

VERSUCH 504

Thermische Elektronenemission

Tabea Hacheney
tabea.hacheney@tu-dortmund.de

Bastian Schuchardt
bastian.schuchardt@tu-dortmund.de

Durchführung: 21.06.2022

Abgabe: 28.06.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Leitungselektronen in Metallen	3
2.2 Austrittsarbeit der Elektronen	4
2.3 Sättigungsstromdichte bei der thermischen Elektronenemission	5
2.4 Langmuir-Schottkysche Raumladungsgleichung	6
2.5 Anlaufstromgebiet einer Hochvakuumdiode	6
2.6 Kennlinien der Hochvakuumdiode	7
2.7 Kathodentemperatur T	8
3 Versuchsaufbau	8
4 Durchführung	9
4.1 Kennlinienchar einer Hochvakuumdiode	9
4.2 Anlaufstromgebiet der Diode	10
5 Auswertung	11
5.1 Gültigkeit des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetzes	13
5.2 Bestimmung der Kathodentemperatur	13
5.3 Bestimmung der Kathodentemperaturen und Austrittsarbeit von Wolfram	15
6 Diskussion	16
Anhang	16
Literatur	19

1 Zielsetzung

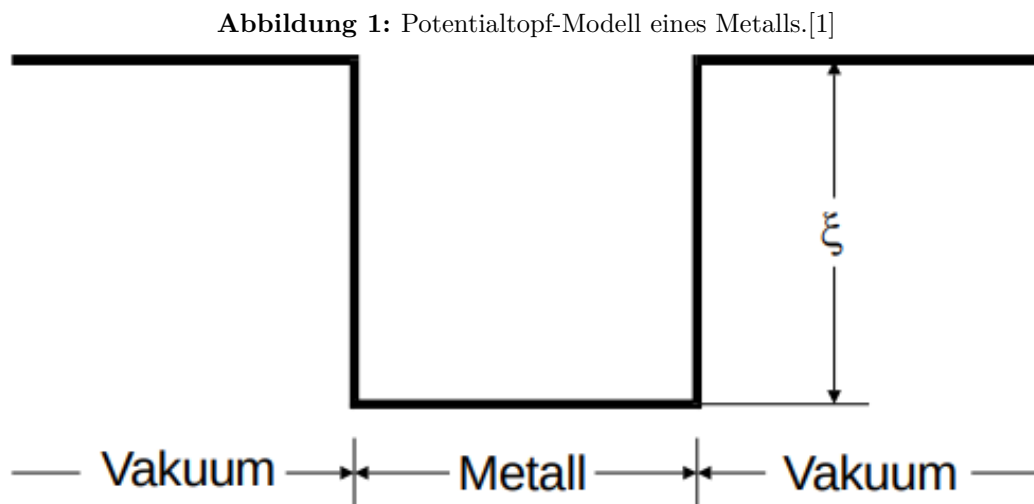
In diesem Versuch soll die Herauslösung von Elektronen aus Metallen (hier: Wolfram) mithilfe des glühelektrischen Effekts untersucht werden. Von besonderem Interesse ist hier die Temperaturabhängigkeit dieses Effekts.

2 Theorie

2.1 Leitungselektronen in Metallen

Metalle haben eine Gitterstruktur und eine sehr gute elektrische Leitfähigkeit, welche durch die auf dem Kristallgitter sitzenden ionisierten Atome zu begründen ist. Die Ionen sind durch diese Gitterstruktur räumlich periodisch verteilt und werden von freigesetzten Elektronen eingehüllt, welche keinem bestimmten Atom mehr zuzuordnen sind. Sie befinden sich stattdessen im Kraftfeld sämtlicher Atome in dem Kristallgitter. Diese Elektronen werden *Leitungselektronen* genannt. Die Ionen stellen durch die Abwesenheit der Elektronen eine positive Ladungsquelle dar. Daher nimmt das Gitterpotential in der Nähe dieser Gitterpunkte hohe positive Werte an. Weiter entfernt ist das Potential allerdings näherungsweise konstant.

Mit dieser Näherung kann das Metallinnere als ein Gebiet angesehen werden, in dem ein konstantes positives Potential herrscht. Dieses Potential ist um den Betrag ξ vom Außenraum verschieden. Damit Elektronen das Metall verlassen können, müssen diese also eine Potentialbarriere der Höhe ξ überwinden. Dargestellt ist dies in Abbildung 1.



2.2 Austrittsarbeit der Elektronen

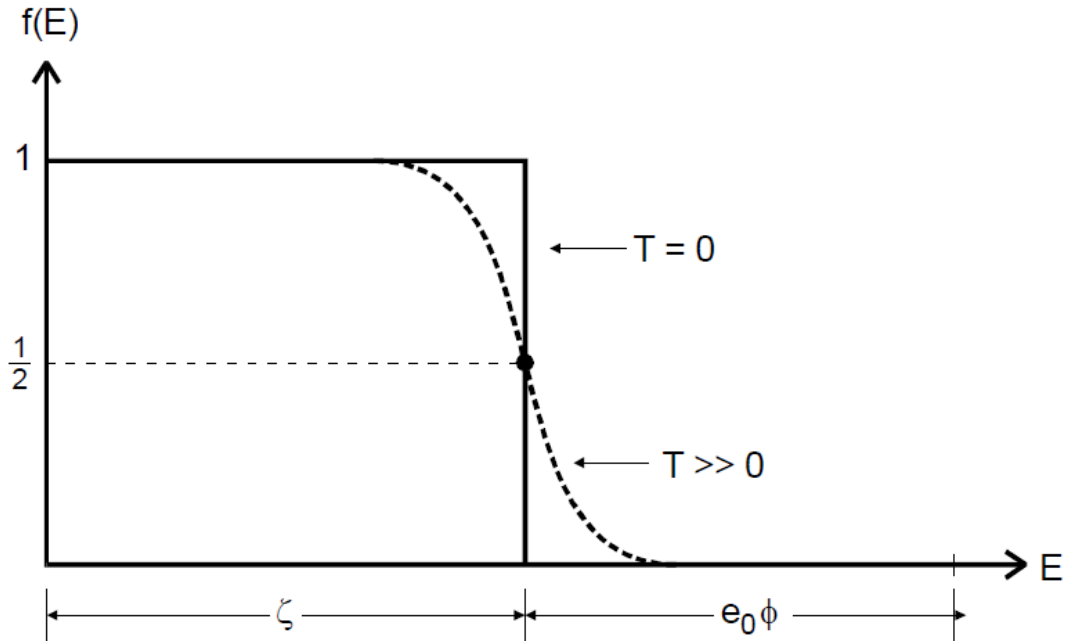
Um gegen dieses Potential anlaufen zu können, muss eine *Austrittsarbeit* $e_0\xi$ geleistet werden. Die Konstante e_0 ist hier die Elementarladung. Es stellt sich nun die Frage, ob die Elektronen dieses Potential ohne zusätzliche Energie Zufuhr verlassen können. Also ob die innere Energie der Elektronen hoch genug ist. Die Quantentheorie liefert hier eine zufriedenstellende Antwort:

Aus der Quantentheorie wissen wir, dass Elektronen nur bestimmte Energiewerte E_n annehmen können. Für Teilchen mit halbzahligen Spin gilt das Pauli-Verbot. Jedes solches Teilchen muss sich in einem anderen Quantenzustand befinden. Elektronen sind solche Teilchen. Für jedes Energieniveau gibt es nur eine endliche Zahl an möglichen Quantenzahlen, daher muss das Energieniveau immer weiter steigen. Dies führt dazu, dass selbst beim absoluten Nullpunkt Elektronen noch eine endliche Energie besitzen, welche im Mittel $\frac{3}{2}k_B T$ ist. Die Maximalenergie ist abhängig von der Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit im Metall. Diese Maximalenergie ist die Fermische Grenzenergie ζ . Bei Zimmertemperatur gilt $\zeta \gg kT$. Die Wahrscheinlichkeit ein Elektron bestimmter Energie bei bestimmter Temperatur (beim thermischen Gleichgewicht) berechnet sich zu

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-\zeta}{k_B T}\right) + 1}. \quad (1)$$

Diese Gleichung ist die *Fermi-Diracsche Verteilungs-Funktion*. E ist die Energie des Teilchens, ζ die Maximalenergie, T die Temperatur und k_B die Boltzman-Konstante. Der Verlauf dieser Kurve ist in Abbildung 2 dargestellt.

Abbildung 2: Graphischer Verlauf der *Fermi-Diracsche Verteilungs-Funktion* bei $T = 0$ K und $T \gg 0$ K.[1]



Anhand der Graphik ist gut zu sehen, dass ein Elektron die Energie $\zeta + e_0\phi$ besitzen muss, damit es die Metalloberfläche verlassen kann. Selbst bei Temperaturen ähnlich dem Schmelzpunkt von jenen Metallen (hier: Wolfram) ist dieser Energiewert immer noch groß gegenüber kT , sodass die Exponentialfunktion bei Gleichung 1 $\gg 1$ ist. Für Elektronen mit hoher Energie kann man also die Annäherung

$$f(E) \approx \exp\left(\frac{\zeta - E}{kT}\right) \quad (2)$$

verwenden.

2.3 Sättigungsstromdichte bei der thermischen Elektronenemission

Mit der vereinfachten Version der *Fermi-Diracsche Verteilungs-Funktion* (Gleichung 2) lässt sich die Sättigungsstromdichte $j_S(T)$ herleiten. Die Sättigungsstromdichte gibt an, wie viele Elektronen pro Zeit- und Flächeneinheit aus der Metalloberfläche austreten. Diese Stromdichte ist temperaturabhängig. Die Zahl $d\alpha$ der Elektronen, die auf die Oberfläche treffen beträgt $d\alpha = v_z n(E) dp_x dp_y dp_z$. Mit der kinetischen Energie $E = \frac{1}{2m_0} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) = \frac{m_0}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$ lässt sich die die Anzahl der Elektronen zu

$$d\alpha = n(E) dE dp_x dp_y$$

berechnen. Im sechsdimensionalen Phasenraum nimmt jeder Quantenzustand das Volumen h^3 ein, daher ergibt sich $n(E) = \frac{2}{h^3} f(E)$ und unser Ausdruck für die Elektronenanzahl erweitert sich zu

$$d\alpha = \frac{2}{h^3} \exp\left(\frac{\zeta - E}{kT}\right) dE dp_x dp_y.$$

Die Stromdichte $j_S(T)$ erhält man nun indem man alle Elektronen, deren Energiekomponente senkrecht zur Metalloberfläche die Ungleichung $\frac{p_z^2}{2m_0} > \zeta + e_0\xi$ erfüllen summiert und mit der Elementarladung multipliziert. Nach trivialen Umformungen ergibt sich für die Sättigungsstromdichte der Ausdruck

$$j_S(T) = 4\pi \frac{e_0 m_0 k^2}{h^3} T^2 \exp\left(\frac{-e_0 \xi}{kT}\right) \quad (3)$$

Gleichung 3 ist auch unter *Richardson-Gleichung* bekannt.

2.4 Langmuir-Schottkysche Raumladungsgleichung

Bei Verwendung des in Abschnitt 3 gezeigten Versuchsaufbaus stellt man fest, dass der Anodenstrom von der Kathodentemperatur und Anodenspannung abhängig ist. Wenn die Spannung nicht hoch genug ist, erreichen nicht mehr alle Elektronen die Auffanganode. Wenn die Spannung allerdings hoch genug ist, erhält man einen von der Anodenspannung unabhängigen Strom. Hier ist das Ohmsche Gesetz also nicht mehr gültig. Das ist jedoch auch bereits vor dieser hohen Spannung der Fall, da die Geschwindigkeit der Elektronen nicht konstant ist. Diese werden zur Anode hin beschleunigt, wodurch die Raumladungsdichte ρ der Elektronen eine Funktion des Ortes innerhalb der Diode ist. Die Raumladungsdichte der Elektronen beeinflusst den Verlauf der Feldstärke zwischen Anode und Kathode. Es folgt, dass die von der Anode ausgehenden Feldlinien nicht mehr alle bis zur Kathode reichen, sondern bereits an den Raumladungselektronen enden. Die emittierten Elektronen werden folglich nicht mehr alle vom Anodenfeld erfasst. Der Diodenstrom der gemessen wird ist also kleiner als der zu erwartende Sättigungsstrom. Mit diesen Erkenntnissen folgt nach einigen Umformungen der Zusammenhang zwischen Stromdichte j und Anodenspannung V :

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2 \frac{e_0}{m_0} \frac{V^{3/2}}{a^2}} \quad (4)$$

Diese Gleichung heißt das *Langmuir-Schottkysche Raumladungsgesetz*.

2.5 Anlaufstromgebiet einer Hochvakuumdiode

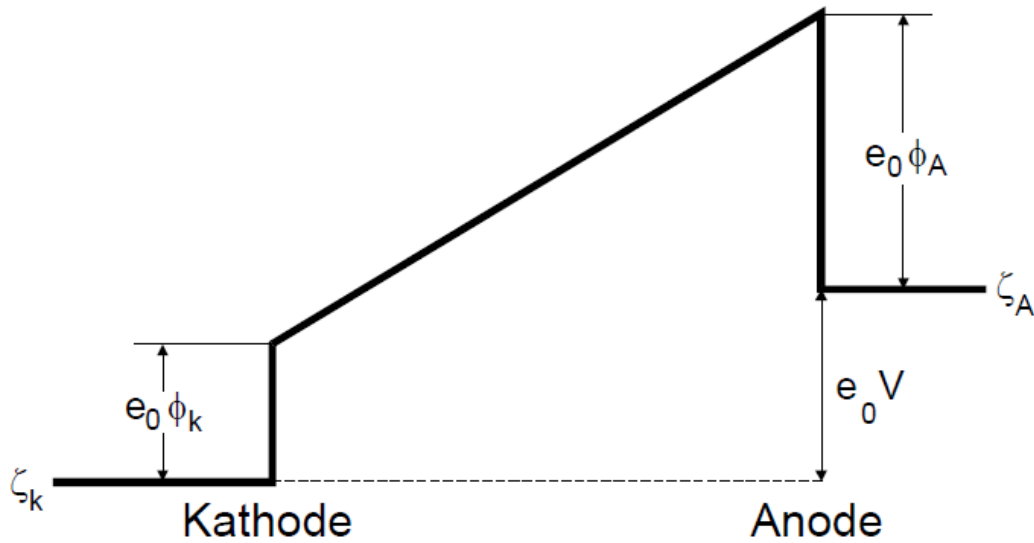
Aus der Gleichung 4 würde logisch folgen, dass für keine Anodenspannung auch die Stromdichte verschwindet. Im Experiment lässt sich allerdings beobachten, dass trotzdem ein geringer Anodenstrom fließt. Das liegt daran, dass die Elektronen die Kathode mit

einer gewissen Geschwindigkeit verlassen. Die kinetische Energie ist der Energieüberschuss, die die Elektronen nach dem Verlassen aus dem Material haben. Diese ergibt sich zu

$$\Delta E = E - (\zeta + e_0 \xi). \quad (5)$$

Der nun gemessene Anodenstrom ist der *Anlaufstrom*. Die Potentialverhältnisse in einer Hochvakuumdiode im Bereich ihres Anlaufstromgebietes ist in Abbildung 3 dargestellt.

Abbildung 3: Potentialverhältnisse in einer Hochvakuumdiode im Bereich ihres *Anlaufstromgebietes*. [1]



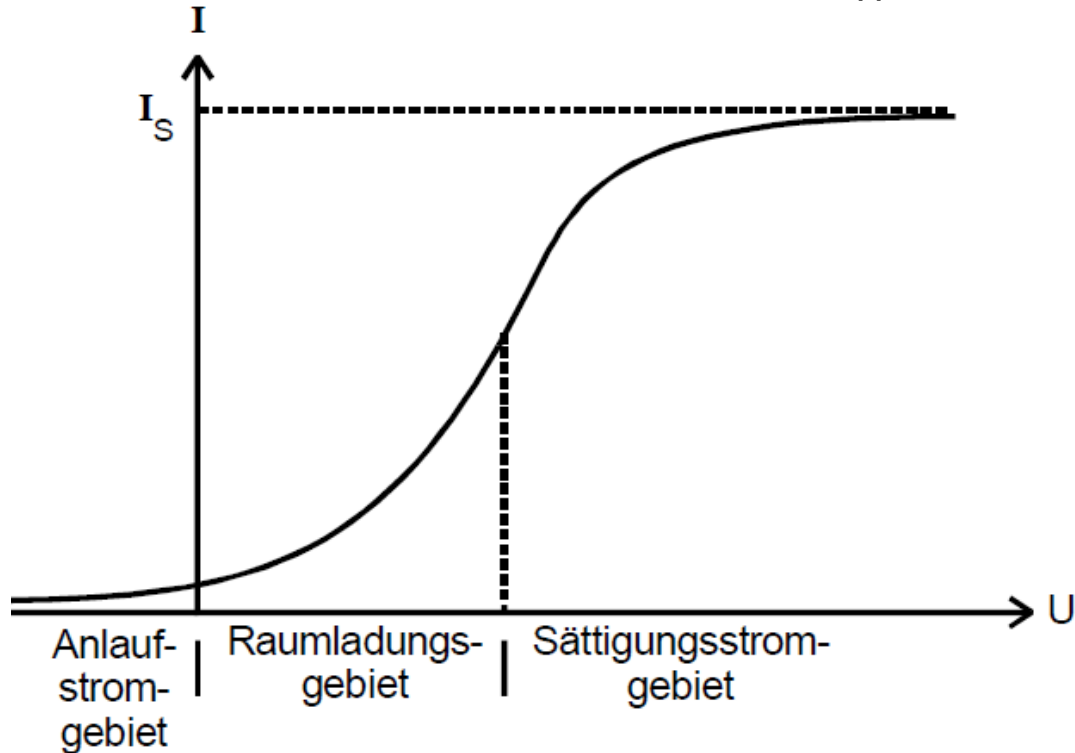
Es ist zu erkennen, dass diejenigen Elektronen die die Anode erreichen eine Energie von $e_0 \xi_A + e_0 V$ haben müssen. $e_0 \xi_A$ ist die benötigte Austrittsarbeit der Anode. V ist ein äußeres Potential. Es ergibt sich folgende Abhängigkeit der Anlaufstromstärke vom äußeren Potential V :

$$j(V) = j_0 \exp \left(-\frac{e_0 \xi_A + e_0 V}{kT} \right) \quad (6)$$

2.6 Kennlinien der Hochvakuumdiode

Die Kennlinie einer Hochvakuumdiode ist der Zusammenhang zwischen Stromdichte und Anodenstrom. In den verschiedenen Raumgebieten der Anoden sieht dieser Zusammenhang unterschiedlich aus. Insgesamt kann der Raum in Anlaufstromgebiet, Raumladungsgebiet und Sättigungsstromgebiet aufgeteilt werden. Die drei Kennlinien sind in Abbildung 4 dargestellt.

Abbildung 4: Kennlinien einer Hochvakuumdiode.[1]



2.7 Kathodentemperatur T

Die Kathodentemperatur T kann aus der Leistungsbilanz des Heizstromfadens berechnet werden. Die zugeführte Leistung ist $N_{zu} = V_f \cdot I_f$. Diese Leistung wird mittels Abstrahlung von Wärme und Wärmeleitung wieder abgegeben. Die Wärmeleitung bei dem verwendeten Versuchsaufbau ist circa $N_{WL} = 0,9$ bis 1 W. Mit dem Stefan-Boltzman-Gesetz kann die abgestrahlte Wärme zu $N_W = f\mu\sigma T^4$ berechnet werden. $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12} \text{ W}/(\text{cm}^2 \text{ K})^4$ ist die Stefan-Boltzman Konstante, $f = 0,32 \text{ cm}^2$ die emittierte Kathodenoberfläche und $\mu = 0,28$ der Emissionsgrad der Oberfläche. Mit dem Energiesatz folgt schließlich

$$I_f U_f = f\mu\sigma T^4 + N_{WL}. \quad (7)$$

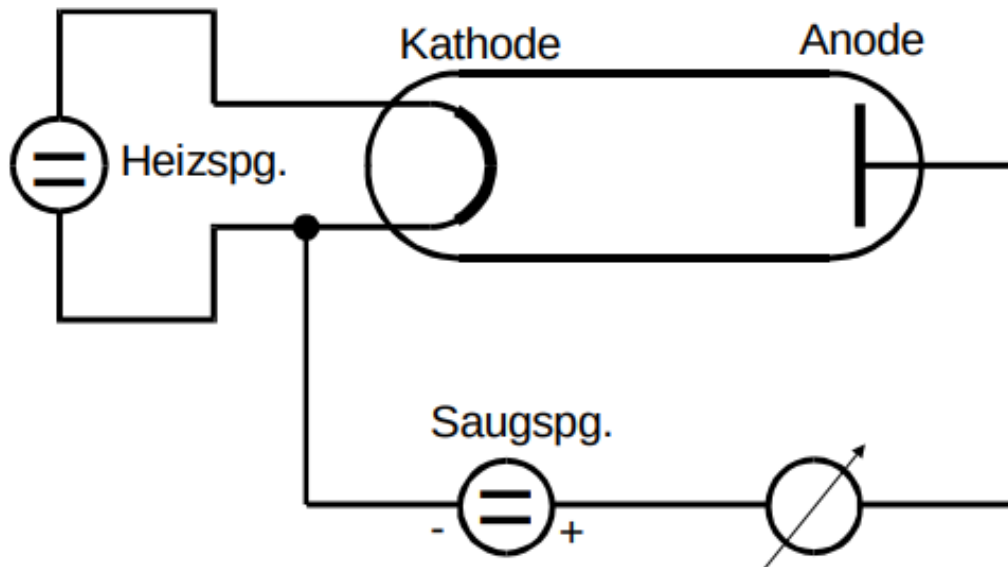
3 Versuchsaufbau

Um die Interaktion mit Luftmolekülen möglichst gering zu halten, wird eine Hochvakuumdiode verwendet. Diese Diode ist im wesentlichen ein evakuierter Glaskörper, in dem ein Draht eingeschmolzen wurde. Dieser Draht wird von Außen durch eine Heizspannung erhitzt. Das ist die Glühkathode. Der Draht besteht aus Wolfram und wird auf Temperaturen von 1000K bis 3000K erwärmt. Die hier durch den glühelektrischen Effekt

freiwerdenden Elektronen werden durch eine der Kathode gegenüberstehenden Anode beschleunigt und abgesaugt". Der beim Auftreffen auf die Anode entstehende Strom kann mit einem Voltmeter gemessen werden.

Eine schematische Zeichnung des Hochvakuumdiode ist in Abbildung 5 zu finden.

Abbildung 5: Schematische Darstellung der *Hochvakuumdiode*.^[1]



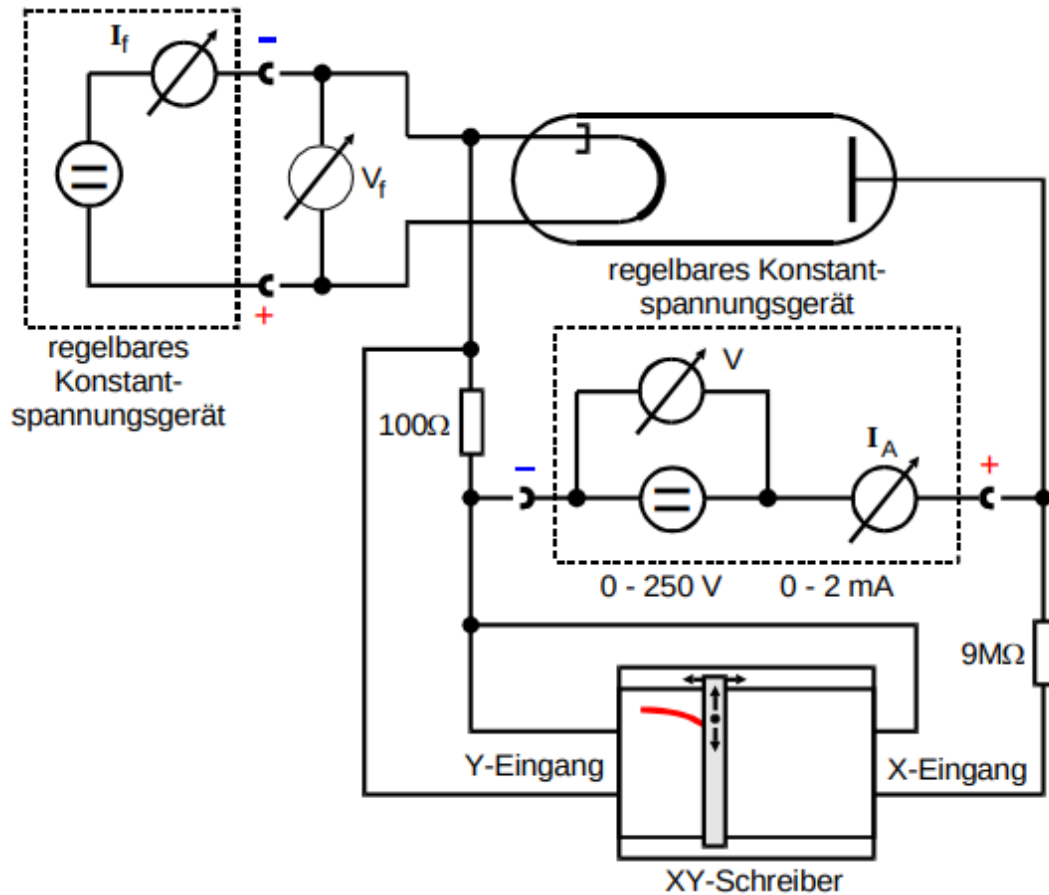
Desweiteren wird für den Versuch ein regelbares Konstantspannungsgerät und ein Nanoamperemeter benötigt.

4 Durchführung

4.1 Kennlinienchar einer Hochvakuumdiode

In diesem Versuchsteil soll eine Kennlinienchar einer Hochvakuumdiode aus mindestens 5 Kennlinien erstellt werden und daraus der Sättigungsstrom I_S abgelesen werden. Zudem soll für die maximal mögliche Heizleistung (2,5 V) ungefähr der Gültigkeitsbereich des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetzes gefunden werden und der Exponent der Strom-Spannungs-Beziehung bestimmt werden. Der hierfür verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 6 dargestellt.

Abbildung 6: Schaltung zur Aufnahme von *Diodenkennlinien*.^[1]

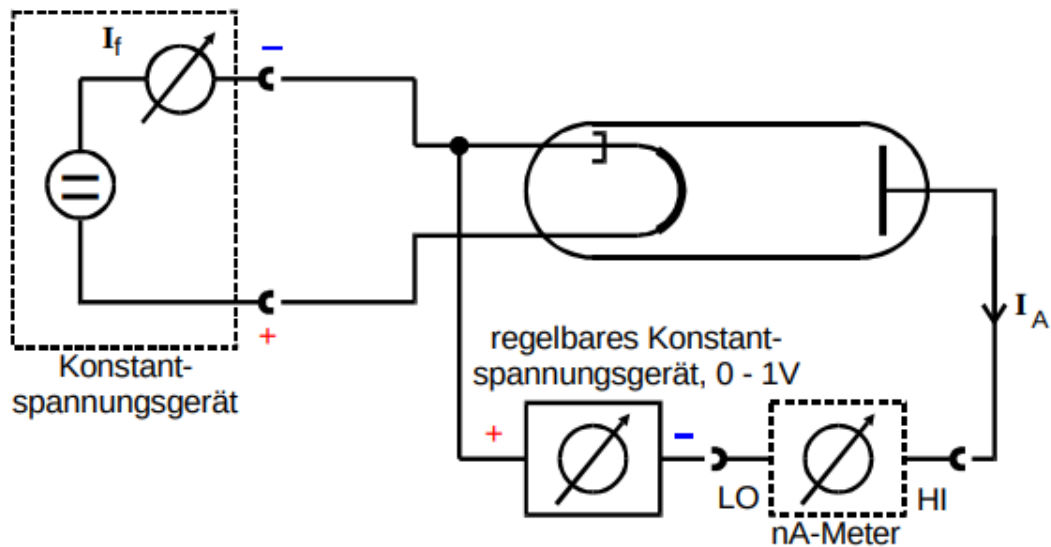


Anstelle des eingezeichneten XY-Schreibers wird jedoch aus zeitgemäßen Gründen ein Voltmeter verwendet, über das auch die Heizspannung eingestellt werden kann. Es werden Insgesamt 5 verschiedene Heizstrom zwischen 1,9 und 2,5 A verwendet und in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung die Anodenströme notiert. In den 5 gewählten Heizspannung sollte 2,5 A beinhaltet sein, damit man den Gültigkeitsbereich des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetzes finden kann.

4.2 Anlaufstromgebiet der Diode

Bei diesem Versuch wird die maximal mögliche Heizleistung von 2,5 A verwendet. Der Versuchsaufbau wird leicht variiert, da der Anlaufstrom nur sehr gering ist und mit einem Nanoamperemeter abgelesen werden muss. Der neue Aufbau ist in Abbildung 7 zu sehen.

Abbildung 7: Schaltung zur Aufnahme des *Anlaufstromgebietes*. [1]



Die Heizspannung wird angelegt und am Nanoamperemeter der fließende Strom abgelesen. Es wird mit der Beschleunigungsspannung nach und nach ein immer höheres Gegenfeld angelegt, bis kein Anodenstrom mehr messbar ist.

5 Auswertung

In Abbildung 8 und Abbildung 9 sind die fünf gemessenen Kennlinien der Hochvakuumdiode aufgetragen. Aus Gründen der Lesbarkeit wurden die Kennlinien auf zwei Plots aufgeteilt. Die dazu entsprechenden Messwerte sind im Anhang zu finden. Der Sättigungswert wird als Maximum der Kennlinie bestimmt. Insgesamt fällt auf, dass alle bis auf die Kennlinie für die maximale Heizstromstärke $I_H = 2,5 \text{ A}$ den zu erwartenden Verlauf aufweisen. Daraus lässt sich folgern, dass der Sättigungswert hier nur als grobe Näherung betrachtet werden kann. Die Sättigungswerte sind in Tabelle 1 dargestellt.

Tabelle 1: Sättigungswerte der Kennlinien

I_H/A	I_S/mA
1,9	0,052
2,0	0,199
2,1	0,294
2,3	1,289
2,5	3,020

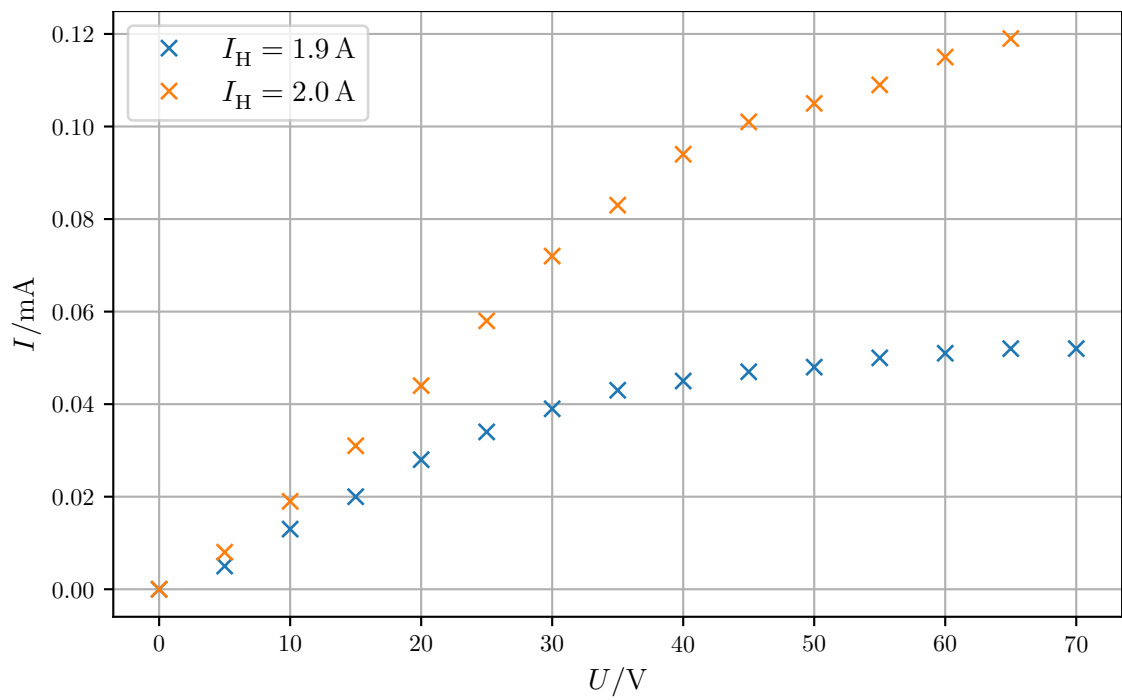


Abbildung 8: Zwei Kennlinien der Hochvakuumdiode.

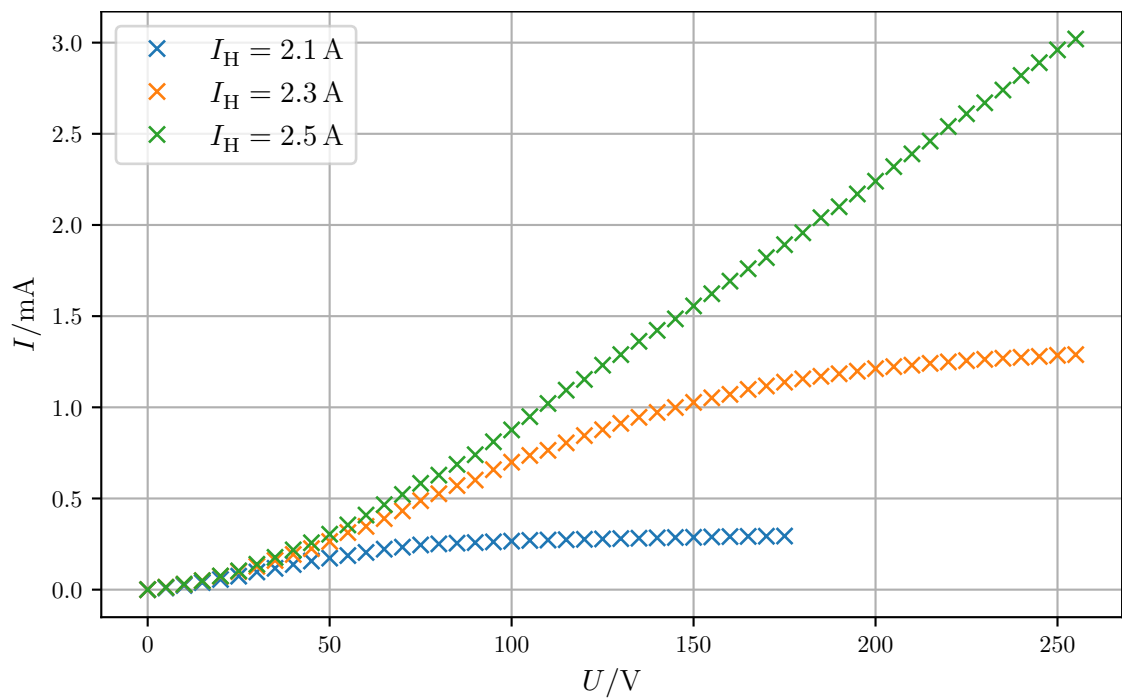


Abbildung 9: Drei Kennlinien der Hochvakuumdiode.

5.1 Gültigkeit des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetzes

Gleichung 4 hat die Form $I = \bar{b}U^m$ und lässt sich durch logarithmisieren in eine Geradengleichung der Form

$$\log(I) = m\log(U) + b$$

mit $b = \log(\bar{b})$ bringen. Die Gültigkeit der Gleichung wird nun mit den Messwerten der Kennlinie mit der höchsten Heizstromstärke $I_H = 2,5 \text{ A}$ mit Hilfe einer linearen Regression überprüft. Die logarithmisierten Werte und die lineare Regression sind in Abbildung 10 dargestellt. Die Parameter der linearen Regression bestimmen sich zu

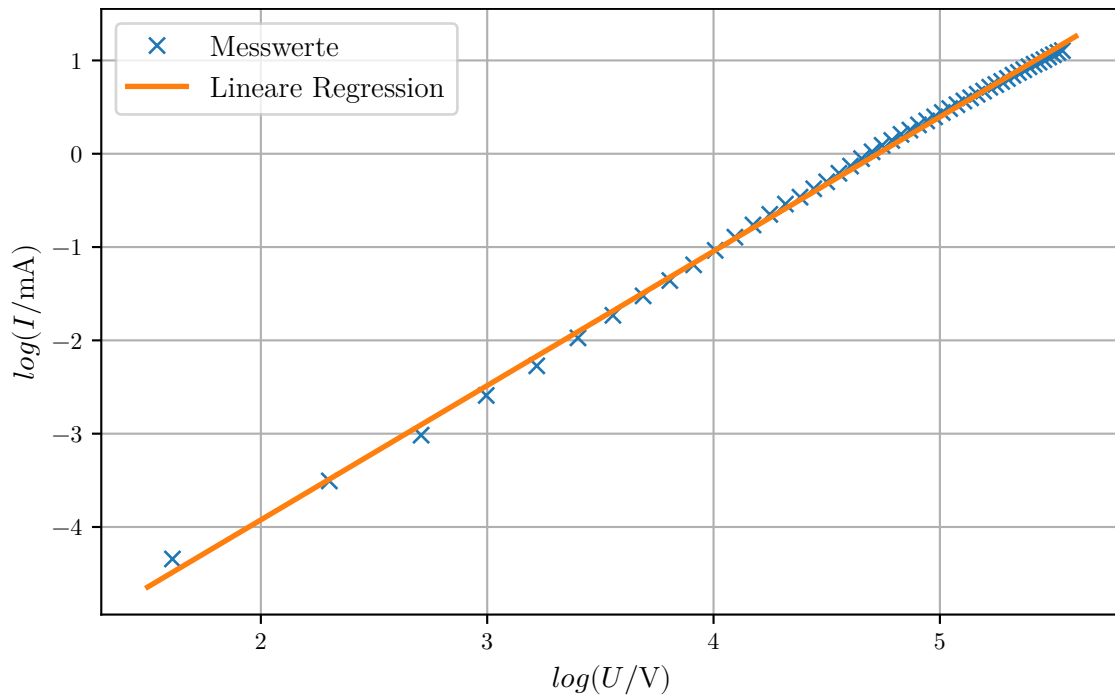


Abbildung 10: logarithmisierte Kennlinie für $I_H = 2,5 \text{ A}$ und die entsprechende lineare Regression

$$m = 1,439 \pm 0008$$

$$b = -6,802 \pm 0,037.$$

b ist dabei für die Auswertung vernachlässigbar. Nur m kann durch den Theoriewert von $m_{\text{Theo}} = \frac{3}{2}$ zur Bestimmung der Gültigkeit des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetzes verwendet werden.

5.2 Bestimmung der Kathodentemperatur

Aus Gleichung 6 lässt sich erkennen, dass für den Bereich des Anlaufstroms ein exponentieller Zusammenhang zwischen Strom und Spannung besteht. Jetzt kann durch

logarithmisieren des Stroms und anschließendem Auftragen gegen die Spannung eine lineare Regression durchgeführt werden. Die lineare Regression wird analog wie in Unterabschnitt 5.1 durchgeführt und ist in Abbildung 11 dargestellt. Die Parameter der

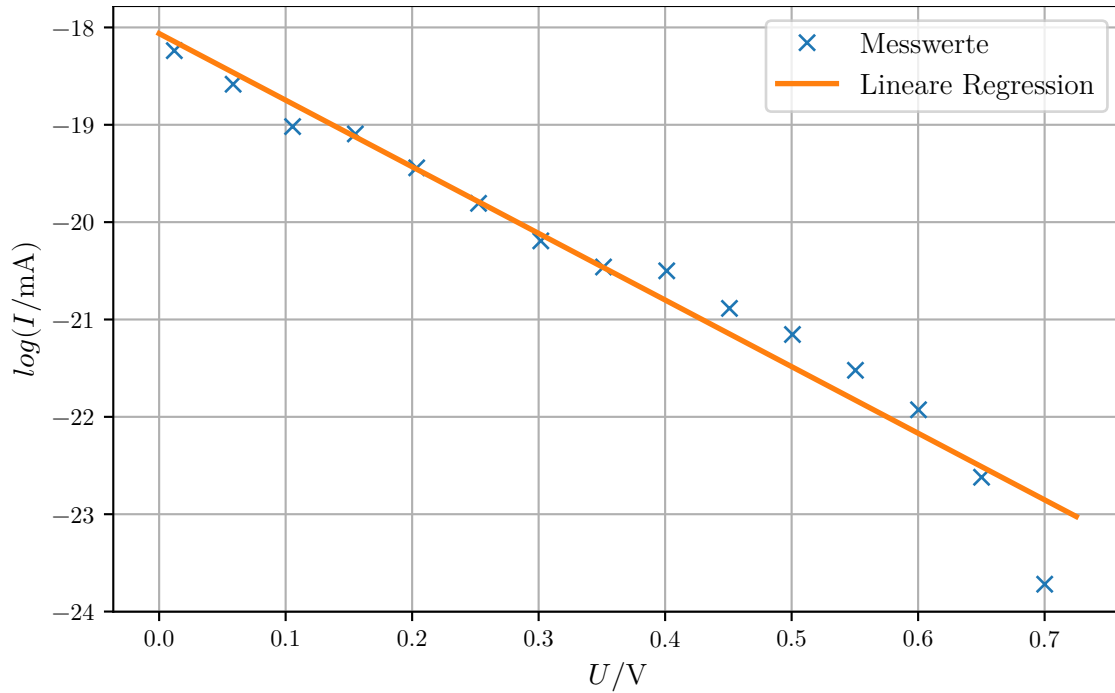


Abbildung 11: Logarithmische Darstellung des Anlaufgebiets mit entsprechender linearer Regression.

linearen Regressionen bestimmen sich zu

$$m = (-6,843 \pm 0,379) \frac{1}{V}$$

$$b = -18,063 \pm 0,156.$$

Dabei ergibt sich m aus Gleichung 6 zu

$$m = -\frac{e}{kT}.$$

Daraus folgt für die Kathodentemperatur

$$T = -\frac{e}{km}.$$

Aus den ermittelten Werten ergibt sich die Kathodentemperatur zu

$$T = (1700 \pm 90)K.$$

5.3 Bestimmung der Kathodentemperaturen und Austrittsarbeit von Wolfram

Um die Kathodentemperatur zu bestimmen, lässt sich Gleichung 7 zu

$$T = \left(\frac{I_H \cdot U_H - N_{WL}}{f \eta \sigma} \right)^{1/4}$$

umstellen. Für die verwendete Kathode gilt, dass die Wärmeleistung $N_{WL} = 0,95 \text{ W}$, die emittierende Fläche $f = 0,32 \text{ cm}^2$ und Emissionsgrad $\eta = 0.28$ betragen. Die bestimmten Temperaturen lassen sich in Tabelle 2 finden. Durch Umstellen von Gleichung 3 und

Tabelle 2: Kathodentemperaturen in Abhängigkeit des Heizstroms und der Heizspannung.

I_H/A	U_H/V	T/K
1,9	3,2	1609
2,0	3,9	1914
2,1	4,1	1968
2,3	5,0	2132
2,5	5,6	2248

Einsetzen von $j_S = \frac{I_S}{f}$ ergibt sich für die Austrittsarbeit

$$\phi = -\frac{kT}{e} \log \left(\frac{I_S h^3}{4\pi f e m_0 k^2 T^2} \right).$$

Mit den Werten aus Tabelle 1 lässt sich dann die Austrittsarbeit bestimmen. Die berechneten Werte sind in Tabelle 3 zu finden. Außerdem wurde noch der Mittelwert der

Tabelle 3: Experimentell bestimmte Austrittsarbeiten.

I_H/A	ϕ/eV
1,9	3,92
2,0	4,50
2,1	4,57
2,2	4,71
2,5	4,82

Austrittsarbeit zu

$$\bar{\phi} = (4,50 \pm 0,31) \text{ eV}$$

bestimmt.

6 Diskussion

Insgesamt haben sich für vier der fünf Kennlinien Kurvenverläufe eingestellt aus denen der Sättigungsstrom mit einer hohen Genauigkeit ablesbar ist. Nur die Kennlinie für $I_H = 2,5 \text{ A}$ hat ihren Sättigungswert erreicht, so dass der maximale Wert als Sättigungswert stark fehlerbehaftet ist und bei weiteren Berechnung die Genauigkeit der Ergebnisse verringert. Für den Exponenten aus dem Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetzes wurde ein experimenteller Wert von $m = 1,439 \pm 0008$ bestimmt, der eine relative Abweichung zum Literaturwert $m = \frac{3}{2}$ von 4,06 % aufweist. Mögliche Fehlerquellen sind hier, dass der Raumladungsbereich nur geschätzt werden kann. Dennoch ist die Abweichung so gering, dass sich dadurch die Gültigkeit des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetzes zeigen lässt. Weiterhin wurde noch die Kathodentemperatur für die Kennlinie mit $I_H = 2,5 \text{ A}$ aus den Messwerten des Anlaufstroms zu $T = (1700 \pm 90) \text{ K}$ bestimmt. Dieser Wert lässt sich mit dem aus der Leistungsbilanz berechnetem Wert von 2248 K vergleichen, so dass sich eine relative Abweichung von 24,3 % trotz entsprechender Korrektur der Messwerte ergibt. Auffällig ist dabei der letzte Wert, der stark von dem von einer Gerade zu erwartenden Verlauf abweicht. Würde dieser Punkt nicht berücksichtigt werden, würde das aus der linearen Regression bestimmte m kleiner werden und sich so ein Wert mit geringerer Abweichung ergeben. Außerdem wurde noch die Austrittsarbeit der Elektronen aus Wolfram zu $\bar{\phi} = (4,50 \pm 0,31) \text{ eV}$ bestimmt. Der Literaturwert ist durch $\bar{\phi}_{\text{Lit}} = 4,54 \text{ eV}$ gegeben. Woraus sich eine relative Abweichung von 0,88 % ergibt. Da diese Abweichungen äußerst gering ist, lässt sich sagen, dass die meisten theoretischen Werte durch das Experiment bestätigt wurden.

Anhang

Memo No. V504 Date 21 / 06 / 22			
U_B / V	I_A / mA	U_B / V	I_A / mA
110	0,764	185	1,170
115	0,805	190	1,184
120	0,845	195	1,198
125	0,877	200	1,212
130	0,912	205	1,223
135	0,945	210	1,231
140	0,972	215	1,241
145	0,999	220	1,249
150	1,027	225	1,256
155	1,052	230	1,263
160	1,071	235	1,269
165	1,098	240	1,274
170	1,117	245	1,279
175	1,138	250	1,285
180	1,156	255	1,289

Memo No. V504 Date 21 / 06 / 22			
V504			
a) $U_H = 5 V$, $I_H = 2,3 A$			
U_B / V	I_A / mA	U_B / V	I_A / mA
0	0	55	0,313
5	0,013	60	0,347
10	0,028	65	0,390
15	0,046	70	0,432
20	0,073	75	0,489
25	0,099	80	0,526
30	0,128	85	0,571
35	0,160	90	0,601
40	0,183	95	0,658
45	0,225	100	0,699
50	0,264	105	0,736

Abbildung 12: Messwerte 1.

Memo No. V504 Date 21 / 06 / 22			
$U_H = 3,9 V$, $I_H = 2,0 A$			
U_B / V	I_A / mA	U_B / V	I_A / mA
0	0	70	0,128
5	0,008	75	0,126
10	0,019	80	0,127
15	0,031	85	0,123
20	0,044	90	0,123
25	0,058	95	0,123
30	0,072	100	0,123
35	0,083	105	0,123
40	0,094	110	0,123
45	0,101	115	0,123
50	0,105	120	0,123
55	0,109	125	0,123
60	0,110	130	0,123
65	0,111	135	0,123

Memo No. V504 Date 21 / 06 / 22			
$U_H = 4,1 V$, $I_H = 2,1 A$			
U_B / V	I_A / mA	U_B / V	I_A / mA
0	0	65	0,222
5	0,009	70	0,233
10	0,023	75	0,245
15	0,039	80	0,251
20	0,056	85	0,255
25	0,074	90	0,258
30	0,097	95	0,262
35	0,117	100	0,266
40	0,138	105	0,270
45	0,157	110	0,272
50	0,173	115	0,274
55	0,187	120	0,276
60	0,204	125	0,278
		130	0,280
		135	0,282

Abbildung 13: Messwerte 2.

Memo No. V504
Date 21 / 05 / 23

$U_H = 3,2$, $I_H = 2,5 A$

b) $U_H = 5,6 V$, $I_H = 2,5 A$

U_B / V	I_A / mA	U_B / V	I_A / mA	U_B / V	I_A / mA
0	0	65	0,052		
5	0,005	70	0,052		
10	0,013				
15	0,020				
20	0,028				
25	0,034				
30	0,039				
35	0,043				
40	0,045				
45	0,047				
50	0,048				
55	0,050				
60	0,051				

U_B / V	I_A / mA	U_B / V	I_A / mA	U_B / V	I_A / mA
0	0	65	0,46	130	1,289
5	0,013	70	0,522	135	1,562
10	0,030	75	0,583	140	1,422
15	0,049	80	0,622	145	1,485
20	0,073	85	0,682	150	1,556
25	0,103	90	0,740	155	1,623
30	0,139	95	0,811	160	1,692
35	0,177	100	0,876	165	1,760
40	0,218	105	0,949	170	1,821
45	0,252	110	1,021	175	1,892
50	0,304	115	1,094	180	1,952
55	0,335	120	1,153	185	2,04
60	0,409	125	1,231	190	2,10
				255	3,02

Abbildung 14: Messwerte 3.

Memo No. V504
Date 21 / 05 / 23

c) Anlaufkurve
 $I_H = 2,5 A$, $U_H = 5,5$ (Wasserpumpe motor)
 $R_1 = 1 M \Omega$

U_{gegen} / V	I / nA
0	12
0,05	8,5
0,10	5,5
0,15	5,1
0,20	3,6
0,25	2,5
0,30	1,7
0,35	1,3
0,40	1,25
0,45	0,85
0,50	0,65
0,55	0,45

U_B / V	I / nA
0,60	0,30
0,65	0,15
0,70	0,05
0,75	0,025
0,80	0

AV

Abbildung 15: Messwerte 4.

Literatur

- [1] *Versuch zum Literaturverzeichnis*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2014.