

Physik Anfängerpraktikum - Versuch 504
Thermische Elektronenemission

Sebastian Rollke (103095)
webmaster@rollke.com

und

Daniel Brenner (105292)
daniel.brenner@uni-dortmund.de

durchgeführt am 21. Juni 2005

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
1.1	Zielsetzung	2
2	Theoretische Betrachtung	3
2.1	Die Hochvakuum-Diode	4
2.2	Die Langmuir-Schottkysche Raumladungsgleichung	5
2.3	Das Anlaufstromgebiet einer Hochvakuumdiode	6
2.4	Die Kennlinie der Hochvakuumdiode	6
3	Experimentelles Vorgehen	8
3.1	Aufnahme eine Kennlinienschar	8
3.2	Untersuchung der Anlaufstromkurve	9
4	Auswertung	10
4.1	Fehlerrechnung	10
4.2	Kennlinien der Hochvakuumdiode	10
4.2.1	Eichung der Achsen	10
4.2.2	Bestimmung des Sättigungsstroms	11
4.2.3	Bestimmung der Kathodentemperatur	11
4.2.4	Bestimmung der Austrittsarbeit	12
4.2.5	Zusammenfassung	12
4.3	Das Raumladungsgebiet	12
4.3.1	Eichung der Achsen	13
4.3.2	Bestimmung des Exponenten	13
4.4	Das Anlaufstromgebiet	15

Kapitel 1

Einleitung

Ähnlich wie beim Photoeffekt Elektronen durch Einstrahlung von Photonen aus einem Festkörper ausgelöst werden können, kann dies auch durch thermische Anregung der Elektronen geschehen. Das genaue Verhalten bei dieser Emission sowie die Temperaturabhängigkeit sollen nun genauer untersucht werden.

1.1 Zielsetzung

In diesem Versuch soll nun die thermische Elektronenemission an Wolfram, einem Metall mit sehr hohem Schmelzpunkt, untersucht werden. Neben dem Aufzeigen der temperaturabhängigkeit bestimmt man noch die sogenannte Austrittsarbeit als charakteristische Materialkonstante und stellt das elektrische Verhalten in Hochvakuumdioden mittels Kennlinien dar.

Kapitel 2

Theoretische Betrachtung

Unter Metallen versteht man (meistens) kristalline Festkörper die hervorragende Leitfähigkeiten aufweisen. Dies resultiert aus dem Aufbau der Metalle als räumlich periodisches Kristallgitter, welches von einer Wolke freier Elektronen eingehüllt ist. Diese Leitungselektronen befinden sich im Kraftfeld aller Ionen. In grober Näherung kann das Gitterpotential als konstant angenommen werden, welches sich nur um den Betrag ξ vom Außenraum unterscheidet und einen sogenannten Potentialtopf darstellt. Im Metallinneren können sich Elektronen frei bewegen und bilden so die hohe elektrische Leitfähigkeit. Zum emittieren eines Elektrons aus dem Metall ist allerdings das Überwinden des Potentials ξ von Nöten, also muss die Austrittsarbeit ξe_0 (mit der Elementarladung E_0) geleistet werden. Zur Klärung der Frage, ob Elektronen spontan die Metalloberfläche

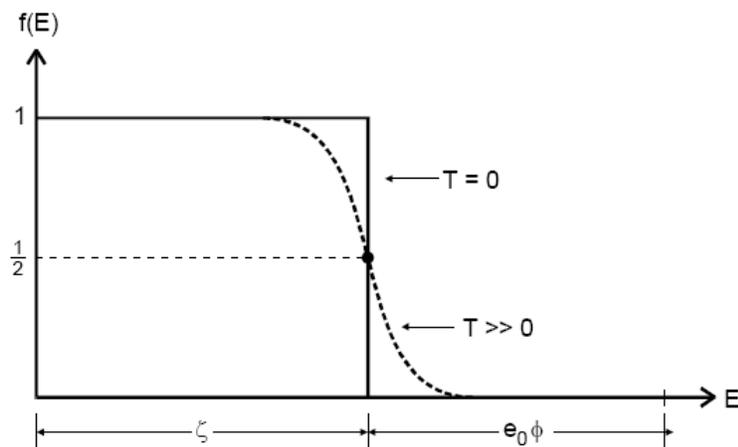


Abbildung 2.1: Der Verlauf der Fermi-Diracschen Verteilungsfunktion am absoluten Nullpunkt (durchgezogene Linie) und bei $T \gg 0$ (gestrichelte Linie) [Quelle: <http://berners-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/AP-Anleitungen/freie%20Elektronen/Versuch%20Nr.504.pdf>, Stand April 2005]

verlassen können benötigt man die Quantentheorie. Nach dieser können Elektronen nur diskrete Energiewerte annehmen. Nach dem Pauli-Verbot, nach dem jeder mögliche Zustand nur von höchstens 2 Elektronen mit entgegengesetztem Spin eingenommen werden kann, folgt, dass selbst

am absoluten Nullpunkt die Elektronen noch eine endliche Energie aufweisen müssen. Die maximale Energie in diesem Zustand wird als Fermische-Grenzenergie ζ bezeichnet und ist abhängig von der Zahl der Elektronen pro Volumen. Die Wahrscheinlichkeit zur Besetzung eines möglichen Zustandes mit der Energie E ist durch die Fermi-Diracsche Verteilungs-Funktion gegeben:

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-\zeta}{kT}\right) + 1} \quad (2.1)$$

Die grafische Darstellung dieser Funktion ist in Abbildung 2.1 gegeben. Durch Messung der Austrittsarbeiten stellt man fest, dass $kt \gg \zeta$ und man als Näherung für Elektronen mit hoher Energie rechnen kann mit:

$$f(E) \approx \exp\left(\frac{\zeta - E}{kT}\right) \quad (2.2)$$

Auf Grundlage der Gleichung (2.2) lässt sich nun durch kurze Rechnung zeigen, dass

$$j_s(T) = 4\pi \frac{e_0 m_0 k^2}{h^3} T^2 \exp\left(\frac{-e_0 \Phi}{kT}\right) \quad (2.3)$$

(mit der Elektronenmasse m_0 und dem Planckschen Wirkungsquantum h) die Sättigungsstromdichte $j_s(T)$ angibt, welche die Zahl der Elektronen pro Zeit- und Flächeneinheit aus einer Metalloberfläche in Abhängigkeit von der Temperatur beschreibt. Diese Gleichung (2.3) wird als Richardson-Gleichung bezeichnet.

2.1 Die Hochvakuum-Diode

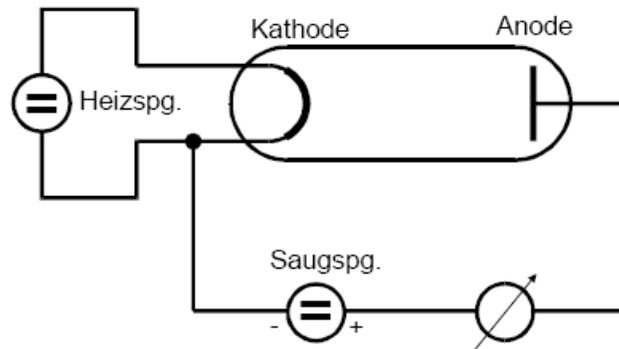


Abbildung 2.2: Grundsätzliche Beschaltung einer Hochvakuum-Diode bestehend aus einer Kathode mit angeschlossener Heizspannung, Anode und Saugspannungsquelle [Quelle: <http://barners-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/AP-Anleitungen/freie%20Elektronen/Versuch%20Nr.504.pdf>, Stand April 2005]

Eine Messung des Sättigungsstromes einer emittierenden Metalloberfläche ist nur im Hochvakuum möglich, da freie Elektronen in einem Gas-Medium in Wechselwirkung mit Gasmolekülen treten würden. Außerdem würde in einem Gas der Glühdraht schneller durchbrennen. Hier wird

eine Hochvakuum-Diode genutzt, die im wesentlichen aus einem evakuierten Glaskörper mit eingeschmolzenem Glühdraht besteht (siehe Abbildung 2.2). Diese Kathode kann auf eine Temperatur von bis zu 3000 K aufgeheizt werden. Eine äußere angelegte Saugspannung erzeugt zwischen Kathode und Anode ein elektrisches Feld, welches austretende Elektronen "absaugt". Es fließt allerdings nur ein Strom, wenn die Anode positiv vorgespannt ist. Dagegen ist ihre Emission auf Grund der weit geringeren Temperatur um viele Größenordnungen geringer als die der Kathode.

2.2 Die Langmuir-Schottkysche Raumladungsgleichung

Misst man den Anodenstrom, so stellt man im Experiment fest, dass dieser zusätzlich abhängig von der Anodenspannung ist und bei niedrigen Spannungen nicht alle Elektronen die Anode erreichen können, sondern erst bei hinreichend großen Werten. Vor diesem Sättigungswert ist das Ohmsche Gesetz nicht gültig, da die Elektronen zur Anode hin beschleunigt werden. Da die konstante negative Stromdichte j dem Produkt der Raumladungsdichte ρ und der Geschwindigkeit v entspricht, folgt daraus dass die Raumladungsdichte als Funktion des Ortes zur Anode hin abnehmen muss. Die Raumladungsdichte beeinflusst offenbar den Verlauf der Feldstärken durch Abschirmen der Kathode, sprich die Feldlinien der Anode enden bereits an den Raumladungselektronen. Daraus folgt, dass nicht alle Elektronen von der Anode erfasst werden und der gemessene Diodenstrom kleiner als erwartet ist. Um den Zusammenhang zwischen Anodenspannung und

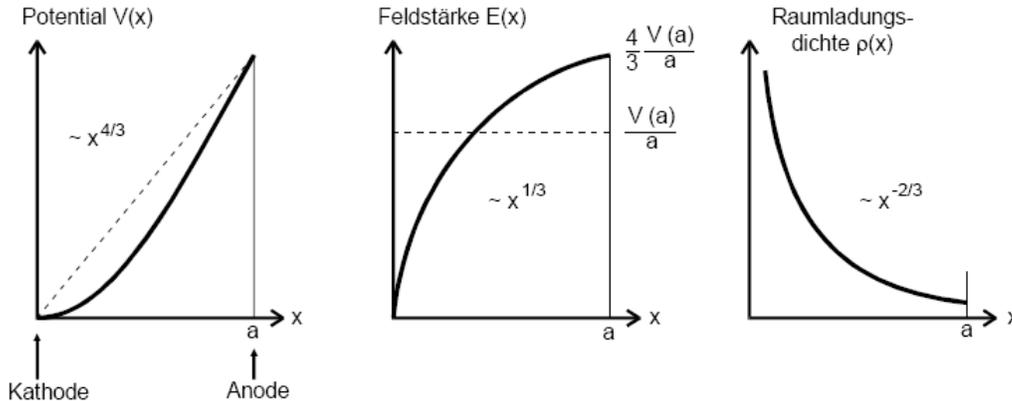


Abbildung 2.3: Ortsabhängigkeit des Potentials V (wobei die gestrichelte Linie einen linearen Zusammenhang zum Vergleich zeigt), der Feldstärke E (die gestrichelte Linie deutet die Feldstärke ohne Raumladungselektronen an) und der Raumladungsdichte ρ im Raumladungsgebiet einer Hochvakuumdiode [Quelle:<http://berners-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/AP-Anleitungen/freie%20Elektronen/Versuch%20Nr.504.pdf>, Stand April 2005]

Anodenstrom im Raumladungsbereich zu erhalten geht man von der Potentialgleichung aus:

$$\Delta V = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho \quad (2.4)$$

mit dem Potential am Aufpunkt V und der Dielektrizitätskonstante des Vakuums ϵ . Nach einigen Rechnungen folgt daraus das Langmuir-Schottkysche Raumladungsgesetz:

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2\epsilon_0/m_0} \frac{V^{3/2}}{a^2} \quad (2.5)$$

Im Gegensatz zum ohmschen Gesetz bei dem Stromdichte j und Anodenspannung V direkt proportional sind, wächst hier die Stromdichte mit $V^{3/2}$. Die Gültigkeit dieses Raumladungsgesetzes findet man bei einer Hochvakuum-Diode im Raumladungsgebiet. Aus Abbildung 2.3 sieht man qualitativ skizziert, wie sich das Potential $V(x)$, die Feldstärke $E(x)$ und die Raumladungsdichte $\rho(x)$ im Raumladungsgebiet verhalten.

2.3 Das Anlaufstromgebiet einer Hochvakuumdiode

Aus der Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgleichung folgt, das bei $V = 0$ auch $j = 0$ sein muss, doch Beobachtungen in Experimenten sprechen dagegen, da sich ein geringer Anodenstrom beobachten lässt. Dieser folgt aus der Eigengeschwindigkeit der Elektronen beim verlassen der Kathode. Der Energieüberschuss ist gegeben durch

$$\Delta E = E - (\zeta + e_0\Phi) \quad (2.6)$$

Diese Elektronen sind in der Lage, sogar gegen ein geringes Gegenfeld anzulaufen und werden daher als Anlaufstrom bezeichnet. Abbildung 2.4 zeigt die Energieverhältnisse zwischen Katho-

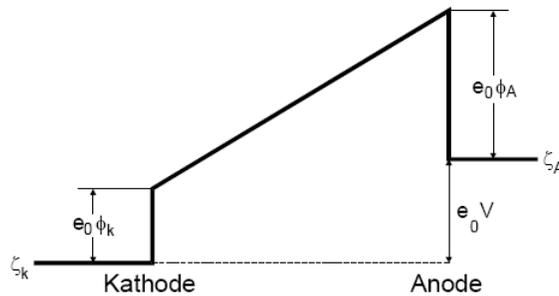


Abbildung 2.4: Potentialverhältnisse in einer Hochvakuumdiode im Bereich ihres Anlaufstromgebietes [Quelle: <http://berners-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/AP-Anleitungen/freie%20Elektronen/Versuch%20Nr.504.pdf>, Stand April 2005]

de und Anode in der die Austrittsarbeiten beider Diodenbestandteile aufgetragen sind. Durch eine leitende Verbindung werden beide Fermi-Oberflächen auf ein gleiches Potential gebracht, und durch ein äußeres Potential verschieben sie sich schließlich um e_0V zueinander. Elektronen müssen also einer Energie größer als $e_0\Phi_A + e_0V$ besitzen um die Anode zu erreichen. Für die Abhängigkeit der Anlaufstromstärke vom äußeren Potential V folgt:

$$j(V) = j_0 \exp\left(-\frac{e_0\Phi_A + e_0V}{kT}\right) = const \exp\left(-\frac{e_0V}{kT}\right) \quad (2.7)$$

2.4 Die Kennlinie der Hochvakuumdiode

Trägt man die Stromdichte j beziehungsweise den Anodenstrom I_A gegen das äußere angelegte Potential auf, so erhält man die sogenannte Kennlinie. Diese ist unterteilt in drei Sektionen, das Anlaufstromgebiet, das Raumladungsgebiet und das Sättigungsstromgebiet. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 2.5 gegeben. Im Anlaufstromgebiet im Bereich $V < 0$ gibt es zunächst einen exponentiellen Zusammenhang zwischen I und V . Im Raumladungsgebiet schließt

sich nun eine $\sqrt{V^3}$ -Abhängigkeit an. Gemäß der Richardson-Gleichung kann dieser Zusammenhang allerdings nicht für beliebig hohe Anodenspannungen gültig sein, sondern mit wachsendem Potential nähert sich die Anodenspannung im Sättigungsstromgebiet asymptotisch einem Grenzwert. Aus dieser Kennlinie lassen sich nun Messergebnisse für etwa die Kathodentemperatur oder

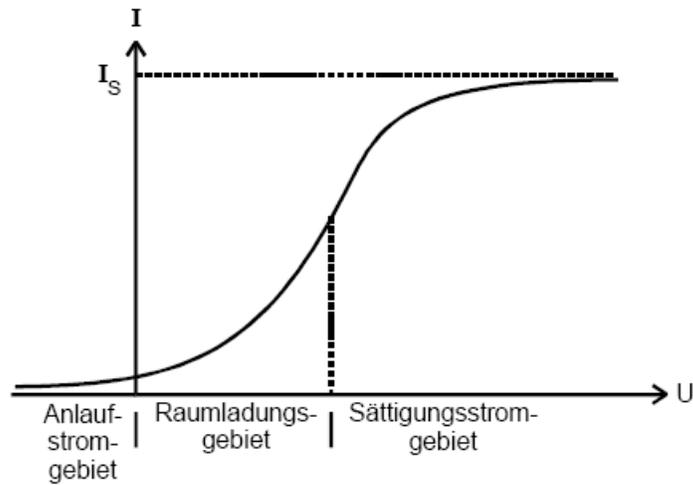


Abbildung 2.5: Kennlinie einer Hochvakuumdiode [Quelle:<http://berners-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/AP-Anleitungen/freie%20Elektronen/Versuch%20Nr.504.pdf>, Stand April 2005]

die Austrittsarbeit der Kathode bestimmen.

Kapitel 3

Experimentelles Vorgehen

3.1 Aufnahme eine Kennlinienschar

Zur Aufnahme von Kennlinien wird eine Schaltung wie in Abbildung 3.1 dargestellt genutzt. Den Heizstrom erzeugt hierbei ein Konstantspannungsgerät. Die Kurve wird mit Hilfe eines

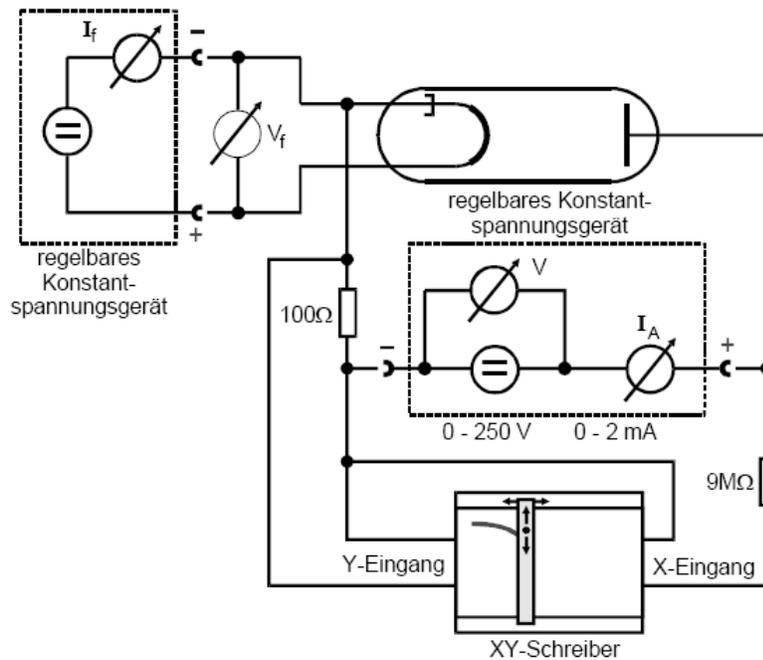


Abbildung 3.1: Schaltung zur Aufnahme von Diodenkennlinien, bestehend aus 2 Konstantspannungsgeräten zur Beheizung der Kathode bzw. erzeugen der Saugspannung, sowie einem XY-Schreiber zur Aufnahme der Kennlinie [Quelle:<http://berners-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/AP-Anleitungen/freie%20Elektronen/Versuch%20Nr.504.pdf>, Stand April 2005]

XY-Schreibers aufgezeichnet. Der X-Eingang zeichnet die Saugspannung auf, während der Y-Eingang eine Spannung registriert, die proportional zum Strom zwischen Kathode und Anode ist. Die "Saugspannung" an der Anode wird zur Aufnahme der Kurve kontinuierlich gesteigert.

3.2 Untersuchung der Anlaufstromkurve

Zur Aufnahme der Anlaufstromkurve verwendet man die in Abbildung 3.2 wiedergegebene Schaltung. Hierbei ist ein präzises Aufbau von Nöten und das Beseitigen überflüssiger Widerstände

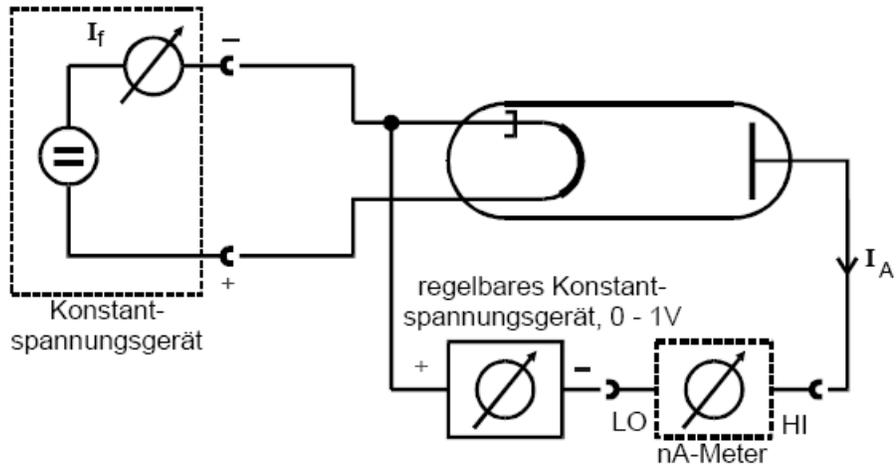


Abbildung 3.2: Schaltung zur Aufnahme einer Anlaufstromkurve, bestehend aus 2 Konstantspannungsgeräten zur Beheizung der Kathode bzw. zur Erzeugung einer Gegenspannung, sowie einem Nano-Amperemeter. [Quelle: <http://berners-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/AP-Anleitungen/freie%20Elektronen/Versuch%20Nr.504.pdf>, Stand April 2005]

die etwa durch lange Kabel entstehen.

Kapitel 4

Auswertung

4.1 Fehlerrechnung

Für (gewichtete) lineare Regressionen nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate verwenden wir das Programm Gnuplot, das zu deren Berechnung den Marquardt-Levenberg Algorithmus verwendet.

Wir identifizieren absolute Fehler einer Messgröße x als s_x .

Der Mittelwert einer Messreihe ergibt sich nach:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n x_i$$

Für die Standardabweichung σ_x gilt:

$$\sigma_x := \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

Damit folgt der Fehler des Mittelwerts zu:

$$s_{\bar{x}} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}}$$

4.2 Kennlinien der Hochvakuumdiode

Es wurde Kennlinien der Diode für verschiedene Heizspannungen/Ströme aufgenommen. Die aufgenommenen Kennlinien finden sich im Anhang.

4.2.1 Eichung der Achsen

Zur Bestimmung von Wertepaaren ist zunächst eine Eichung der Achsen nötig. Dazu verwenden wir die in Tab.4.1 dargestellten Werte. Die benötigten Eichfunktionen $\gamma(x)$ bzw. $\gamma(y)$ ergeben sich durch lineare Regression.

$$\gamma(x) = (10,29 \pm 0,03) \left[\frac{V}{cm} \right] \cdot x + (12,19 \pm 0,37) [V]$$

$$\gamma(y) = (0,0508 \pm 0,0002) \left[\frac{mA}{cm} \right] \cdot y + (0,064 \pm 0,002) [mA]$$

x [cm]	U [V]	y [cm]	I[mA]
0,7	20	0,8	0,096
1,7	30	1,8	0,150
2,7	40	2,7	0,200
3,7	50	3,7	0,249
4,7	60	4,6	0,300
5,7	70	5,6	0,350
6,7	80	6,5	0,401
7,6	90	7,5	0,449
8,5	100	8,6	0,505
10,8	125	9,5	0,551
13,3	150	10,5	0,600
15,8	175	11,4	0,649
18,2	200	14,5	0,800
23,2	250	16,4	0,900
		16,8	0,910
		16,9	0,920
		17,2	0,930

Tabelle 4.1: Werte zur Achseneichung

4.2.2 Bestimmung des Sättigungsstroms

Aus den bestimmten Eichgeraden kann dann wiederum der Sättigungsstrom I_S abgelesen werden (vgl. Tab 4.2). Zudem sind Heizspannung U_H und Heizstrom I_H eingetragen. Der Fehler des

Nr	$U_H[V]$	$I_H[A]$	$Y[cm]$	$I_s[mA]$
1	4,30	2,00	0,8	$0,105 \pm 0,002$
2	4,60	2,10	2,9	$0,211 \pm 0,003$
3	5,00	2,20	7,6	$0,450 \pm 0,003$
4	5,20	2,25	13,3	$0,739 \pm 0,004$
5	5,35	2,30	17,5	$0,953 \pm 0,005$

Tabelle 4.2: Sättigungsstrom der verschiedenen Kennlinien

Sättigungsstrom berechnet sich nach

$$s_{I_s} = \sqrt{(y \cdot s_a)^2 + s_b^2},$$

wobei a Steigung der Eichgerade und b deren Y-Achsenabschnitt ist.

4.2.3 Bestimmung der Kathodentemperatur

Die Kathodentemperatur läßt sich über Heizspannung- und Strom, sowie die Wärmeleistung $N_{wl}=0,95W$, die Fläche der Kathode $f = 0,35cm^2$, dem Emissionsgrad η und der Stefan-Boltzmann-Konstante $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}W/(m^2 \cdot K^4)$ nach

$$T = \sqrt[4]{\frac{I_H U_H - N_{wl}}{f \cdot \eta \cdot \sigma}}$$

Die so ermittelten Temperaturen sind in Tabelle 4.3 dargestellt.

4.2.4 Bestimmung der Austrittsarbeit

Durch Umformen der Richardson Gleichung nach

$$e_0\Phi = -kT \cdot \ln \frac{I_s h^3}{4\pi \cdot e_0 m_0 T^2 k^2 f},$$

wobei k die Boltzmann-Konstante, h das Planck'sche Wirkungsquantum, e_0 die Elektronenladung und m_0 die Ruhemasse des Elektrons sind. Die Ergebnisse sind auch wieder in Tabelle 4.3 dargestellt. In der Gleichung wurde dabei die Stromdichte j durch den Ausdruck $\frac{I}{f}$ ersetzt. Der Fehler der Austrittsarbeit W_A ist dabei

$$s_{W_A} = \frac{s_{I_s}}{I_s} \cdot kT = s_{rel, I_s} \cdot kT.$$

4.2.5 Zusammenfassung

In Tabelle 4.3 sind nun die aus den Kennlinien gewonnen Ergebnisse zusammengefasst. Wir

Kennlinie	I_S [mA]	\pm [mA]	U_H [V]	I_H [A]	Temperatur [K]	Austrittsarbeit W_A [eV]	\pm
1	0,10	0,0024	4,30	2,00	1923,7	4,6224	0,0038
2	0,21	0,0025	4,60	2,10	1987,1	4,6662	0,0020
3	0,45	0,0030	5,00	2,20	2059,5	4,7154	0,0012
4	0,74	0,0039	5,20	2,25	2094,5	4,7123	0,0009
5	0,95	0,0046	5,35	2,30	2123,3	4,7361	0,0009
					Mittelwert	4,69	0,02

Tabelle 4.3: Zusammenfassung der Ergebnisse

erhalten einen Wert für die Austrittsarbeit von $(4,69 \pm 0,02)$ eV. Ein Vergleich mit einigen tabellierten Werten (aus *Kuchling - Taschenbuch der Physik*) zeigt eine Austrittsarbeit von 4,50eV für eine Wolfram Kathode. Die Abweichung beträgt somit etwa 4%, liegt allerdings außerhalb der Fehlertoleranz.

Wie an den Kennlinien zu erkennen gab es jedoch Probleme mit der Versuchsanordnung. Man erkennt jeweils ab ca. einer Spannung von 150 V das Absinken des Stroms. Ab ca. 200V jedoch, stabilisiert sich die Kurve wieder.

Vergleicht man die experimentellen Werte mit dem Literaturwert, stellt man fest, daß die Messwerte bei niedrigeren Temperaturen näher am Literaturwert liegt. Die Ursache dürfte darin begründet liegen, daß der Sättigungsstrom dort noch nicht ganz erreicht wurde.

4.3 Das Raumladungsgebiet

Es wurde ein weiterer Plot zu exakteren Bestimmung des Raumladungsgebietes aufgenommen (vgl. Anhang).

4.3.1 Eichung der Achsen

Analog zu 3.1 bestimmen wir die Eichung der Achsen durch lineare Regression. Die benötigten Eichfunktionen $\gamma(x)$ bzw. $\gamma(y)$ ergeben sich zu

$$\begin{aligned}\gamma(x) &= (4,82 \pm 0,02) \left[\frac{V}{cm} \right] \cdot x - (0,63 \pm 0,18) [V] \\ \gamma(y) &= (0,0435 \pm 0,0006) \left[\frac{mA}{cm} \right] \cdot y + (0,003 \pm 0,004) [mA]\end{aligned}$$

Die entsprechenden Wertepaare sind in Tabelle 4.4 zu finden.

x[cm]	U[V]	y[cm]	I[mA]
1,3	6	1,2	0,051
2,2	10	2,4	0,103
3,2	15	3,5	0,151
4,3	20	4,7	0,201
5,4	25	5,9	0,252
6,4	30	7	0,301
7,4	35	8,2	0,350
8,4	40	9,4	0,400
9,5	45	11,2	0,501
10,5	50	14	0,602
12,7	60		
14,7	70		
16,6	80		

Tabelle 4.4: Achseneichung (Raumladungsgebiet)

4.3.2 Bestimmung des Exponenten

Durch die Achseneichung lesen wir nun einige Wertepaare aus dem Graphen (vgl. Anhang) ab. (vgl. Tabelle 4.5). Die Fehler ergeben sich nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der Achseneichung.

$$s_x = \sqrt{(x \cdot s_a)^2 + s_b^2}$$

Die selbe Gleichung gilt Analog für die Y-Achse. a bezeichnet die Steigung der Eichgerade, b deren Y-Achsenabschnitt.

Durch logarithmische Darstellung der Wertepaare und eine folgende lineare Regression (vgl. Abb. 4.1) gewichtet nach den Fehlern der logarithmierten Messwerte, die sich wiederum durch

$$s_{\ln(I)} = \sqrt{\frac{1}{I^2} s_I^2} = \frac{s_I}{I} = s_{rel,I}$$

ergeben, erhalten wir den Exponenten der Abhängigkeit U(I) nach dem Langmuir-Schottkyschen-Raumladungsgesetz. Dabei wurden allerdings die ersten vier Messwerte nicht berücksichtigt, um sicherzustellen, daß das Anlaufstromgebiet keinen Einfluss auf die Regression nimmt.

Wir erhalten als Steigung der Regressionsgerade

$$a = 1,27 \pm 0,01 .$$

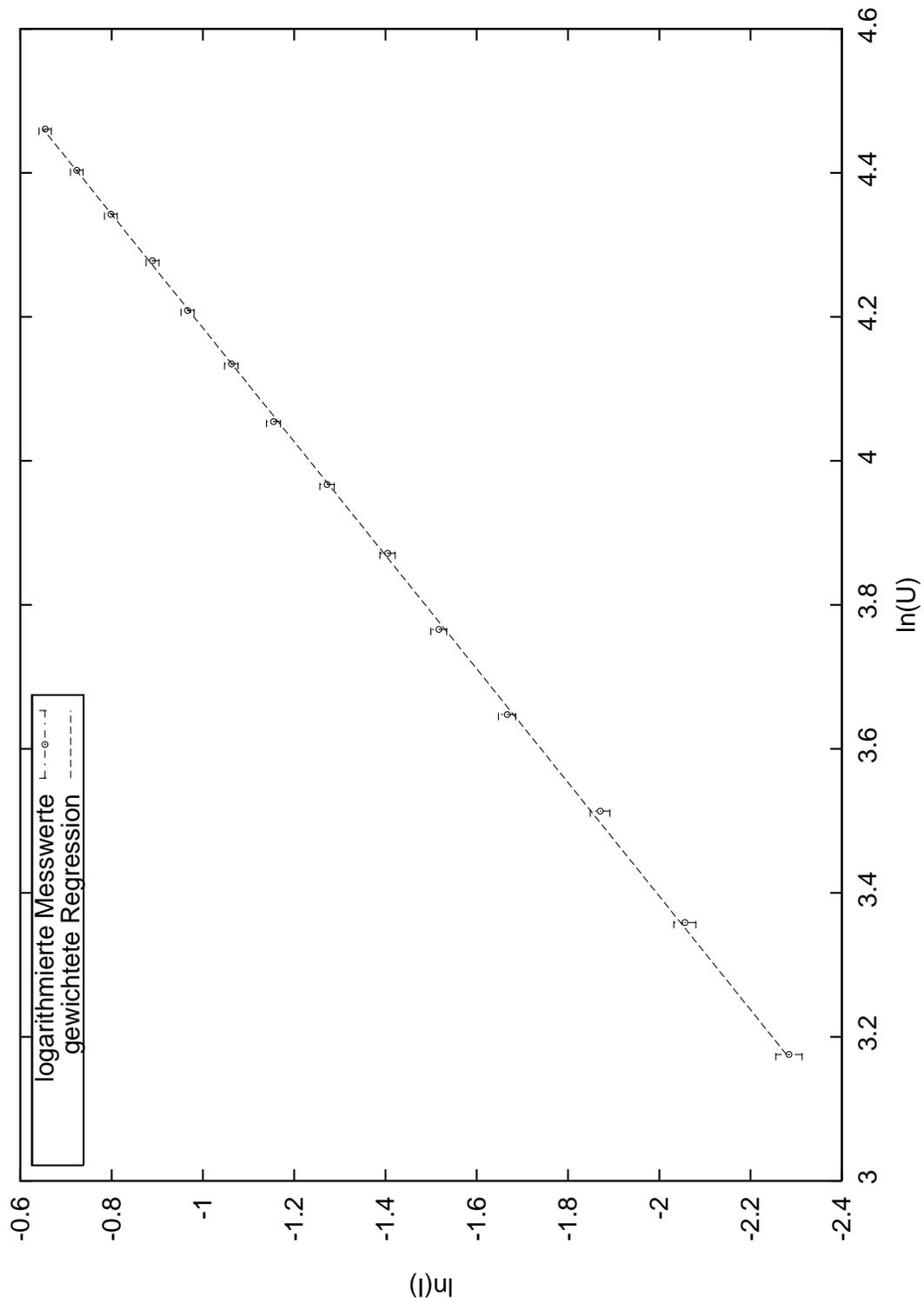


Abbildung 4.1: Bestimmung es Koeffizienten des Raumladungsgebietes

x[cm]	y[cm]	U[V]	+/- [V]	I[mA]	+/-[mA]	ln(U)	+/-	ln(I)	+/-
1,1	0,4	4,67	0,63	0,01	0,0026	1,54	0,14	-4,21	0,18
2,1	1,0	9,49	0,63	0,04	0,0027	2,25	0,07	-3,20	0,07
3,1	1,5	14,30	0,63	0,06	0,0028	2,66	0,04	-2,77	0,04
4,1	2,0	19,12	0,64	0,08	0,0028	2,95	0,03	-2,47	0,03
5,1	2,4	23,94	0,64	0,10	0,0029	3,18	0,03	-2,28	0,03
6,1	3,0	28,75	0,64	0,13	0,0031	3,36	0,02	-2,06	0,02
7,1	3,6	33,57	0,65	0,15	0,0033	3,51	0,02	-1,87	0,02
8,1	4,4	38,38	0,65	0,19	0,0036	3,65	0,02	-1,67	0,02
9,1	5,1	43,20	0,66	0,22	0,0038	3,77	0,02	-1,52	0,02
10,1	5,7	48,02	0,66	0,25	0,0041	3,87	0,01	-1,40	0,02
11,1	6,5	52,83	0,67	0,28	0,0044	3,97	0,01	-1,27	0,02
12,1	7,3	57,65	0,67	0,32	0,0048	4,05	0,01	-1,15	0,02
13,1	8,0	62,47	0,68	0,35	0,0051	4,13	0,01	-1,06	0,01
14,1	8,8	67,28	0,69	0,38	0,0055	4,21	0,01	-0,97	0,01
15,1	9,5	72,10	0,70	0,41	0,0058	4,28	0,01	-0,89	0,01
16,1	10,4	76,92	0,71	0,45	0,0063	4,34	0,01	-0,80	0,01
17,1	11,2	81,73	0,72	0,48	0,0067	4,40	0,01	-0,72	0,01
18,1	12,0	86,55	0,73	0,52	0,0071	4,46	0,01	-0,65	0,01

Tabelle 4.5: Wertepaare aus dem Raumladungsgebiet

Nach theoretischen Betrachtungen erwartet man einen Exponenten von 1,5. Die Abweichung von 15% liegt deutlich ausserhalb der Fehlertoleranz.

Eine Erklärung dieses Phänomens ist erschließt sich leider nicht. Allenfalls die auffallenden "Delten" in den aufgenommenen Graphen (vgl. Anhang) könnten Anhaltspunkte für Probleme mit der Versuchsanordnung liefern. Jedoch wurde eigentlich ein Bereich zur Bestimmung des Exponenten gewählt, in dem diese Probleme nicht auftraten.

4.4 Das Anlaufstromgebiet

Es wurden die folgenden Messwerte für das Anlaufstromgebiet aufgenommen (vgl. Tab 4.6). Die korrigierte Spannung U_k ergibt sich durch den Spannungsabfall am Voltmeter ($R_i = 1M\Omega$). Die effektive Gegenspannung ergibt sich dann durch

$$U_{eff} = U_{mess} + I \cdot R_i .$$

Wir logarithmieren nun die Werte des Stroms und führen eine lineare Ausgleichsrechnung (vgl. Abb. 4.2) durch und erhalten die Kathodentemperatur nach

$$T = -\frac{e_0}{k \cdot a} .$$

Die Regression (vgl. Abb. 2.1) liefert dabei als Ergebnis für die Steigung den Wert

$$a = -(5,14 \pm 0,07) \frac{1}{V}$$

und somit errechnet sich die Kathodentemperatur zu

$$T = (2253,29 \pm 30,94)K .$$

U[V]	U_k	I[nA]	ln(I)
0,000	0,039	39,00	3,66
0,040	0,074	34,00	3,53
0,080	0,108	28,00	3,33
0,120	0,144	24,00	3,18
0,116	0,136	20,00	3,00
0,200	0,218	17,50	2,86
0,240	0,255	14,50	2,67
0,280	0,293	12,50	2,53
0,320	0,330	10,00	2,30
0,360	0,369	8,60	2,15
0,400	0,407	7,10	1,96
0,440	0,446	5,80	1,76
0,480	0,485	4,80	1,57
0,520	0,524	3,90	1,36
0,560	0,563	3,10	1,13
0,600	0,603	2,60	0,96
0,640	0,642	2,15	0,77
0,680	0,682	1,70	0,53
0,720	0,721	1,40	0,34
0,760	0,761	1,10	0,10
0,800	0,801	0,89	-0,12
0,840	0,841	0,70	-0,36
0,880	0,881	0,55	-0,60
0,920	0,920	0,43	-0,84
0,960	0,960	0,32	-1,14
0,980	0,980	0,29	-1,24

Tabelle 4.6: Anlaufstromgebiet

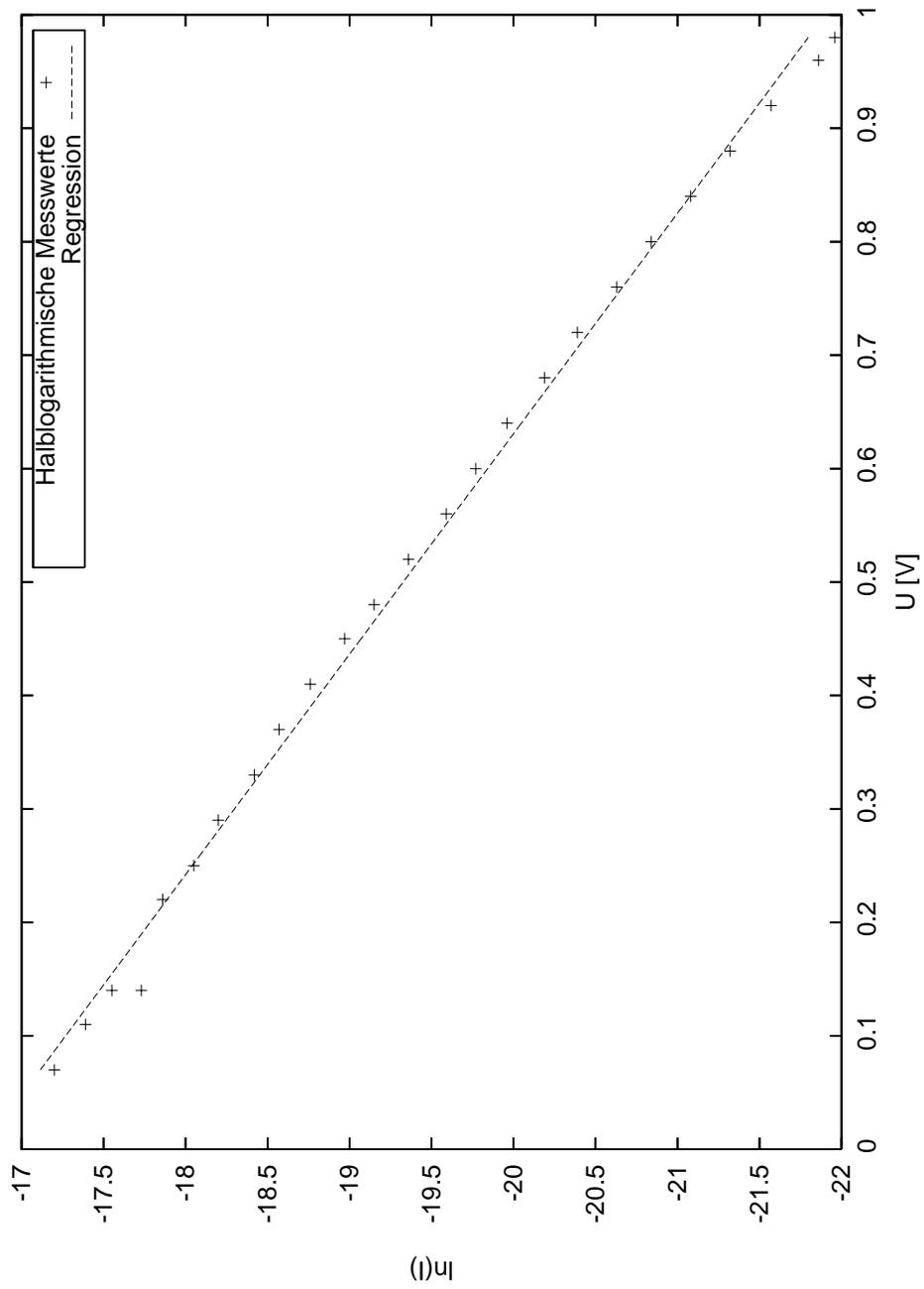


Abbildung 4.2: Bestimmung der Kathodentemperatur