ein PC mit Betriebssystem Windows 2000 (SP2) verwendet. Alle Beschreibungen beziehen sich auf diese Konfiguration, die Software eignet sich aber auch für eine Installation auf einem Apple MacOS System. Für die Aufnahme des hier abgebildeten Photos (Abb. 5) wurde das Programm „Ulead Photo Explorer 6.0“, dass auch einige Funktionen zur Bildbearbeitung zur Verfügung stellt verwendet. Für die Demonstration der Experimente und die dafür nötige Projektion des Kamerabildes eignet sich das

Videoaufnahmeprogramm „VRecord“ mit dem sich das aktuelle Kamerabild am Bildschirm anzeigen lässt.

Funktionsweise:

Die PC-Kamera wird an den USB-Anschluss des PCs angeschlossen und das Programm „VRecord“ entweder über das Windows „Start-Menü“ oder aus dem Programm „VLounge“ heraus gestartet. Für die Anzeige des Kamerabildes eignet sich die Vorschaufunktion des Programms. Dazu muss im Menü „Options“ das Häkchen neben dem Menüpunkt „Preview“ gesetzt sein.

Durch drehen des Objektivrings (gelb) der Kamera lässt sich die Schärfe des Bildes einstellen. Weitere Einstellungen können nur über die verwendete Software getätigt werden.

Die Auflösung des angezeigten Bildes lässt sich im Einstellungsfenster für das Videoformat (Menü „options“ → Menüpunkt „video format“ → Feld „output size“) regeln. Die maximal mögliche physikalische Auflösung dieser Kamera beträgt 640*480 Bildpunkte (s. a.: Technische Daten) und wurde hier stets verwendet.

Weitere Einstellungen wie z.B. die Helligkeit des dargestellten Bildes können im Fenster für die Videoeigenschaften (Menü „options“ → Menüpunkt „video properties“) eingestellt werden. Dabei ist zu beachten, dass die Regler der Registerkarte „Camera Controls“ nur dann zur Verfügung stehen, wenn sowohl die Funktion „Control - full auto“ auf der Registerkarte „Image Controls“ als auch die „Auto“ - Funktion der jeweiligen Regler (direkt überhalb der jeweiligen Regler) ausgeschaltet sind. Dabei ist zu beachten, dass wenn die „Auto“ – Funktion für die „Exposure“ – Regler ausgeschaltet ist, der Regler für den Kontrast auf der Registerkarte „Image Controls“ nicht zur Verfügung steht.

Die jeweils verwendeten Einstellungen werden im Abschnitt „Durchführung“ angegeben. Für weitere Einstellungen und nähere Erklärungen zu den jeweiligen Programmen steht eine übersichtliche, aus dem Programm „VLounge“ startbare, Hilfe zur Verfügung.

Technische Daten:

Firma:	Philips
Kameratyp:	„ToUcam Pro“, PCVC740K
Sensor:	1/4" CCD
Pixel:	640 x 480
Beleuchtungsstärke:	< 1 Lux
eingebautes Objektiv:	6 mm, F 2,0
eingebautes Mikrophon:	ja
PC – Mindestvoraussetzungen:	Pentium II 233 MHz, 32 MB RAM

4. Durchführung

Der Versuch muss in einem abgedunkelten Raum durchgeführt werden. Zunächst wird die Gitterspektrometeranordnung aufgebaut und justiert (Abschnitt 3.1). Danach wird die Kaliumpermanganatlösung hergestellt (Abschnitt 3.2). In dem nun beobachteten Absorptionsspektrum sind bei genauer Justierung meist 4-5 der insgesamt 5 Absorptionsbanden zu sehen. Durch hohe Qualitätsverluste bei Fotografie und Druck sind

in Abbildung 4 leider nur mehr 3 Absorptionsbanden zu sehen, die Qualität am Projektionsschirm ist aber wesentlich höher.

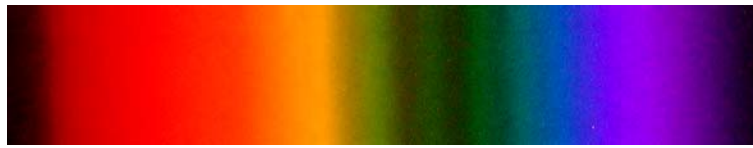


Abbildung 4: Absorptionsbanden von Kaliumpermanganat (Ausschnitt einer Digitalphotographie des Leuchtschirms)

Alternativ kann nun auch noch die USB PC-Kamera zur Aufnahme und Projektion des Spektrums mittels eines Videobeamers verwendet werden. Dazu wird die Kamera in einem Abstand von ca. 20 cm vom Schirm aufgestellt. Die weitere Bedienung ist in Abschnitt 3.3 beschrieben. Hier gilt ebenfalls, dass die realen Bilder wesentlich bessere Qualität aufweisen als das hier abgedruckte (Abb. 5), und durchaus zur Präsentation geeignet sind.



Abbildung 5: Absorptionsbanden von Kaliumpermanganat (Ausschnitt einer Aufnahme des Leuchtschirms mit der PC-Kamera)

Als Einstellungen für die Kamerasoftware wurden hier die Voreinstellungen verwendet. Lediglich die Auflösung ist auf 640*480 Bildpunkte erhöht worden.

5. Theoretische Grundlagen, Interpretationen

Im Bohr'schen Atommodell besteht das Atom aus einem mit Z -facher Elementarladung positiv geladenen Kern und negativ geladenen Elektronen, die sich im Coulombfeld des Kerns auf kreisförmigen Bahnen mit Radius r um den Schwerpunkt des Elektronen-Kern-Systems bewegen. Diese Bewegung lässt sich auch als eine Kreisbewegung eines Teilchens mit der reduzierten Masse

$$\mu = \frac{m_{\text{Elektron}} \cdot m_{\text{Kern}}}{m_{\text{Elektron}} + m_{\text{Kern}}} \approx m_{\text{Elektron}} \quad (1)$$

um das Zentrum des Coulombpotentials des Kerns bei $r = 0$ darstellen. Den Elektronen sind allerdings auf Grund einer Nebenbedingung die durch die Wellenbeschreibung des Elektrons gegeben ist, nicht beliebige sondern nur ganz bestimmte, diskret verteilte Radien („Elektronenschalen“) möglich. Für jeden dieser Radien ist auch nur eine einzige ganz bestimmte Eigenenergie des Elektrons möglich. Es sind also sowohl für die Abstände als auch für die damit gekoppelten Energieniveaus der Elektronen nur einzelne, diskrete Werte möglich, die durch eine Quantenzahl n , die der Hauptquantenzahl entspricht, beschrieben sind.

Die Elektronen des Atoms können unter Zufuhr von Energie, z.B. in Form von elektromagnetischen Wellen oder durch einen Elektronenstoß (siehe Franck-Hertz-Versuch), auf eine energetisch höhere Bahn gehoben werden. Dafür ist allerdings ein ganz bestimmter Energiebetrag notwendig, der genau der Differenzenergie der beiden Elektronenzustände entsprechen und auf einmal zugeführt werden muss. Wird also ein Atom z. B. mit weißem Licht, d.h. Licht das jede Wellenlänge enthält, bestrahlt, so absorbiert das Atom diejenigen Wellenlängen bzw. Photonen, die exakt der Differenzenergie zweier Elektronenzustände entsprechen, für die also die Gleichung

$$h\nu = E_m - E_n \quad (2)$$

mit den Quantenzahlen $m > n$ gilt. Untersucht man nun das restliche Licht durch z. B. eine Spektralzerlegung, stellt man fest, dass bestimmte Wellenlängen fehlen, und zwar jene die den absorbierten Photonen entsprechen. Man spricht von einer Absorptionslinie bzw. einem Absorptionsspektrum.

Bandenspektren:

Die hier bei Kaliumpermanganat beobachteten Bandenspektren bestehen in Wirklichkeit aus sehr vielen sehr nahe beieinander liegenden Absorptionslinien, die auf Grund einer zu niedrigen Auflösung der Versuchsanordnung als geschlossener Bereich in Erscheinung treten. Bei sehr hoher Auflösung lassen sich jedoch einzelne Linien unterscheiden, man spricht von einem Quasikontinuum. Die Aufspaltung einzelner Linien zu einer Bande begründet sich in der Tatsache, dass es sich hier um ein Molekülspektrum und nicht um ein Atomspektrum handelt und die vielfältigen Schwingungszustände und der Rotationszustand des Moleküls das Absorptionsspektrum derart beeinflussen, dass die hier beobachteten Absorptionsbanden zustande kommen.

Bei Molekülen werden die Energiezustände der Elektronen nicht mehr nur durch ihren, durch die Hauptquantenzahl bestimmten Abstand zum Kern bestimmt, sondern außerdem noch durch den Schwingungszustand der Kerne gegeneinander (Schwingungsquantenzahl v , diskrete Werte) und den Rotationszustand des gesamten Moleküls (Rotationsquantenzahl J , ebenfalls diskret), die sich beide durch Quantensprünge der Elektronen von einer Schale zu einer anderen verändern können. Da die energetischen Unterschiede der einzelnen Schwingungs- bzw. Rotationszustände zueinander nur sehr gering sind, liegen auch die zugehörigen Spektrallinien sehr nahe beieinander, es entsteht eine Spektralbande.

Franck-Hertz-Versuch

1. Ziel und Beschreibung des Versuchs

Ziel:

Experimentelle Bestätigung der Bohr'schen Postulate durch Anregung von Quantensprüngen.

Beschreibung:

In einem Glaszylinder mit Neonfüllung (ca. 10 hPa) werden freie Elektronen in einem elektrischen Feld, zwischen Kathode K und Gitter G, beschleunigt (siehe Abb. 1).

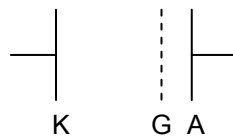


Abbildung 1: Elektrodenanordnung der Triode im Glaszylinder (K = Kathode, G = Gitter, A = Anode)

Zwischen Gitter G und Anode A ist eine Spannung derart angelegt, dass die beschleunigten Elektronen die das Gitter passieren, auf ihrem Weg zur Anode hin gebremst werden. In dem Gebiet zwischen Kathode K und Gitter G kommt es zu Stößen zwischen den beschleunigten Elektronen und den Neonatomen. Besitzen die Elektronen genügend Energie, werden bei Stößen die Neonatome in einen angeregten Zustand (höheres Energieniveau der Atomelektronen) versetzt. Die stoßenden Elektronen geben dabei kinetische Energie in Form von Anregungsenergie an die Neonatome weiter.

Danach werden die Elektronen wieder durch das elektrische Feld beschleunigt. Nachdem sie das Gitter passiert haben, werden sie durch die Gegenspannung zwischen Gitter G und Anode A gebremst. Je nachdem wie viel kinetische Energie sie besitzen, das heißt je nachdem ob sie im Bereich zwischen Kathode und Gitter Energie bei Stößen verloren haben, und je nachdem wie groß die Gegenspannung ist, erreichen sie die Anode oder sie werden vom Gitter G abgefangen. Der durch die auf der Anode auftreffenden Elektronen erzeugte Strom wird gemessen, und die Gegenspannung dient so als Messeinrichtung für die Energie der auftreffenden Elektronen.

Die Elektronen der angeregten Neonatome fallen nach kurzer Zeit (typisch 10^{-8} s) wieder in ihren Grundzustand zurück und emittieren dabei die überschüssige Energie in Form eines Lichtquants bzw. monochromatischer Strahlung. Dies lässt sich als orangefarbene Leuchterscheinung beobachten.

2. Versuchsaufbau

Abbildung 2 zeigt den gesamten Versuchsaufbau, Abbildung 3 den Schaltplan dieser Versuchsanordnung. Die Bezeichnungen der Geräte in Abbildung 3 stimmen mit jenen aus Abbildung 2 überein.

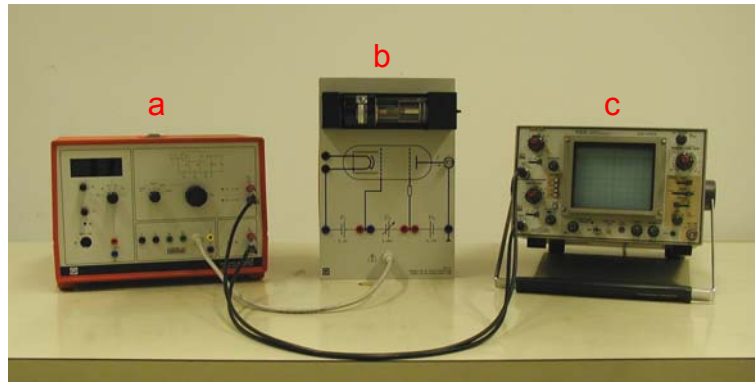


Abbildung 2: Ansicht des Versuchsaufbaus

(a) Steuergerät für die Franck-Hertz-Röhre, (b) Gehäuse mit Franck-Hertz-Röhre und den entsprechenden Anschlüssen, (c) Oszillograph

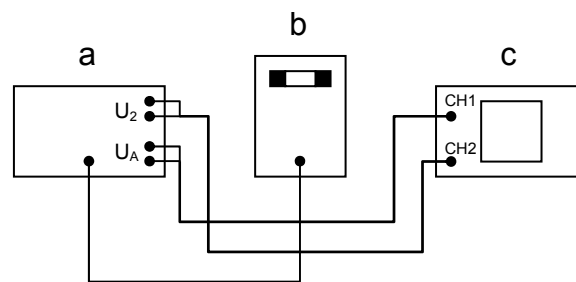


Abbildung 3: Schaltplan des Versuchsaufbaus (Gerätebezeichnungen stimmen mit jenen aus Abb. 1 überein)

3. Verwendete Geräte

3.1 Franck-Hertz-Röhre mit Neonfüllung (Firma Leybold, Kat.-Nr. 555 870), Gehäuse für die Franck-Hertz-Röhre mit den entsprechenden Anschlüssen (Firma Leybold, Kat.-Nr. 555 871)



Abbildung 4: Ansicht der Franck-Hertz-Röhre im Betriebszustand.

Die Leuchtschichten, die die einzelnen Anregungszonen kennzeichnen sind deutlich zu sehen (siehe später).

Abbildung 5 zeigt die Spannungsversorgung von Kathode, Steuergitter, Beschleunigungsgitter und der Anode der Franck-Hertz-Röhre.

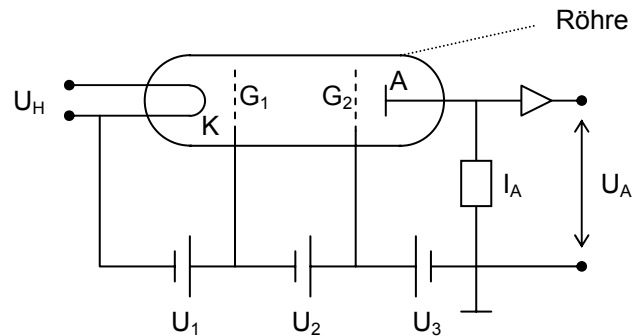


Abbildung 5: Schaltskizze der Neon-Franck-Hertz-Röhre
K Kathode, G_1 Steuergitter, G_2 Beschleunigungsgitter, A Anode

Funktionsweise:

Die Franck-Hertz-Röhre der Firma Leybold besteht aus einem Glaszylinder mit Neonfüllung und einem System von 4 parallelen Elektroden (siehe Abb. 4 und 5). Sie sitzt in einer Fassung welche auf einer Anschlussplatte montiert ist (siehe Abb. 2, b). Die Anschlussplatte bietet die Möglichkeit die Franck-Hertz-Röhre auf mehrere Arten zu betreiben. Hier wurde ein speziell für diesen Versuch ausgelegtes Steuergerät der Firma Leybold, welches alle notwendigen Spannungs- und Stromversorgungen sowie Ausgänge für die zu messenden Spannungen bzw. Ströme bereitstellt und über die mehrpolige DIN-Buchse (auf der Anschlussplatte ganz unten) angeschlossen wird, verwendet. Alternativ dazu lässt sich die Franck-Hertz-Röhre aber auch mit Einzelgeräten über die hier nicht verwendeten Anschlüsse der Anschlussplatte, entsprechend dem aufgezeichneten Schaltplan, ansteuern.

Das Elektrodensystem der Röhre besteht aus einer zylinderförmigen Glühkathode zur Produktion freier Elektronen, die mit der Heizspannung U_H versorgt wird, und aus drei scheibenförmigen Elektroden, dem Steuergitter G_1 , dem Beschleunigungsgitter G_2 und der Anode A. Die durch die Glühkathode K emittierten Elektronen sammeln sich zunächst als Ladungswolke um die Glühkathode. Durch das Anlegen einer Steuerspannung U_1 an das Steuergitter G_1 werden die Elektronen aus dieser Ladungswolke abgesaugt. Je größer die Spannung desto mehr Elektronen werden zum Gitter G_1 beschleunigt. Das Steuergitter dient somit zur Regulierung des maximalen Elektronenstroms in der Röhre. Durch die zwischen Gitter G_1 und Gitter G_2 angelegte Spannung U_2 werden die Elektronen beschleunigt. In diesem Bereich kommt es auch zu den zu untersuchenden Stößen zwischen Elektronen und Neonatomen. Die zwischen dem Beschleunigungsgitter G_2 und der Anode A angelegte Gegenspannung U_3 dient nun dem Abbremsen der Elektronen, bzw. dem Aussortieren der Elektronen je nach ihrer kinetischen Energie. Haben diese nach den Stößen noch genügend Energie, können sie das Gegenfeld bis zur Anode A durchlaufen und erzeugen den Anodenstrom I_A , der in dieser Anordnung als dazu proportionale Spannung U_A gemessen wird. Besitzen die Elektronen nicht genügend kinetische Energie um das Gegenfeld an der Anode zu durchlaufen werden sie durch das Gitter G_2 aufgehalten bzw. enden dort.

Technische Daten:

Füllung:	Neon
Innendruck:	ca. 10 hPa
Betriebstemperatur:	Raumtemperatur
Heizspannung / -strom:	6,3 V / ca. 260 mA
Steuerspannung U_1 :	variabel von 0 V bis ca. 5 V

Beschleunigungsspannung U_2 :	variabel von 0 V bis ca. 80 V
Gegenspannung U_3 :	variabel von 0 V bis ca. 10 V
erste Anregungsniveaus der Ne-Atome:	16 - 19 eV
erste Ionisierungsspannung von Neon:	21,565 V

3.2 Franck-Hertz-Betriebsgerät (Firma Leybold, Kat.-Nr. 555 88)

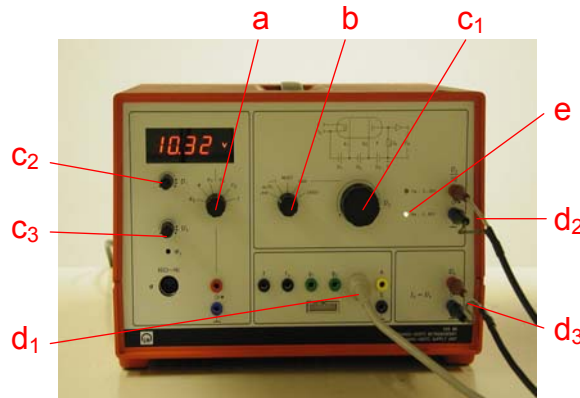


Abbildung 6: Steuergerät für Franck-Hertz-Röhre

(a) Auswahlwähler für Digitalanzeige, (b) Betriebsartwähler, (c₁) Drehregler für Beschleunigungsspannung, (c₂) Drehregler für Steuerspannung, (c₃) Drehregler für Gegenspannung, (d₁) DIN-Buchse zum Anschluss der Franck-Hertz-Röhre, (d₂) Ausgangsbuchse zur Messung der Beschleunigungsspannung U_2 , (d₃) Ausgangsbuchse zur Messung der zum Anodenstrom proportionalen Spannung U_A

Funktionsweise:

Der Netzschalter für das Betriebsgerät befindet sich auf der Rückseite.

Vor dem Einschalten wird die Anschlussplatte der Franck-Hertz-Röhre mit dem grauen, 7-poligen Verbindungskabel (Abb. 6, d₁) an das Steuergerät angeschlossen und der Ausgänge für die Beschleunigungsspannungsmessung U_2 (d₂) und für die dem Anodenstrom proportionale Spannung U_A (d₃) mit dem Oszillograph mit zwei BNC-Messkabel (4mm) verbunden. Nach dem Einschalten des Steuergerätes beginnt die Leuchtdiode zur Anzeige der Röhrenart (e) zu leuchten. Die Art des Franck-Hertz-Rohres (Neon oder Quecksilber) wird automatisch erkannt, die Leuchtdiode für das Neonrohr muss leuchten. Mit dem Auswahlwähler (a) kann die im Digitalanzeigefeld anzuzeigende Größe gewählt werden. Der Betriebsartwähler (b) regelt die Art der Beschleunigungsspannung U_2 mit der das Steuergerät die Röhre beschickt. Zur Auswahl stehen eine schnelle Sägezahnspannung (M) für den Oszillographen, eine langsame Rampenspannung (A) für einen x-y-Schreiber, die Einstellungen RESET um die Beschleunigungsspannung auf 0 V zu stellen, MAN für eine manuelle Regelung der Beschleunigungsspannung mit dem Drehpotentiometers (c₁) und CASSY für eine Computer unterstützte Aufzeichnung der Versuchsergebnisse. Mit den Drehpotentiometern unterhalb der Digitalanzeige können die Steuerspannung U_1 (c₂) und die Gegenspannung U_3 (c₃) geregelt werden.

Technische Daten:

Steuerspannung U_1 :	regelbar von 0 V bis ca. 5 V
Beschleunigungsspannung U_2 :	regelbar von 0 V bis ca. 80 V
Gegenspannung U_3 :	regelbar von 0 V bis ca. 10 V
Ausgang für Beschleunigungsspannungsmessung:	$U \triangleq U_2 / 10$
Ausgang für Spannung U_A :	$1 \text{ V} \triangleq 1 \text{ nA}$

3.3 Oszillograph: TRIO CS-1022 20 MHz Oscilloscope

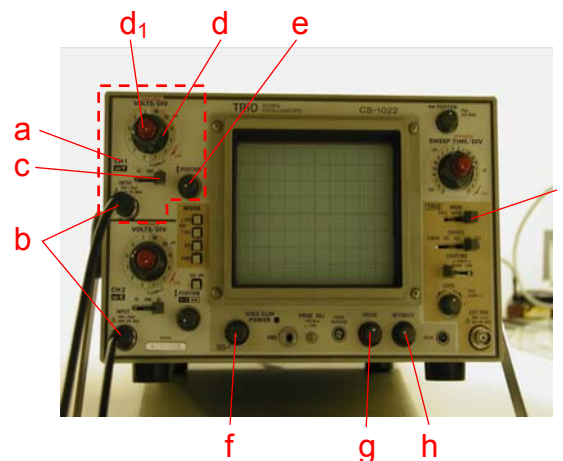


Abbildung 7: Oszillograph

(a) Bezeichnung des Signalkanals, (b) Signaleingänge, (c) Schalter für Eingangssignalart, (d) Anzeigeskaleneinstellung, (d₁) Feineinstellung, (e) Drehregler zur Einstellung der Nullposition, (f) Netzschalter, (g) Fokussierung, (h) Intensitätsregelung, (i) TRIG-Wahlschalter

Funktionsweise:

Das Oszillograph besitzt zwei Signaleingänge (Abb. 7, b) und für jeden dieser Eingänge ein Bedienungsfeld. Exemplarisch soll hier nur das Bedienungsfeld des ersten Eingangs mit der Bezeichnung CH1 (Channel 1, Abb. 7, a) beschrieben werden (roter Rahmen). Der zweite Eingang besitzt exakt die gleichen Bedienungselemente. In diesem Experiment sollen die zwei Eingangssignale gegeneinander am Bildschirm des Oszillographen angezeigt werden, deshalb wird der TRIG-Wahlschalter (i) auf die Stellung „x-y“ gebracht. Das Eingangssignal des Kanals 1 (CH1) wird nun in y-Richtung, das Signal des Kanals 2 wird in x-Richtung am Bildschirm angezeigt. Mit dem Wählschalter (c) lässt sich die Art des Eingangssignals festlegen. Mögliche Optionen sind AC für Wechselspannung, DC für Gleichspannung und GND für „ground“. In der Stellung GND wird nicht das Eingangssignal selbst sondern der Skalennullpunkt für dieses Signal angezeigt. Mit dem Drehregler (e) lässt sich dieser einstellen. Sind die Wählschalter beider Kanäle auf GND gestellt so sieht man einen Punkt am Bildschirm. Mit dem Schalter (d) lässt sich die Skalierung der Anzeige einstellen. Die rund um den Schalter angezeigten Größen beziehen sich auf 1 cm. Auch die Rasterung am Bildschirm ist in Einheiten zu je 1 cm eingeteilt. Der Drehregler (d₁) in der Mitte des Schalters (d) dient der Feineinstellung der Skalierung. Ist der Regler bis zum Anschlag nach rechts gedreht, entspricht die grobe Skalierung durch Schalter (d) genau den am Schalter angegebenen Werten. Der Schalter (f) ist Netzschalter und gleichzeitig Regelung für die Hintergrundbeleuchtung des Bildschirms. Nach dem Einschalten dauert es kurze Zeit, bis ein Signal am Bildschirm erscheint. Der Drehregler (g) dient der Fokussierung des Bildschirmsignals und Regler (h) steuert die Intensität desselben. Dabei sollte das Signal zwar deutlich aber nicht zu grell sein, da sonst Schädigungen des Bildschirms auftreten können.

4. Durchführung

Der Versuch gliedert sich in zwei Phasen. Einerseits die Darstellung der Franck-Hertz-Kurve am Oszillographen und andererseits die Beobachtung der Lichtemission der Neonatome nach Anregungsstößen mit den beschleunigten Elektronen.

Nachdem alle Geräte entsprechend Abb. 2 und 3 aufgestellt und angeschlossen sind, können sie eingeschaltet werden. Für die erste Phase des Versuchs, die Darstellung der Franck-Hertz-Kurve, sind nun noch die Anzeige des Oszillographen und die Steuer-, Beschleunigungs- und Gegenspannung am Steuergerät richtig einzustellen.

Am *Oszillographen* sind dafür die folgenden Einstellungen vorzunehmen:
Zunächst den TRIG-Mode auf „x-y“ stellen (Abb. 7, i). Dann werden die beiden Wählschalter für die Art des Eingangssignals (Abb. 7, c) auf die Stellung GND gestellt und der Nullpunkt der Anzeige justiert. Als Nullpunkt für die Messkurve bietet sich, auch im Hinblick auf etwaige Messungen, eine Kreuzung einer horizontalen, vorzugsweise der untersten, und einer vertikalen Linie am Bildschirm an. Danach werden die beiden Wählschalter für die Art des Eingangssignals auf die Stellung DC gestellt und sowohl der Fokus als auch die Intensität (Achtung: nicht zu grell!) des Bildschirmsignals geregelt. Beides wird eventuell bei der Anzeige der Kurve nach zu justieren sein. Für die Anzeigeskalierung sind für den Kanal 1 (CH1) 2 V/cm und für den Kanal 2 (CH2) 1 V/cm zu wählen. Alternativ können auch Kanal 1: 1 V/cm und Kanal 2: 0,5 V/cm gewählt und mit der Feineinstellung der Skalierung nachjustiert werden, um nur den Kurvenausschnitt mit den charakteristischen Maxima darzustellen anstatt der gesamten Kurve.

Am *Steuergerät* sind nun noch die folgenden Einstellungen nötig:
Mit dem Betriebsartschalter für die Beschleunigungsspannung U_2 (Abb. 6, b) wird die Einstellung für die schnelle Sägezahnspannung (\mathcal{M}) gewählt. Zur Einstellung der Steuerspannung U_1 und der Gegenspannung U_3 wird mit dem Wählschalter für die Digitalanzeige (Abb. 6, a) die einzustellende Spannung gewählt und mit dem jeweiligen Drehregler (Abb. 6, c_2 und c_3) der gewünschte Spannungswert eingestellt. Dabei lieferten die Werte $U_1 = 4,2 \text{ V}$ für die Steuerspannung und $U_3 \approx 10 \text{ V}$ für die Gegenspannung ein gutes Ergebnis (s. Abb. 8). Die Franck-Hertz-Kurve ist nun am Bildschirm des Oszillographen zu sehen.



Abbildung 8: Franck-Hertz-Kurve ($U_1 = 4,2 \text{ V}$, $U_2 = 0..80 \text{ V}$, $U_3 \approx 10 \text{ V}$)

Sollte die Kurve nicht gut ausgeprägt sein, lässt sie sich durch Variieren der Steuer- und Gegenspannung verbessern. Generell gilt, dass durch ein Erhöhen der Steuerspannung der Elektronenstrom durch die Röhre zunimmt, da mehr Elektronen aus der Elektronenwolke um die Kathode abgesaugt werden und dass durch Erhöhen der Gegenspannung der Anodenstrom sinkt, da nur mehr Elektronen die eine entsprechend hohe Energie besitzen die Anode erreichen können. Sind im speziellen die Maxima der Kurve sehr flach sollte ein Erhöhen der Steuerspannung helfen. Ist die Kurve schlecht ausgeprägt, kann man dies mit einer Veränderung der Gegenspannung regulieren. Sind die Maxima zu hoch (d.h. die Kurve wird oben „abgeschnitten“) hilft ein Verringern der Steuerspannung und/oder ein Erhöhen der

Gegenspannung. Sind die Minima der Kurve zu niedrig, bzw. laufen gegen Null (d.h. die Kurve wird unten „abgeschnitten“) sollte ein Verringern der Gegenspannung und/oder ein Erhöhen der Steuerspannung helfen.

Für die zweite Phase des Versuchs, die Beobachtung der Lichtemission der Neonatome, ist der Oszillograph nicht mehr nötig, er kann abgeschaltet werden.

Am Steuergerät wird nun die Steuerspannung U_1 auf Maximum (ca. 5 V) gestellt, die Einstellung der Gegenspannung U_3 ist nicht relevant. Der Betriebsartschalter für die Beschleunigungsspannung wird auf MAN (für manuelle Regelung) gestellt und das daneben liegende Drehpotentiometer für die manuelle Regelung der Beschleunigungsspannung U_2 (Abb. 6, c₁) wird zunächst auf 0 gestellt. Durch langsames Hochdrehen der Beschleunigungsspannung wird nun im Bereich zwischen Steuer- und Beschleunigungsgitter ein orange leuchtender Bereich direkt am Beschleunigungsgitter sichtbar. Durch weiteres Erhöhen der Beschleunigungsspannung wandert dieser Bereich in den Raum zwischen Steuer- und Beschleunigungsgitter hinein und ein zweiter orangefarbener Leuchtbereich wird am Beschleunigungsgitter sichtbar. Durch weiteres Erhöhen wird auch noch ein dritter und ein vierter Bereich sichtbar, während die vorigen Bereiche näher zum Steuergitter hin wandern (s. Abb. 4). Beobachtet man diese Leuchtbereiche durch ein Spektroskop so sieht man Linien des Emissionslinienspektrums von Neon.

5. Interpretationen, theoretische Grundlagen

5.1 Qualitative Interpretation der Versuchsergebnisse

Dieser Versuch, der um 1914 von J. Franck und G. Hertz durchgeführt wurde, war eine experimentelle Bestätigung der ersten beiden Bohr'schen Postulate. Allerdings verwendeten Franck und Hertz dabei ein mit Quecksilberdampf gefülltes und beheiztes Elektronenrohr statt dem hier verwendeten Rohr mit Neonfüllung.

Die Bohr'schen Postulate:

1. Die Atome existieren nur in bestimmten, „stationären Zuständen“, die durch diskrete Energiewerte charakterisiert sind und mit ganzen Zahlen, den Hauptquantenzahlen n , benannt werden, und in denen sie weder Energie emittieren noch absorbieren (obwohl sich hierbei geladene Teilchen – Elektronen auf Kreisbahnen – bewegen was der klassischen Elektrodynamik widerspricht! Anm.).
2. Beim Übergang von einem in einen anderen stationären Zustand emittieren oder absorbieren Atome elektromagnetische Strahlung einer einzelnen Frequenz (monochromatische Strahlung). Die Frequenz der Strahlung bei einem Übergang von der Energie E_m zur Energie E_n erfüllt die Bedingung $h\nu = E_m - E_n$.
3. Jedem Elektron des Atoms lässt sich ein Bahndrehimpuls mit dem Wert $L = n \cdot \hbar = n \cdot (h/2\pi)$ zuordnen. (Das 3. Postulat wird durch den Franck-Hertz-Versuch nicht bestätigt und wurde hier nur aus Gründen der Vollständigkeit angeführt.)

Nun zuerst zur Interpretation der Leuchterscheinungen in der Franck-Hertz-Röhre. Die durch die Kathode freigesetzten und durch die Spannung zwischen Steuer- und Beschleunigungsgitter beschleunigten Elektronen stoßen im Bereich zwischen diesen beiden Gittern mit den Neonatomen. Dabei können sie, nach dem ersten Bohr'schen Postulat, ihre Energie erst dann an das Neonatom abgeben, wenn sie selbst mindestens so viel Energie besitzen wie nötig ist, um ein Neonatom von seinem Grundzustand in den ersten stationären Zustand über dem Grundzustand, in einen so genannten „angeregten Zustand“ zu heben.

Da die Elektronen die zur Anregung nötige kinetische Energie erst im Laufe ihres Fluges durch das Feld zwischen Steuer- und Beschleunigungsgitter „sammeln“ müssen, finden diese inelastischen Stöße, abhängig von der angelegten Spannung, erst nach einer kleinen Strecke oder sogar erst am Ende des Feldes statt. Davor sind die Stöße praktisch vollkommen elastisch und auf Grund der viel geringeren Masse der Elektronen gegenüber der Neonatome verlieren diese praktisch keine Energie und ändern nur ihre Richtung. Die Neonatome verharren nur einen Sekundenbruchteil (typisch 10^{-8} s) in ihrem angeregten Zustand und kehren dann in ihren Grundzustand zurück. Dabei emittieren sie die überschüssige Energie in Form von monochromatischer elektromagnetischer Strahlung, entsprechend dem zweiten Bohr'schen Postulat. Diese Strahlung lässt sich als charakteristische Neonlinien (zur Erklärung für die Beobachtung mehrerer Linien siehe später) im Spektrometer, bzw. als orangefarben leuchtender Bereich in der Franck-Hertz-Röhre beobachten. Je höher die Beschleunigungsspannung ist, desto schneller besitzen die Elektronen die zur Anregung nötige Energie, desto früher können sie inelastisch mit Neonatomen stoßen und desto näher am Steuergitter bzw. am Beginn des Beschleunigungsfeldes beobachtet man den orangefarbenen Leuchtbereich von in den Grundzustand zurückkehrenden Neonatomen. Nach dem Stoß besitzen die Elektronen um den Betrag der Anregungsenergie weniger Energie. Sie werden nun wieder beschleunigt bis sie entweder wieder genügend Energie für inelastische Stöße besitzen oder das Ende des Feldes erreichen. Ist die Beschleunigungsspannung hoch genug, kann man einen zweiten bzw. mehrere Leuchtbereiche, die mit zunehmender Beschleunigungsspannung näher zum Steuergitter wandern, beobachten. In dieser Versuchsanordnung sind 3 Leuchtbereiche klar zu erkennen.

Die Franck-Hertz-Kurve (Abb. 8) stellt die Strom-Spannungscharakteristik der Franck-Hertz-Röhre dar. Am Beginn der Kurve, solange die Beschleunigungsspannung noch kleiner ist als die zur Anregung der Neonatome notwendige Energie, steigt der Auffangstrom mit wachsender Beschleunigungsspannung ähnlich einer Diodenkennlinie an. Die Elektronen stoßen elastisch mit den Neonatomen und verlieren dabei auf Grund des großen Gewichtsunterschiedes praktisch keine Energie, sie ändern bloß ihre Richtung. Würden die Elektronen nicht mit Neonatomen stoßen, bzw. wäre die Röhre vollständig evakuiert, würde der Strom weiter ähnlich einer Diodenkennlinie bis zum Erreichen des Sättigungsstroms stetig ansteigen (siehe Abb. 9).

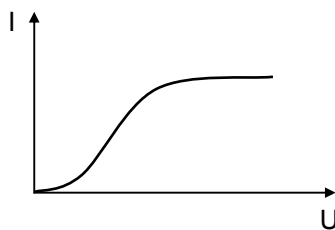


Abbildung 9: Skizze einer Diodenkennlinie

Doch bei einem bestimmten Wert der Beschleunigungsspannung erreicht die Kurve ihr erstes Maximum. An diesem Punkt erreichen die Elektronen zum ersten Mal die zur Anregung der Neonatome nötige Energie und stoßen inelastisch mit den Neonatomen. Dabei geben sie den Anregungsenergiebetrag an die Neonatome ab, und haben anschließend nicht mehr genug Energie um gegen das Gegenfeld anzukommen und zur Anode zu gelangen. Der Anodenstrom sinkt. Der Anodenstrom fällt deshalb nicht sofort auf den Minimalwert, weil die aus der Glühkathode emittierten Elektronen nicht alle die gleiche Geschwindigkeit besitzen und deshalb auch nicht alle Elektronen zur selben Zeit die für die Anregung nötige Energie erlangen. Außerdem stoßen auch nicht alle Elektronen sofort nach erlangen der notwendigen Energie mit einem Neonom, sondern fliegen noch eine von dem Anregungsquerschnitt bzw.

der daraus zu berechnenden mittleren freien Weglänge abhängige Wegstrecke, bevor sie inelastisch mit einem Neonatom stoßen.

Erst wenn die Beschleunigungsspannung ein Wert $U_{\text{Anregung}} + U_{\text{Gegenfeld}}$ erreicht, und damit den Elektronen ausreichend Energie zuführt um nach einem Stoß auch noch das Gegenfeld zu überwinden und die Anode zu erreichen, beginnt der Anodenstrom wieder zu steigen. Für die in Abb. 8 dargestellte Kurve war das eine Spannung $U_{\text{Gegenfeld}}$ von ca. 10 V. Der Anodenstrom wächst solange mit steigender Beschleunigungsspannung an, bis diese den doppelten Wert der Anregungsspannung erreicht hat. Die Elektronen sind nun nach ihrem ersten Stoß genügend beschleunigt worden um ein zweites Mal inelastisch zu stoßen und damit Neonatome anzuregen – ein zweites Maximum entsteht. Steigt die Beschleunigungsspannung an, so findet sich jeweils bei ganzzahligen Vielfachen der der Anregungsenergie entsprechenden Beschleunigungsspannung ein Maximum.

5.2 Quantitative Auswertung und Diskussion auftretender Probleme

Zur quantitativen Auswertung der Franck-Hertz-Kurve und der beobachteten Leuchterscheinungen kann die Anregungsenergie der Neonatome aus der Kurve am Oszillographen bestimmt und das emittierte Licht spektroskopisch untersucht werden. Die Anregungsenergie muss ja gemäß dem oben Gesagten gleich dem Abstand zweier aufeinander folgender Maxima sein. Dabei ist allerdings zu beachten, dass der Abstand vom Nullpunkt der Kurve bis zum ersten Maximum nur bedingt die Anregungsenergie der Neonatome wiedergibt, da die Elektronen schon vor Eintritt in das Feld zwischen Steuer- und Beschleunigungsgitter von der Steuerspannung beschleunigt werden. Deshalb empfiehlt es sich nur die Abstände zwischen zwei Maxima zu verwenden, nicht jedoch den Abschnitt zwischen Nullpunkt und erstem Maximum. Die Untersuchung der Leuchterscheinungen ist insofern problematisch, da das emittierte Licht nur wenig intensiv ist.

In der nachfolgenden Tabelle sind die aus der in Abbildung 8 abgebildeten Kurve und mit dem Spektroskop erhaltenen Messergebnisse angeführt. Zur Untersuchung des emittierten Lichts wurde das beim Experiment „Emissionslinienspektren“ beschriebene Spektrometer der Firma R. FUESS verwendet (Kalibrierung mit gelber Linie der Hg-Hochdrucklampe bei 579,07 nm).

Spektrallinien			Beschleunigungsspannungen		
Farbe	Wellenlänge [nm]	relative Intensität	$\Delta U_{0-\text{Max}1}$	$\Delta U_{\text{Max}1-\text{Max}2}$	$\Delta U_{\text{Max}2-\text{Max}3}$
gelb-orange	585	++	(18 V)	17 V	19 V
rot	592,5	-			
rot	607	+	verwendete Steuer- und Gegenspannung:		
rot	613	+		$U_1 = 4,2 \text{ V}$	
rot	638	+		$U_3 \approx 10 \text{ V}$	

Diese Messergebnisse zeigen, dass es sich bei den Übergängen zwischen den stationären Zuständen der Neonatome nicht um das einfache Schema eines einzigen möglichen Übergangs – vom Grundzustand in den ersten angeregten Zustand und zurück – handeln kann, da mehrere Linien beobachtet wurden, es aber zu jedem Übergang gemäß dem (inzwischen allgemein als gültig anerkannten) zweiten Bohr'schen Postulat nur eine einzige Linie geben kann. Deswegen aber auch auf Grund des Vergleichs der beobachteten Wellenlängen mit den gemessenen Anregungsenergien $\Delta E = e \cdot \Delta U$ erweist sich auch die sonst nahe liegende Vermutung, dass sich aus den Werten für die Anregungsenergie die Wellenlänge des von den Neonatomen emittierten Lichts unmittelbar gemäß der Formel

$$\Delta E = h \nu = h \frac{c}{\lambda} \quad (1)$$

berechnen lässt, da ja die Elektronen der angeregten Atome aus ihrem Anregungsniveau zurück in ihren Grundzustand fallen würden, als falsch. Beim von Franck und Hertz ursprünglich verwendeten Rohr mit Quecksilberdampffüllung war dies tatsächlich der Fall, doch beim Neonatom liegen die Verhältnisse anders, wie auch die Rechnung nochmals bestätigt.

Aus (1) ergibt sich

$$\lambda = h \frac{c}{\Delta E} . \quad (2)$$

Mit dieser Formel und den in der Tabelle angeführten Messergebnissen für ΔU ($\Delta E = e \cdot \Delta U$) erhält man die Wellenlängen

$$\begin{aligned} \lambda_{12} &= 72,9 \text{ nm}, \\ \lambda_{23} &= 65,3 \text{ nm}. \end{aligned}$$

Wellenlängen in diesem Bereich treten zwar tatsächlich auf, doch liegen sie im Gebiet des nicht sichtbaren ultravioletten Lichts und erklären somit nicht die beobachteten orangefarbenen Leuchterscheinungen.

Um diese Diskrepanz zu verstehen ist es notwendig sich das Termschema von Neon anzusehen. In Abbildung 10 ist ein Auszug dieses Schemas dargestellt (für ein vollständiges Termschema wären, entsprechend der hier verwendeten Daten, 1595 Übergänge bzw. Spektrallinien einzuzeichnen, würde man nur die sichtbaren Linien berücksichtigen, so wären das noch immer 599). Außer bei den Übergängen zum Grundniveau (0 eV) wurden nur Übergänge im sichtbaren Bereich (400 - 800 nm) berücksichtigt. Die Daten hierfür stammen von der homepage des „National Institut of Standards and Technology (NIST)“ (s. auch Literatur- und Quellenangaben).

Anhand des Termschemas kann man erkennen, dass es im sichtbaren Bereich des Neonspektrums keine direkten Übergänge von einem angeregten Zustand in den Ausgangszustand gibt (diese Übergänge finden ausnahmslos im ultravioletten Bereich zwischen 57,33 nm und 74,37 nm statt). Alle Übergänge des sichtbaren Bereichs stammen von in Kaskaden, d.h. schrittweise in das Grundniveau zurückkehrenden Elektronen. Dabei ist ihnen eines gemeinsam: Der erste Sprung führt stets von ihrem angeregten Niveau (eine Auswahl ist angegeben, stärker gezeichnete Pfeile) in ein 3p-Niveau und von dort weiter in ein 3s-Niveau. Erst danach landet das Elektron wieder bei seiner „Ausgangsposition“. Außer bei dem letzten Schritt wird dabei bei jedem Sprung sichtbares Licht emittiert. Die *einzige* Ausnahme dieser Sprungfolge unter den insgesamt 599 sichtbaren Spektrallinien bildet ein Übergang von einem 7p in ein 4s-Niveau mit einer Wellenlänge von 762,13 nm. Die hier eingezeichneten Übergänge von den 3p zu den 3s-Niveaus stellt ebenfalls nur eine Auswahl dar, insgesamt gibt es 30 Übergänge in einem Bereich von 540,06 bis 808,25 nm. Das höchste angeregte Energieniveau das noch im sichtbaren Bereich emittiert ist ein 10d-Niveau bei 21,52 eV.

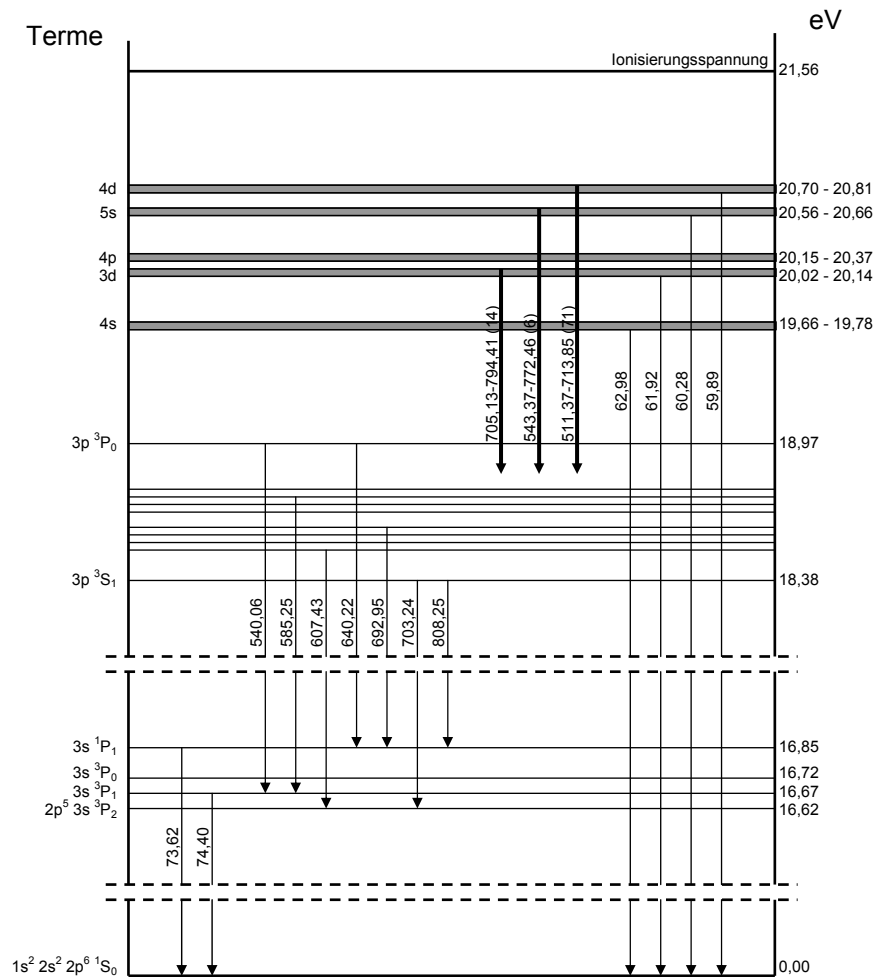


Abbildung 10: Auszug aus dem Termschema von Neon
senkrecht geschriebene Zahlen geben die Wellenlänge der Spektrallinien in nm an (alle in Luft), stärker gezeichnete Pfeile stehen für mehrere Übergänge, Wellenlängenbereich und Anzahl (in Klammern) sind angegeben (z. B.: 14 Übergänge von 3d zu verschiedenen 3p-Niveaus im Bereich von 705,13 bis 794,41 nm)

Durch diese Kaskadenübergänge von den angeregten in die Grundniveaus wird also die als Anregungsenergie beim Stoß aufgenommene Energie nicht auf einmal sondern nur in Teilmengen abgegeben, was zur Emission von sichtbarem Licht führt. Aus diesen Daten und den Messergebnissen folgt also, dass es in der Franck-Hertz-Röhre zur Anregung höherer Energieniveaus (ab mindestens 18,38 eV) kommt. Ob nun auch wirklich die ersten Energieniveaus bei 16 - 17 eV angeregt werden, lässt sich aus diesen Daten nicht feststellen. In der Anleitung zu dieser Versuchsanordnung und auf der homepage der Firma Leybold (s. Literatur und Quellenangaben) werden sowohl die Anregungsniveaus bei 16 - 17 eV als auch jene bei 18 - 19 eV genannt.

Bei genauerer Betrachtung der Messergebnisse ergibt sich allerdings ein weiteres Problem. Es stellt sich heraus, dass weder die von den Elektronen aufgenommene Energie bis zum ersten Maximum ($\Delta E = 18$ eV), noch im Besonderen die Differenzenergie zwischen erstem und zweitem Maximum ($\Delta E = 17$ eV) ausreichen, um die Elektronen der Neonatome auf ein so hohes Niveau zu heben, dass die Emission von sichtbarem Licht ermöglicht. Dazu wären mindestens 18,38 eV notwendig. Trotzdem wurden 3 Leuchtschichten in der Franck-Hertz-Röhre beobachtet. Unter der Annahme einer ungenauen Messung wurden die Maxima der Franck-Hertz-Kurve mit einzelnen Voltmetern gemessen. Dazu wurde mit einem Voltmeter am Messausgang des Steuergerätes für den Anodenstrom (Abb. 6, d₃) die

jeweiligen Maxima und Minima des Anodenstroms festgestellt und mit einem zweiten Voltmeter direkt an den Anschlüssen der Franck-Hertz-Röhre auf der Anschlussplatte (Abb. 2, b) die zugehörigen Beschleunigungsspannungen U_2 gemessen. Die Ergebnisse sind in nachfolgender Tabelle aufgelistet.

Beschleunigungsspannungen		
$\Delta U_{0-\text{Max}1}$ (ohne U_1)	$\Delta U_{\text{Max}1-\text{Max}2}$	$\Delta U_{\text{Max}2-\text{Max}3}$
14,81 V	17,29 V	18,1 V
$\Delta U_{\text{Max}1-\text{Min}1}$	$\Delta U_{\text{Max}2-\text{Min}2}$	$\Delta U_{\text{Max}3-\text{Min}3}$
9,17 V	8,8 V	9,3 V
verwendete Steuer- und Gegenspannung:		
	$U_1 = 4,47 \text{ V}$	
	$U_3 = 10,14 \text{ V}$	

Auch hier ist zu sehen, dass eigentlich nur die erste der gemessenen Beschleunigungsspannungen $\Delta U_{0-\text{Max}1}$ in Verbindung mit der Steuerspannung U_1 , also $\Delta U_{0-\text{Max}1} + U_1 = 19,28 \text{ V}$, ausreichen dürfte um Neonatome in ein Anregungsniveau zu heben, dass es ihnen ermöglicht Licht im sichtbaren Bereich zu emittieren. Trotzdem wurden wiederum während des Versuchs die drei Leuchtschichten beobachtet. Interessant ist auch die Tatsache, dass die Abstände zwischen Maximum und darauf folgendem Minimum, also der Spannungsbereich vom Erreichen der nötigen Anregungsspannung bis zum Wiederanstieg des Anodenstroms, der ja eigentlich der Gegenspannung entsprechen müsste, ebenfalls zu gering ausfällt. Es scheint also, als wäre die Kurve insgesamt gestaucht.

Dieser Widerspruch konnte nicht aufgeklärt werden. Hier sollen nun noch kurz ein paar mögliche Ursachen die den Verlauf der Kurve beeinflussen könnten diskutiert werden.

Eine mögliche Ursache für die Verfälschung der Franck-Hertz-Kurve ist die Überlagerung mit der laut der Anleitung der Firma Leybold scheinbar nur am Oszillographen auftretenden Strom-Spannungs-Kennlinie bei nicht angelegter Steuer- und Gegenspannung an der Röhre (s. Abb. 11). Sollten die Maxima dieser Kurve ungünstig liegen (was hier nicht der Fall war), könnten sie die Position der Maxima der Franck-Hertz-Kurve verzerren.

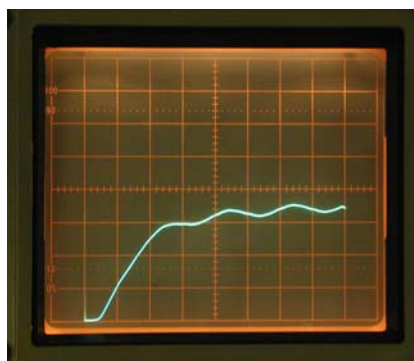


Abbildung 11: Strom-Spannungs-Kennlinie ohne Steuer- und Gegenspannung ($U_1 = 0 \text{ V}$, $U_3 = 0 \text{ V}$)

Zwei weitere Möglichkeiten stammen aus einer Arbeit über den Franck-Hertz-Versuch „The Franck-Hertz Experiment: A Field-Trip through Quantization“ (s. auch Literatur- und Quellenangaben). Der Autor hatte die gleichen Probleme wie sie hier beschrieben sind – zu

niedrige Werte für die Beschleunigungsspannung – doch konnte auch er keine Lösung für dieses Problem angeben. Allerdings erschienen mir zwei der von ihm angegebenen möglichen Fehlerquellen recht interessant und plausibel.

Einerseits hielt er es für möglich, dass sich durch Raumladungsphänomene zusätzliche Felder innerhalb der Röhre ausbilden, die einen Einfluss haben könnten, bzw. dass auftretende Kontaktpotentiale zwischen den Elektroden solche Felder verursachen könnten. Dies sollte zwar eigentlich nicht der Fall sein, da Kontaktpotentiale normalerweise konstant sind und nur den Abstand des ersten Maximums zum Anfang der Kurve verändern könnten, jedoch nicht den Abstand der Maxima zueinander. Allerdings hat der Autor der Arbeit bei der Berechnung der Kontaktpotentiale aus seinen Messdaten Unterschiede bei aufeinander folgenden Experimenten festgestellt (bis zu 0,6 V bei diesem Experiment mit Hg-Dampf), was bedeuten könnte, dass diese Potentiale auch während eines Experiments nicht unbedingt zeitlich konstant sind. Bei der hier verwendeten Ausführung der Franck-Hertz-Röhre scheint allerdings Steuer- und Beschleunigungselektrode aus demselben Material gefertigt zu sein, was den Wegfall dieser Fehlerquelle bedeuten würde.

Der zweite Punkt den ich hier erwähnen möchte erschien mir am interessantesten, auch wenn der Autor ihn als „weit hergeholt“ bezeichnet.

Die vom Beschleunigungsfeld beschleunigten Elektronen stoßen nicht alle sofort wenn sie die nötige Energie zur Anregung der Neonatome besitzen mit diesen inelastisch, sondern können noch eine Wegstrecke, abhängig von dem Anregungsquerschnitt der Elektronen für die jeweiligen Energieniveaus der Neonatome bzw. der daraus zu berechnenden mittleren freien Weglänge, zurücklegen. Unter den Annahmen, dass erstens ein paar wenige Elektronen in dieser Zeit noch genügend Energie aus dem Feld aufnehmen können um Neonatome auf ein höheres Niveau anzuregen, das zur Emission von dem beobachteten Licht führt, und dass zweitens diese Anregungen viel seltener sind als diejenigen auf die niedrigeren Niveaus bei 16 eV, könnte man vielleicht zwar das emittierte Licht dieser in den Grundzustand zurückkehrender Atome sehen (die aus Niveaus bei 16 eV zurückkehrenden Atome emittieren nicht im sichtbaren Bereich), aber es wären so wenige gegen die in Niveaus bei 16 eV angeregten Atome, dass sie in der Franck-Hertz-Kurve keinen Unterschied machen. Beide Annahmen wären an Hand der verschiedenen Anregungsquerschnitte von Neon zu prüfen.

Fluoreszenz, Phosphoreszenz (ohne Experiment)

1. Allgemeines

Fluoreszenz und Phosphoreszenz werden zusammengefasst in dem Begriff Lumineszenz. Bei Lumineszenz handelt es sich um die Emission von Licht nach vorangehender Absorption von Energie, die zur Zunahme der potentiellen Energie, d.h. zu angeregten Zuständen, innerhalb des Stoffes führte. Lumineszenz wird sowohl bei organischen wie anorganischen Stoffen, den Leuchtstoffen oder Luminophoren, beobachtet. Ursprünglich wurden die Luminophoren nach der Dauer des Abklingens der Leuchterscheinung in fluoreszierend (10^{-9} s bis 10^{-5} s) und phosphoreszierend ($> 10^{-5}$ s) eingeteilt, und nicht auf Grund physikalischer Unterschiede der dabei ablaufenden Prozesse. Eine andere Möglichkeit der Unterteilung besteht auf Grund der Unterschiede der physikalischen Vorgänge in Fluoreszenz, als Lumineszenz nur auf Grund spontaner Übergänge zwischen Energieniveaus, und in Phosphoreszenz, als durch thermische Energiezufuhr ausgelöst. Diese Definition soll auch hier verwendet werden.

Lumineszenz kann außer durch die Bestrahlung mit Licht (Photolumineszenz) auch noch auf andere Arten ausgelöst werden. Häufig werden die Lumineszenzerscheinungen auf Grund der Art der Anregung unterteilt in: Kathodolumineszenz (Kathodenstrahlen in einem Gasentladungsrohr), Radiolumineszenz (Röntgenstrahlen oder Korpuskularstrahlung), Chemolumineszenz (chemische Reaktion, besonders Oxidation), Biolumineszenz (chemische Reaktionen bei Lebensvorgängen, z. B.: Johanniskäfer, Leuchtkefer, Leuchtbakterien auf faulendem Fleisch oder Fisch; Oxidation mit Energieausbeute von 80-90% im Gegensatz zu einer Glühlampe mit 3%!), Tribolumineszenz (Zerbrechen und Mörsern von Kristallen, z.B.: Reiben von Zuckerstückchen oder Zerbrechen von Quarz), Elektrolumineszenz (elektrische Gleich- und Wechselfelder), Thermolumineszenz (eher thermisch stimulierte Lumineszenz, s. später). Die physikalischen Vorgänge die zur Emission von Licht führen sind aber im Wesentlichen die gleichen.

Eine die Lumineszenz charakterisierende Größe ist die Energieausbeute η_E , die als Verhältnis von emittierten Quanten zu aufgenommener Energie definiert und stets kleiner als 1 ist, da immer auch eine strahlungslose Rückkehr in den Grundzustand möglich ist. Bei optischer Anregung spricht man auch von Quantenausbeute η_p , dem Verhältnis der emittierten zu absorbierten Photonenanzahl. Das Verhältnis von emittierter zu absorbierter Strahlungsleistung wird Strahlungsausbeute genannt, und für die Lichttechnik wichtig ist die Lichtausbeute, die proportional dem Verhältnis von emittierter Strahlungsleistung gewichtet mit der spektralen Empfindlichkeit $V(\lambda)$ des menschlichen Auges zur absorbierten Strahlungsleistung ist.

1.1 Fluoreszenz

Sie wurde von D. Brewster, J. Perschel und G. G. Stokes um 1850 systematisch untersucht und von Stokes 1852 richtig gedeutet. Von Stokes stammt auch der vom Flussspat (lat.: Fluorid) abgeleitete Name „Fluoreszenz“, sowie das *Stoke'sche Gesetz*, nach dem Emission im Zuge der Fluoreszenz stets bei größerer Wellenlänge als die zuvor erfolgte Absorption stattfindet. Ausnahmen des Stoke'schen Gesetzes findet man nur wenn mehr als ein Photon bei der Anregung beteiligt ist, bzw. wenn Molekül- und Gitterschwingungen einen zusätzlichen Betrag zur Anregungsenergie liefern (Anti-Stoke'sche Linien). Weitere Begriffe sind:

Resonanzfluoreszenz: Absorption und Emission einer Resonanzlinie, tritt bei Gasen häufig auf

sensibilisierte Fluoreszenz: So wird der Effekt genannt, dass Atome/Moleküle die in einen metastabilen Zustand absorbieren, durch z.B. Stöße zweiter Art ihre Anregungsenergie auf andere Atome übertragen, die dann fluoreszieren. Beobachten kann man dies beispielsweise bei Hg-Dampf dem Tl, Na oder Cd zugesetzt wird. Diesen Effekt findet man auch bei flüssigen und festen Stoffen.

Beispiele für fluoreszierende Stoffe:

Eosin, Fluoreszein (Farbstoffe), Benzol, Naphthalin, Anthrazen, Lösungen von Uranylsalzen, Salze der seltenen Erden, Kristalle wie Calciumfluorid (CaF_2), Calciumwolframat (CaWO_4), Rubin (Al_2O_3 mit ca. 10^{-3} Cr), Uran- und Neodymgläser.

1.2 Phosphoreszenz

Die ersten Berichte zur Phosphoreszenz stammen aus der Zeit um 1600. Die so genannten „Bologneser Steine“ des Schumachers und Alchemisten V. Casciarola bestanden aus BaS mit Spuren von Bi oder Mn und zeigten in kräftiges rotes Nachleuchten.

Der Name Phosphor für das gleichnamige Element stammt von dessen Eigenschaft im Dunkeln an der Luft zu leuchten (griech. phosphorus = Lichtträger). Allerdings handelt es sich dabei um eine Oxidation (Chemolumineszenz) und nicht um die heute darunter verstandenen Vorgänge.

Die Phosphoreszenz ist stark temperaturabhängig und klingt, je höher die Temperatur ist, desto schneller ab.

Beispiele für phosphoreszierende Stoffe:

mit geringen Mengen vom Schwermetallen dotiertes Zinksulfid (Sidotische Blende), andere Chalkogenide des Zn und Cd, entsprechend dotierte Oxide, Sulfide und Selenide der Erdalkalien (Lenard-Phosphore)

2. Physikalische Vorgänge

Zwei mögliche Arten der Anregung, die bei der Rückkehr in den Grundzustand zur Lumineszenz führen, gibt es. Entweder findet eine Anregung innerhalb eines Atoms, Moleküls oder auch eines noch komplexeren Leuchtzentrums statt, oder aber es werden bei der Anregung freie Ladungsträger geschaffen. Im zweiten Fall tritt zusätzlich zur Lumineszenz auch „Photoleitung“ auf.

2.1 Anregung innerhalb eines Leuchtzentrums

Typische Vertreter dieser Anregungsart sind Gase, bei denen einzelne Atome oder Moleküle angeregt werden. Dabei kommt es einerseits zur Anregung von Zuständen die spontan und unter Lichtemission in einem oder mehreren Schritten zurück in den Grundzustand übergehen (Fluoreszenz). Besonders einfach ist hierbei die Resonanzabsorption. Andererseits ist auch die Anregung von metastabilen Zuständen möglich, aus denen die Elektronen entweder langsam (Nachleuchten) in den Grundzustand übergehen, oder unter Zufuhr von thermischer Energie (Phosphoreszenz) in einen nicht metastabilen Zustand gehoben werden, aus dem sie dann unter Emission von Licht in den Grundzustand übergehen. Alle diese Vorgänge klingen exponentiell ab. Die Abklingzeit ist dabei von der Anregungsstärke unabhängig.

2.2 Anregung mit Bildung freier Ladungsträger

Bei anorganischen Kristallen (so genannten Kristalluminophoren) werden bei der Anregung freie Ladungsträger geschaffen, die bei Rekombination ihre Energie in Form von Photonen

aussenden (deshalb auch Rekombinationsleuchten genannt). Die elementaren hier stattfindenden Prozesse lassen sich gut mit dem Modell von Riehl, Schön und Klasens beschreiben, dass sich des Energiebändermodells des Festkörpers bedient. Dabei sind die Energieniveaus der einzelnen Elektronen in Bänder aufgespalten, da das Pauliverbot für den ganzen Festkörper Gültigkeit besitzt. Das oberste, d.h. das energetisch höchste, besetzte Energieband wird Valenzband, das Energieband, dass die zur Elektrizitätsleitung beitragenden Elektronen enthält, wird Leitungsband genannt. Bei Isolatoren befindet sich zwischen Valenz- und Leitungsband eine „verbotene Zone“ (s. Abb. 1).

Das Kristallgitter besitze Störstellen (Gitterfehlstellen, Zwischengitteratome, Fremdatome oder sogar größere fremde Komplexe) die zusätzliche Energieniveaus in der verbotenen Zone, nahe der jeweiligen Bandkanten bilden (s. Abb. 1). Dabei unterscheidet man zwischen Elektronenhaftstellen (knapp unterhalb des Leitungsbandes), die für die Phosphoreszenz verantwortlich sind und den Niveaus der Aktivatoratome (wenig überhalb des Valenzbandes), die als Rekombinationszentren für freie Ladungsträger dienen, und entscheidend für Fluoreszenz und Phosphoreszenz sind. Das Fermi-Niveau wird ungefähr in der Mitte des verbotenen Bandes angenommen und die Temperatur sei so niedrig, dass die Niveaus der Aktivatoratome mit Elektronen voll, jedoch die Elektronenhaftstellen unbesetzt sind.

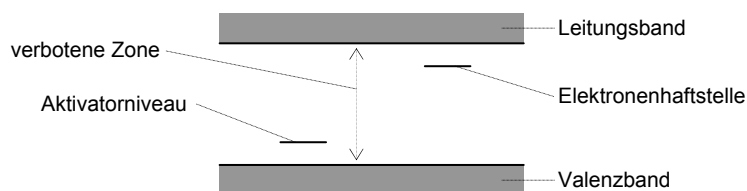


Abbildung 1: Skizze zum Bändermodell von Riehl, Schön und Klasens

Bei Anregung werden Elektronen aus den Aktivatorniveaus und/oder dem Valenzband in das Leitungsband gehoben, der Kristall wird leitend (Photoleitung). Zusätzlich können Elektronen des Aktivatorniveaus in freigewordene Plätze des Valenzbandes springen. Die Elektronen des Leitungsbandes rekombinieren nun mit den Aktivatoratomen, wobei sie Photonen aussenden (Fluoreszenz). Die Abklingzeit ist hier aber von der Anregungsstärke abhängig und nicht konstant wie im ersten Fall. Werden die Elektronen des Leitungsbandes von den Haftstellen eingefangen, so können sie durch thermische Energie oder wieder durch Lichtabsorption in das Leitungsband gehoben werden und von dort mit Aktivatoratomen rekombinieren, wobei sie wiederum Photonen emittieren (Phosphoreszenz).

3. Anwendung

Anwendung finden Fluoreszenz und Phosphoreszenz in vielen Gebieten des Alltagslebens. Beispiele sind nachleuchtende (in früherem Sprachgebrauch, siehe Abschnitt 1, phosphoreszierende) Schalter von Tischlampen oder die Markierungen auf Zifferblättern von Armbanduhren. Das wichtigste Leuchtpigment für lang nachleuchtende Farben ist das grün emittierende ZnS:Cu. Durch den Zusatz von radioaktiven Substanzen (früher überwiegend Radium, heute aus Strahlenschutzgründen die β -Strahler Prometium 147 und Tritium) zu Leuchtfarben wird außerdem ein Selbstleuchten bewirkt. Weitere Beispiele sind die Leuchtschirme von Fernsehbildröhren, Röntgendurchleuchtungsschirme, Leuchtstofflampen oder optische Aufheller, die die gelblichen Töne in Textil- und Papierfasern kompensieren.

Davon abzugrenzen sind aber durch Reflexion des eingestrahnten Lichts zu Leuchterscheinungen führende Techniken, wie beispielsweise bei Rückstrahlern (bei anderweitigen Verwendungen oft auch „Katzenaugen“ genannt) von Autos. Bei Leuchtfarben gibt es auch die Möglichkeit sehr kleine, durchsichtige Kügelchen zuzusetzen, die dann ebenfalls das Licht reflektieren.

Abbildungsverzeichnis

„Feldemissionsmikroskop“, Abb. 3 und 8: Gebrauchsanweisung der Firma Leybold zum Feldemissionsmikroskop, Kat.-Nr. 554 60, Datum: 3/97

„Emissionslinienspektren“, Abb. 5: Gebrauchsanweisung der Firma Leybold zur Balmer-Lampe, Kat.-Nr. 451 13, Datum: 11/96

Alle anderen Abbildungen (Fotos und Skizzen) wurden von mir selbst im Rahmen der Diplomarbeit erstellt. Für die Fotos wurde eine Digitalkamera der Firma Olympus, für die Skizzen wurde Microsoft Word 2003 verwendet.

Alle von mir erstellten Skizzen und Fotos dürfen gerne in jeglicher Art weiterverwendet werden. Die Original-Dateien der verwendeten Fotos finden sich auf der CD am Ende der Diplomarbeit.

Literatur- und Quellenverzeichnis

- E. W. SchpolSKI, *Atomphysik*, Teil 1 Einführung in die Atomphysik, 17. Auflage, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1985
- Bernhard Bröcker, dtv-Atlas *Atomphysik*, 6. Auflage, Deutscher Taschenbuchverlag, 1997
- George L. Trigg, *Crucial Experiments in Modern Physics*, Crane, Russak & Company, Inc., 1975
- Klaus H. Herrmann, *Der Photoeffekt: Grundlagen der Strahlungsmessung*, Vieweg, 1994, (ISBN 3-528-06459-5)
- Mathias Hofbauer, *Die spezifische Elektronenladung*, Diplomarbeit, Fachhochschule für Telekommunikation und Medien in St. Pölten, 2004
- Dr. Wolfgang Finkelburg, *Einführung in die Atomphysik*, 11. und 12. Auflage, korrigierter Nachdruck, Springer-Verlag, 1976
- Wolfgang Demtröder, *Experimentalphysik 2*, Elektrizität und Optik, 2. Auflage, Springer-Verlag, 2002
- Wolfgang Demtröder, *Experimentalphysik 3*, Atome, Moleküle und Festkörper, 2. Auflage, Springer-Verlag, 2000
- Bergmann-Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 2 Elektromagnetismus, 8. Auflage, Walter de Gruyter, 1999
- Bergmann-Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 3 Optik, 9. Auflage, Walter de Gruyter, 1993
- Bergmann-Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 4 Aufbau der Materie, Teil 1, 2. Auflage, Walter de Gruyter, 1981
- Bergmann-Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 4 Aufbau der Materie, Teil 2, 2. Auflage, Walter de Gruyter, 1981
- homepage der Firma *Leybold*: www.leybold-didactic.de
- Gebrauchsanweisungen der Firma *Leybold* zu den verwendeten Geräten:
- Feldemissions-Mikroskop, Kat.-Nr. 554 60, Datum: 3/97
 - Elektronenstrahl-Ablenkröhre, Kat.-Nr. 55512, Datum: 10/88
 - Fadenstrahlrohr, Kat.-Nr. 555 57/58/59, Datum: 12/94
 - Fadenstrahlrohr, Kat.-Nr. 555 57, Datum: 8/59
 - Grundbrett mit Helmholtz-Spulen (für Fadenstrahlrohr), Kat.-Nr. 555 58, Datum: 2/71
 - Kompaktanordnung zur Bestimmung des Planckschen Wirkungsquantums, Kat.-Nr. 558 79, Datum: 10/89
 - Photozelle, Kat.-Nr. 558 77, Datum: 4/99
 - Fassung für Photozelle, Kat.-Nr. 558 791, Datum: 1/00

I-Meßverstärker D, Kat.-Nr. 532 00, Datum: 12/96
 Elektronenbeugungsröhre, Kat.-Nr. 555 17, Datum: 5/76
 Balmer-Lampe, Kat.-Nr. 451 13/14/41, Datum: 11/96
 Neon-Franck-Hertz-Röhre, Kat.-Nr. 555 870/871, Datum: 9/93
 Franck-Hertz-Betriebsgerät, Kat.-Nr. 555 88/861/872, Datum: 10/95

NIST: *National Institute of Standards and Technology*,
 Internet: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>

a.o.Univ.Prof.i.R. Dipl.-Ing. Dr.techn. E. Gratz, Skriptum zur Vorlesung „*Physik für Informatiker/Innen*“, sowie diverse Vorlesungsunterlagen

Dr. Erich Söllner, o.Univ.Prof. Dr. Hannspeter Winter, Skriptum zur Einführungsvorlesung „*Physik für Studierende der Technischen Physik*“, Band 1.2 Elektrizität und Magnetismus, 1998

Dr. Erich Söllner, o.Univ.Prof. Dr. Hannspeter Winter, Skriptum zur Einführungsvorlesung „*Physik für Studierende der Technischen Physik*“, Band 2.2 Optik, 1999

Dr. Erich Söllner, o.Univ.Prof. Dr. Hannspeter Winter, Skriptum zur Einführungsvorlesung „*Physik für Studierende der Technischen Physik*“, Band 3.2 Einführung in die Quantenphysik, 1999

Riley William Crane, *The Franck-Hertz Experiment: A Field-Trip through Quantization*,
 Internet: wwwrel.ph.utexas.edu/Students/rcrane/quantum/Frank_Hertz/Fr_Hz/frank_hz.htm