# Inhaltsverzeichnis

# 1 Zielsetzung

In diesem Versuch wird die Erzeugung freier Elektronen aus einer erwärmten Metalloberfläche behandelt. Betrachtet wird dabei unter anderem die Temperaturabhängigkeit des sogenannten glühelektrischen Effekts. Außerdem soll die materialspezifische Austrittsarbeit der Elektronen aus einem Metall, hier Wolfram, bestimmt werden.

Des Weiteren soll das charakteristische elektrische Verhalten einer Hochvakuumdiode untersucht werden, die in diesem Versuch zur Vermeidung der Wechselwirkung freier Elektronen mit Materie verwendet wird.

# 2 Theorie

Der folgende Abschnitt erläutert die charakteristischen Größen des glühelektrischen Effekts. Das elektrische Verhalten der verwendeten Hochvakuumdiode wird in einem weiteren Abschnitt behandelt.

## 2.1 Charakteristische Größen des glühelektrischen Effekts

In diesem Abschnitt wird zunächst der Begriff der Austrittsarbeit anhand der Energieverteilung der sogenannten Leitungselektronen erklärt. Eine weitere wichtige Größe ist die Sättigungsstromdichte, die im Anschluss behandelt wird.

### 2.1.1 Austrittsarbeit und Energieverteilung der Leitungselektronen

Um die von Elektronen aufzubringende Austrittsarbeit für Metalle beschreiben zu können, muss zunächst die Struktur berücksichtigt werden. Metalle sind aufgrund des hohen Ionisationsgrades ihrer in einem Kristallgitter angeordneten Atome sehr gut elektrisch leitfähige Festkörper. In diesem räumlich periodischen Kristallgitter befinden sich außerdem die freigesetzten Elektronen, die nicht zu einem konkreten Ion gehören, sondern sich im überlagerten Potential aller Ionen befinden. Diese werden Leitungselektronen genannt. Näherungsweise lässt sich dieses Gitterpotential als konstant betrachten, da lokale Unterschiede durch die Gitterstruktur ab einer gegen den Gitterabstand großen Distanz zum Metall vernachlässigbar klein sind. Also herrscht im Inneren des Metalls ein vom Bereich außerhalb verschiedenes konstant positives Potential $\phi$ (s. Abbildung 1). Aufgrund des Superpositionsprinzips wirkt außerdem keine Kraft auf die Elektronen im Inneren des Metalls, weshalb sich diese frei bewegen und somit für eine starke elektrische und thermische Leitfähigkeit sorgen können. Um das Potential des Metalls verlassen zu können, muss die Austrittsarbeit $e_0\phi$ aufgebracht werden.

Bei der Betrachtung der Austrittsarbeit muss die Energie der Elektronen im gebundenen Zustand berücksichtigt werden. Ist diese hoch genug, könnte die Metalloberfläche sogar spontan verlassen werden. Dazu muss nun die Quantentheorie mit einbezogen werden. Zunächst können Elektronen ausschließlich diskrete, allerdings dicht beieinander liegende Energiewerte annehmen. Außerdem ist das Pauli-Verbot wichtig, wonach bei Elektronen als Teilchen mit halbzahligem Spin jeder mögliche Zustand von maximal zwei Elektronen

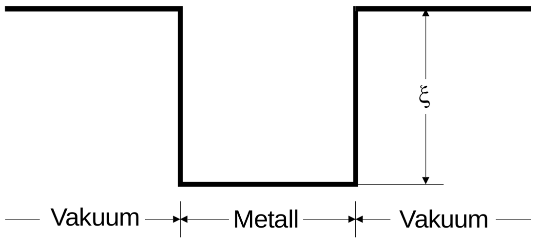



**Abbildung 1:** Modell eines Potentialtopfs für ein Metall [1].

mit entgegengesetztem Spin besetzt werden kann. Daraus resultiert eine endliche Energie sogar am absoluten Nullpunkt. Die Maximalenergie der Elektronen bei Temperatur $T = 0\,\mathrm{K}$ wird als Fermische Grenzenergie $\zeta$ bezeichnet und ist abhängig von der Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit. Allgemein wird die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustandes mit der Energie $E$ über die Fermi-Diracsche Verteilungsfunktion

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

beschrieben, wobei $k$ die Boltzmann-Konstante und $T$ die Temperatur darstellen. Wie aus dem in Abbildung 2 dargestellten Graphen erkennbar ist, ist die minimale Austrittsenergie also $\zeta + e_0\phi$. Der Term ist selbst am Schmelzpunkt von z.B. Wolfram immer noch groß

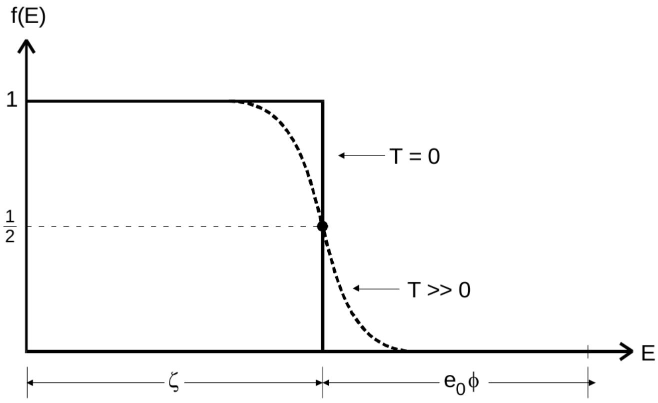



**Abbildung 2:** Graphische Darstellung der Fermi-Diracschen Verteilungsfunktion für $T = 0$ und $T >> 0$ [1].

gegen $kT$, womit die Näherung

$$f(E) = \exp\frac{\zeta - E}{kT} \tag{1}$$

zulässig ist.

### 2.1.2 Sättigungsstromdichte bei thermischer Elektronenemission

Aus Gleichung (1) lässt sich außerdem die Sättigungsstromdichte $j_\mathrm{S}(t)$ herleiten. Diese beschreibt die Anzahl der emittierten Elektronen pro Zeit- und Flächeneinheit und ist temperaturabhängig. Mithilfe der kinetischen Energie der Elektronen und der Fermi-Dirac-Verteilung ergibt sich nach Vergleich der Energieverteilung mit der minimal aufzubringenden Energie für die Emission eine Gleichung für die Sättigungsstromdichte. Diese wird als Richardson-Gleichung bezeichnet und hat die Form

$$j_\mathrm{S}(T) = 4\pi \frac{e_0 m_0 k^2}{h^3} T^2 \exp \frac{-e_0 \phi}{kT} \,. \tag{2}$$

## 2.2 Elektrisches Verhalten der Hochvakuumdiode

Die Untersuchung der Austrittsarbeit erfolgt in einer Hochvakuumdiode, um Messfehler durch Wechselwirkung mit Materie zu verhindern. In diesem Abschnitt wird deren elektrisches Verhalten untersucht. Dazu wird zuerst der Aufbau beschrieben, dann wird die Raumladung innerhalb der Diode betrachtet und abschließend wird eine charakteristische Kennlinie erklärt und speziell das Anlaufstromgebiet genauer betrachtet.

### 2.2.1 Aufbau der Hochvakuumdiode

Neben einem Hochvakuum ist zur Messung der Austrittsarbeit außerdem ein elektrisches Feld erforderlich, um die emittierten Elektronen abzusaugen. Dieses wird aufgebaut zwischen einer von einem Heizstrom durchflossenen Emitterkathode und einer Auffängeranode. Es kann dabei angenommen werden, dass nur aus der Kathode emittiert wird, da die Emission aus der Anode aufgrund der geringeren Temperatur um mehrere Größenordnungen geringer ist. Der schematische Aufbau der Messapparatur ist in Abbildung 3 dargestellt.

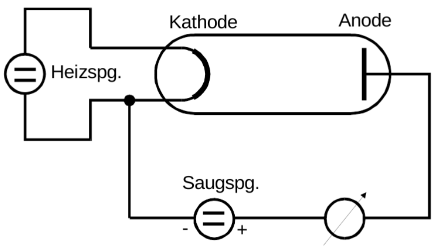



**Abbildung 3:** Schematische Darstellung der Beschaltung einer Hochvakuum-Diode [1].

### 2.2.2 Raumladung innerhalb der Diode

Der Anodenstrom hängt bei bekannter Kathodentemperatur außerdem von der Anodenspannung ab. Ist diese Spannung zu niedrig, wird die Anode nicht von allen emittierten Elektronen erreicht. Der Strom wird erst bei ausreichend hoher Anodenspannung von der

Spannung unabhängig. Dabei muss beachtet werden, dass das Ohmsche Gesetz nicht gültig ist, da die Elektronen zwischen Kathode und Anode beschleunigt werden. Deshalb ist die Raumladungsdichte $\rho$ abhängig vom Ort, damit die Kontinuitätsgleichung $j = -\rho v$ mit Stromdichte $j$ und momentaner Elektronengeschwindigkeit $v$ erfüllt ist. Das führt dazu, dass die inkonstante Raumladungsdichte $\rho$ das von der Anode ausgehende elektrische Feld abschirmt und somit nicht alle emittierten Elektronen erfasst werden. Zur Beschreibung der Raumladung dient dabei die Potentialgleichung oder auch Poisson-Gleichung

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}\,.$$

Mit der Näherung der Kathoden- und Anodenoberfläche als unendlich ausgedehnte ebene Oberflächen lässt sich aus der Poisson-Gleichung und einem Energieansatz eine Differentialgleichung aufstellen, deren Lösung

$$\sqrt[4]{V^3(x)} = \frac{3}{4}\sqrt{\frac{4j}{\varepsilon_0\sqrt{2e_0/m_0}}}\,x$$

ergibt. Daraus ist leicht zu erkennen, dass das Potential wie $\sqrt[3]{x^4}$ mit $x$ ansteigt. Für die Feldstärke folgt mit $\boldsymbol{E} = -\mathrm{grad}\, V$ eine Proportionalität von $x^{1/3}$ zum Abstand von der Kathode $x$. Abschließend ergibt sich die Gleichung für die Stromdichte zu

$$j = \frac{4}{9}\varepsilon_0\sqrt{\frac{2e_0}{m_0}}\frac{V^{3/2}}{a^2}\,, \tag{3}$$

welche als Langmuir-Schottkysches Raumladungsgesetz bezeichnet wird. Das entsprechende Gebiet im $j$-$V$-Diagramm einer Hochvakuumdiode wird Raumladungsgebiet genannt. Die sich ergebenden Zusammenhänge sind außerdem in Abbildung 4 graphisch dargestellt.

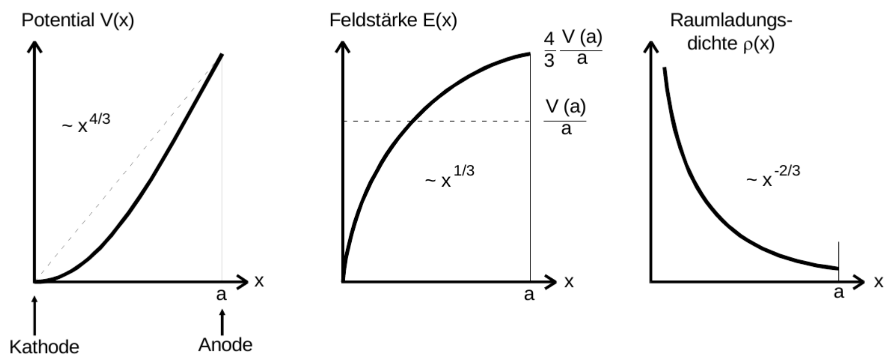



**Abbildung 4:** Graphische Darstellung der Abhängigkeiten von Potential $V$, Feldstärke $E$ und Raumladungsdichte $\rho$ vom Ort innerhalb des Raumladungsgebietes einer Hochvakuumdiode [1].

### 2.2.3 Anlaufstromgebiet einer Hochvakuumdiode

Im Gegensatz zur Theoriekurve nach Gleichung (3) tritt bei $V = 0$ ein von null verschiedener Anodenstrom auf. Dieser resultiert aus der Eigengeschwindigkeit der Elektronen bei Verlassen der Kathode. Nach der Fermi-Dirac-Statistik existieren für $T > 0\,\mathrm{K}$ endlich viele Elektronen mit einer Eigenenergie oberhalb der Austrittsarbeit. Daher erhalten diese Elektronen den Energieüberschuss $\Delta E = E - (\zeta + e_0\phi)$ als kinetische Energie. Sie können deshalb gegen ein geringes Gegenfeld anlaufen. Der daraus resultierende Strom wird als Anlaufstrom bezeichnet. Um diesen bestimmen zu können, müssen die Potentialverhältnisse von Kathode und Anode betrachtet werden. Da beide elektrisch leitend in Verbindung stehen, liegen die Fermi-Oberflächen auf einer Höhe. Durch diesen Prozess der Angleichung ergibt sich aufgrund der niedrigeren Austrittsarbeit der Kathode gegenüber der Anode ein positives Potential der Kathode. Dieses Potential wird als Kontaktpotential bezeichnet. Durch Anlegen eines zusätzlichen elektrischen Potentials $V$ ergibt sich das Potential der Anode aus der Addition von Kontakt- und elektrischen Potential zu $\phi_{\text{ges}} = e_0\phi_\text{A} + e_0 V$. Zu sehen sind die Beziehungen in Abbildung 5. Daraus folgt für Elektronen, die die Anode erreichen können, dass sie mindestens

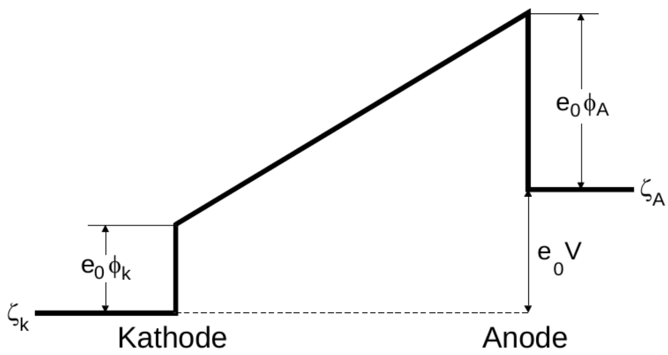



**Abbildung 5:** Darstellung der Potentialverhältnisse zwischen Kathode und Anode einer Hochvakuumdiode im Anlaufstromgebiet [1].

eine Energie von $e_0\phi_\text{A} + e_0 V$ besitzen müssen. Mit der exponentiellen Abhängigkeit der Anzahl der Leitungselektronen mit Energie zwischen $E + dE$ von $E$ ergibt sich für die Anlaufstromdichte

$$j(V) = j_0 \exp -\frac{e_0\phi_\text{A} + e_0 V}{kT} = C \exp -\frac{e_0 V}{kT}\,. \tag{4}$$

### 2.2.4 Kennlinie einer Hochvakuumdiode

Die Kennlinie einer Hochvakuumdiode stellt die Stromdichte $j$ oder analog den Anodenstrom $I_\text{A}$ in Abhängigkeit vom Potential $V$ dar. Diese lässt sich in die drei zuvor detaillierter beschriebenen Abschnitte Anlaufstrom-, Raumladungs- und Sättigungsstromgebiet unterteilen. Charakteristisch für das Anlaufstromgebiet ist dabei ein exponentieller Zusammenhang zwischen $I$ und $V$ im Bereich $V < 0$. Im Raumladungsgebiet gilt eine $\sqrt{V^3}$-Abhängigkeit, die nur bis zu einer bestimmten Höhe der Anodenspannung zutrifft.

Dies ist der Fall, da die Zahl der pro Zeiteinheit emittierten Elektronen nur von der Temperatur abhängt. Daran schließt sich das Sättigungsstromgebiet an, in dem der Anodenstrom asymptotisch einem Maximalwert zustrebt. Ein Beispiel für eine Kennlinie einer Hochvakuumdiode ist in Abbildung 6 dargestellt. Anhand der daraus ersichtlichen

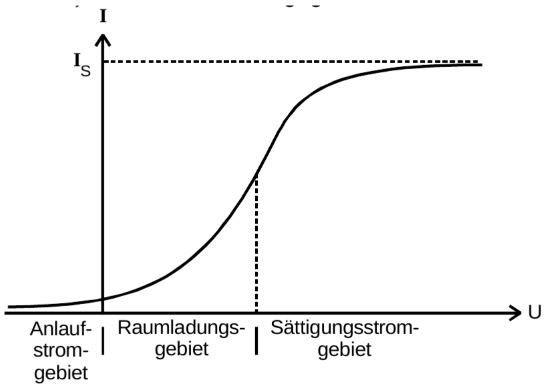



**Abbildung 6:** Beispiel der Kennlinie einer Hochvakuumdiode [1].

Daten lassen sich auch die Kathodentemperatur und die Austrittsarbeit bestimmen.

# 3 Durchführung

Zur Bestimmung der Austrittsarbeit des Metalls Wolfram sowie der Untersuchung des elektrischen Verhaltens einer Hochvakuumdiode wird diese in eine Schaltung gemäß Abbildung 7 integriert.

## 3.1 Aufnahme einer Kennlinienschar

Zunächst wird für fünf verschiedene Heizspannungen $U_\mathrm{H}$ zwischen 2 A und 2,4 A der Anodenstrom $I_\mathrm{A}$ in Abhängigkeit von der Anodenspannung $U_\mathrm{A}$ aufgenommen. Dazu werden nacheinander fünf verschiedene Heizströme mithilfe eines Konstantspannungsgeräts erzeugt. Dieser sowie die dazugehörige Heizspannung werden jeweils notiert. Anschließend wird für jede Heizspannung die Anodenspannung von 0 V an hochgeregelt und der entsprechende Anodenstrom abgelesen, bis eine Sättigung zu erkennen ist.

Um außerdem den Gültigkeitsbereich des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgebiets innerhalb der Kennlinien zu bestimmen, wird für einen maximal möglichen Heizstrom von 2,38 A die Anodenspannung im Bereich zwischen 0 und 30 V feinschrittiger erhöht, sodass mehr Messwerte für den Anodenstrom aufgenommen werden können.

## 3.2 Untersuchung des Anlaufstromgebiets

Zur Untersuchung des Anlaufstromgebiets wird die Schaltung wie in Abbildung 8 dargestellt angepasst. Dies ist notwendig, da die nun fließenden Ströme sehr klein sind und daher Störfaktoren so gut wie möglich ausgeschaltet und möglichst kurze Kabel verwendet

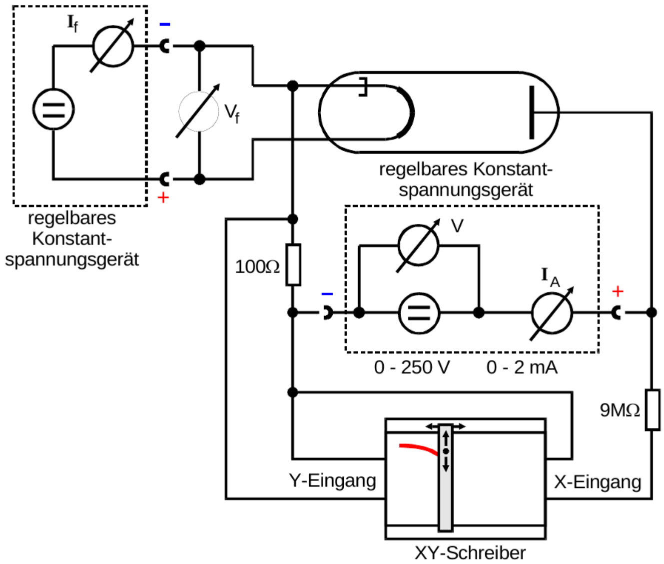



**Abbildung 7:** Zur Aufnahme der Kennlinien einer Hochvakuumdiode verwendete Schaltung [1].

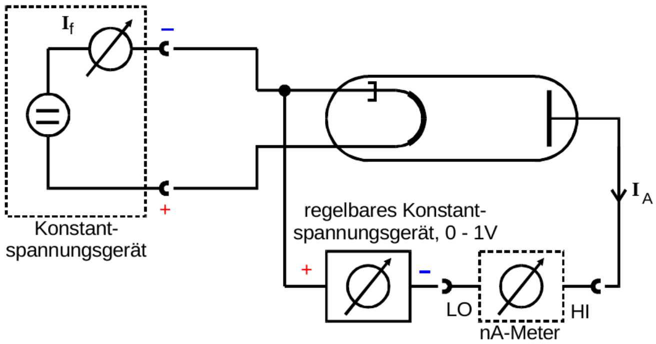



**Abbildung 8:** Zur Analyse des Anlaufstromgebiets modifizierte Schaltung mit Hochvakuumdiode [1].

werden müssen. Anschließend wird für einen Heizstrom von 2,38 A an der Anode eine Gegenspannung im Bereich von 0 bis 1 V angelegt und schrittweise hochgeregelt. Erneut wird der Anodenstrom am Nanoamperemeter abgelesen.

# 4 Auswertung

Die zum Versuch und zur Messreihe benötigten Daten [1] lauten

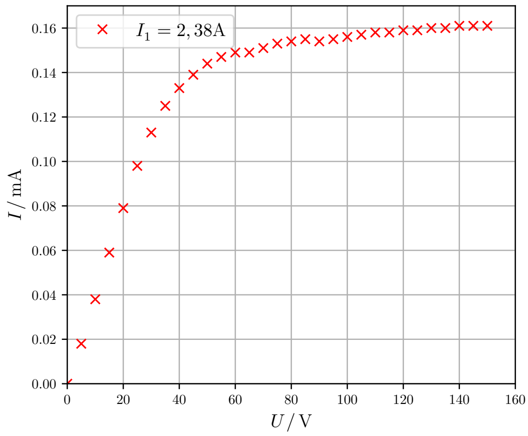
- Fläche der Diode $f = 0,35\ \text{cm}^2$
- Elementarladung $e = 1,602 \cdot 10^{-19}\ \text{C}$
- Boltzmann-Konstante $k_\text{B} = 1,380 \cdot 10^{-23}\ \text{J/K}$
- Boltzmannsche Strahlungskonstante $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12} \text{W}/(\text{cm}^3\,\text{K}^4)$
- Emissionsgrad der Oberfläche $\eta = 0,28$

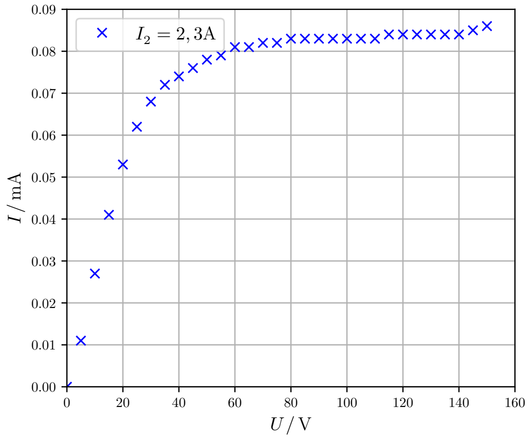
## 4.1 Bestimmung des Sättigungsstroms über die Kennlinien

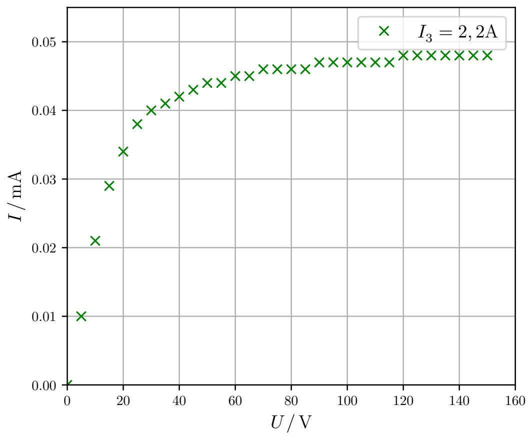
Mit Hilfe der aufgenommenen Messwerte, welche in Tabelle 1 abgelesen werden können, werden die Kennlinien in Abbildungen 9 erstellt.

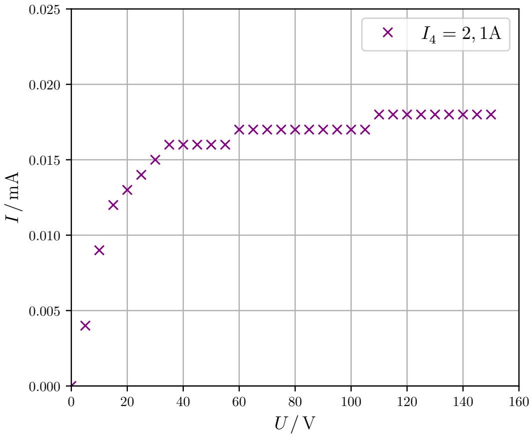
**Tabelle 1:** Aufgenommene Messwerte zur Bestimmung des Sättigungsstroms durch die Kennlinienscharen.

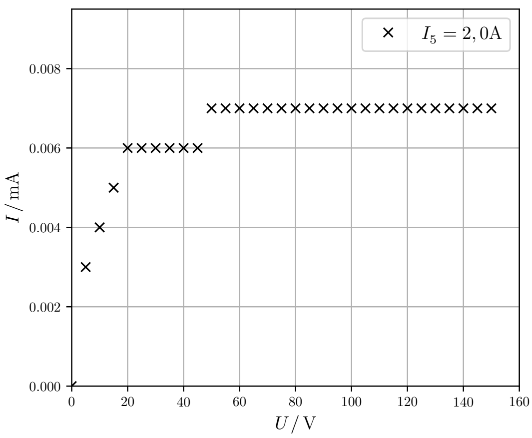
| Anodenstrom / mA | | | | | Anodenspannung |
|---|---|---|---|---|---|
| $I_1 = 2{,}38$ | $I_2 = 2{,}30$ | $I_3 = 2{,}20$ | $I_4 = 2{,}10$ | $I_5 = 2{,}00$ | $U$ / V |
| 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0 |
| 0,018 | 0,011 | 0,010 | 0,004 | 0,003 | 5 |
| 0,038 | 0,027 | 0,021 | 0,009 | 0,004 | 10 |
| 0,059 | 0,041 | 0,029 | 0,012 | 0,005 | 15 |
| 0,079 | 0,053 | 0,034 | 0,013 | 0,006 | 20 |
| 0,098 | 0,062 | 0,038 | 0,014 | 0,006 | 25 |
| 0,113 | 0,068 | 0,040 | 0,015 | 0,006 | 30 |
| 0,125 | 0,072 | 0,041 | 0,016 | 0,006 | 35 |
| 0,133 | 0,074 | 0,042 | 0,016 | 0,006 | 40 |
| 0,139 | 0,076 | 0,043 | 0,016 | 0,006 | 45 |
| 0,144 | 0,078 | 0,044 | 0,016 | 0,007 | 50 |
| 0,147 | 0,079 | 0,044 | 0,016 | 0,007 | 55 |
| 0,149 | 0,081 | 0,045 | 0,017 | 0,007 | 60 |
| 0,149 | 0,081 | 0,045 | 0,017 | 0,007 | 65 |
| 0,151 | 0,082 | 0,046 | 0,017 | 0,007 | 70 |
| 0,153 | 0,082 | 0,046 | 0,017 | 0,007 | 75 |
| 0,154 | 0,083 | 0,046 | 0,017 | 0,007 | 80 |
| 0,155 | 0,083 | 0,046 | 0,017 | 0,007 | 85 |
| 0,154 | 0,083 | 0,047 | 0,017 | 0,007 | 90 |
| 0,155 | 0,083 | 0,047 | 0,017 | 0,007 | 95 |
| 0,156 | 0,083 | 0,047 | 0,017 | 0,007 | 100 |
| 0,157 | 0,083 | 0,047 | 0,017 | 0,007 | 105 |
| 0,158 | 0,083 | 0,047 | 0,018 | 0,007 | 110 |
| 0,158 | 0,084 | 0,047 | 0,018 | 0,007 | 115 |
| 0,159 | 0,084 | 0,048 | 0,018 | 0,007 | 120 |
| 0,159 | 0,084 | 0,048 | 0,018 | 0,007 | 125 |
| 0,160 | 0,084 | 0,048 | 0,018 | 0,007 | 130 |
| 0,160 | 0,084 | 0,048 | 0,018 | 0,007 | 135 |
| 0,161 | 0,084 | 0,048 | 0,018 | 0,007 | 140 |
| 0,161 | 0,085 | 0,048 | 0,018 | 0,007 | 145 |
| 0,161 | 0,086 | 0,048 | 0,018 | 0,007 | 150 |


$I_1 = 2,38$A
$I$ / mA
$U$ / V


$I_2 = 2,3$A
$I$ / mA
$U$ / V


$I_3 = 2,2$A
$I$ / mA
$U$ / V


$I_4 = 2,1$A
$I$ / mA
$U$ / V


$I_5 = 2,0$A
$I$ / mA
$U$ / V

Der Sättigungsstrom $I_s$ wird näherungsweise aus den jeweiligen Abbildungen entnommen. Dies entspricht ungefähr dem Maximum der Sättigungskurve und ergibt

$$
\begin{aligned}
I_{s_1} &= 0,158 \text{ mA} \\
I_{s_2} &= 0,084 \text{ mA} \\
I_{s_3} &= 0,047 \text{ mA} \\
I_{s_4} &= 0,018 \text{ mA} \\
I_{s_5} &= 0,007 \text{ mA}
\end{aligned}
$$

## 4.2 Gültigkeit des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetzes

Ergänzend zur Theorie (Abschnitt 2.2.4) wird in der Abbildung 10 durch eine lineare Ausgleichsfunktion zwischen 0 V bis 17,5 V der Raumladungsbereich dargestellt. Die lineare Ausgleichsfunktion hat die Form

$$\log \frac{I}{I_0} = m \cdot \log \frac{U}{\mathrm{V}} + b\,.$$

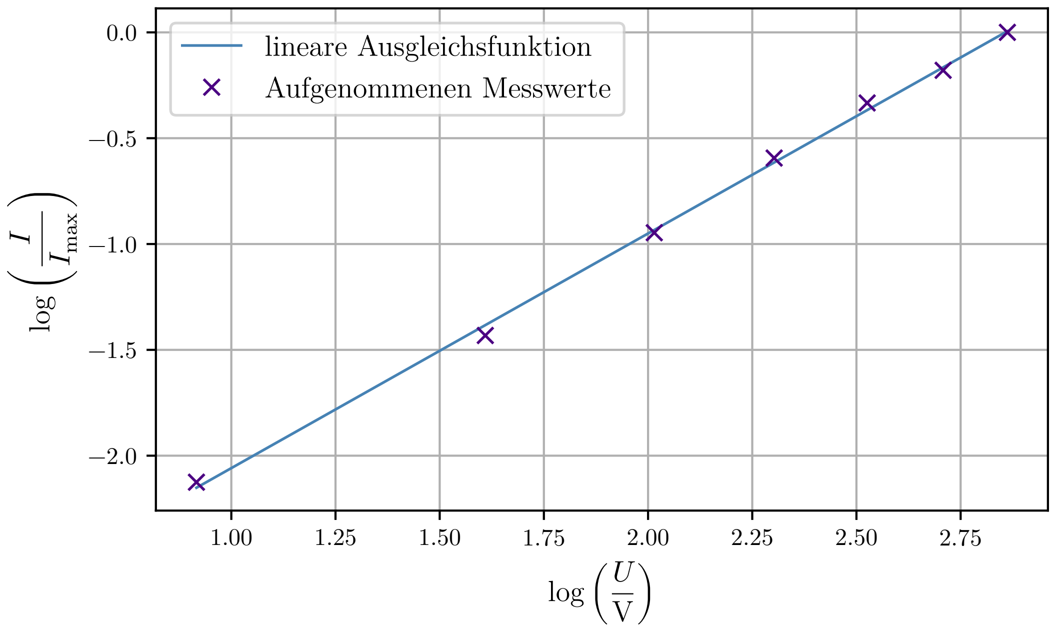



**Abbildung 10:** Lineare Darstellung der logarithmierten Stromstärke $I$ gegen die angelegte logarithmierte Spannung $U$.

Die Werte der lineare Ausgleichsfunktion werden mit `python 3.7.1` erstellt und liefern für die Steigung $m$ und den Ordinaten-Abschnitt $b$

$$m = \phantom{-}(1,1085 \pm 0,0189)$$
$$b = \text{-}(3,1672 \pm 0,0423)\ .$$

## 4.3 Bestimmung der Temperatur der Wolframkathode

Zur Bestimmung der Temperatur wird die Gleichung (4) genutzt, und nach der Temperatur $T$ umgestellt. Somit folgt

$$T = \frac{e}{m \cdot k_\mathrm{B}}\ .$$

Hierbei ist $m$ die in der Abbildung 11 bestimmte Steigung. Es muss jedoch beachtet werden, dass das Amperemeter einen Innenwiderstand $R_\mathrm{i} = 1\ \mathrm{M\Omega}$ besitzt. So ergibt sich für die korrigierte Spannung eine Gleichung von

$$U_\mathrm{Korr} = U - R_\mathrm{i} \cdot I$$

In der Abbildung 11 wird die Stromstärke logarithmisch aufgetragen und als Funktion der Spannung $U_\mathrm{Korr}$ dargestellt. So kann nun die Steigung $m$ und der Ordinatenabschnitt $b$ mit `python 3.7.1` berechnet werden. Durch die Ausgleichsfunktion der Form

$$f(\mathrm{U_{Korr}}) = \log \frac{I}{\mathrm{mA}}$$

folgt für die Parameter

$$m = (\text{-}6,881 \pm 0,191)\ 1/\mathrm{nV}$$
$$b = (\ \ 1,152 \pm 0,119)\ .$$

So ergibt sich eine Temperatur $T$ von

$$T = (1686,142 \pm 46,964)\,\mathrm{K}\,.$$

Der Fehler wird mittels `python 3.7.1` berechnet. Die Temperatur der Kathode kann aber auch durch die Leistungsbilanz des Heizstromdrahtes abgeschätzt werden. Dazu wird die Leistung

$$N_\mathrm{zu} = U_\mathrm{H} \cdot I_\mathrm{H}$$

bestimmt. Um die Leistung der Strahlung anhand des Stefan-Boltzmann Gesetzes zu berechnen, wird

$$N_\mathrm{Str} = A\sigma\eta T^4$$

genutzt, wobei die Konstanten aus dem Anfang des Kapitels 4 zu entnehmen sind. Die Wärmeleistung der Apparatur $N_\mathrm{WL}$ wird zu einem Watt abgeschätzt. Die Temperatur $T$ berechnet sich demnach aus der Formel

$$T = \sqrt[4]{\frac{I_\mathrm{f} U_\mathrm{f} - N_\mathrm{WL}}{f\eta\sigma}}$$

und die ermittelten Werte sind in der Tabelle 2 aufgeführt.

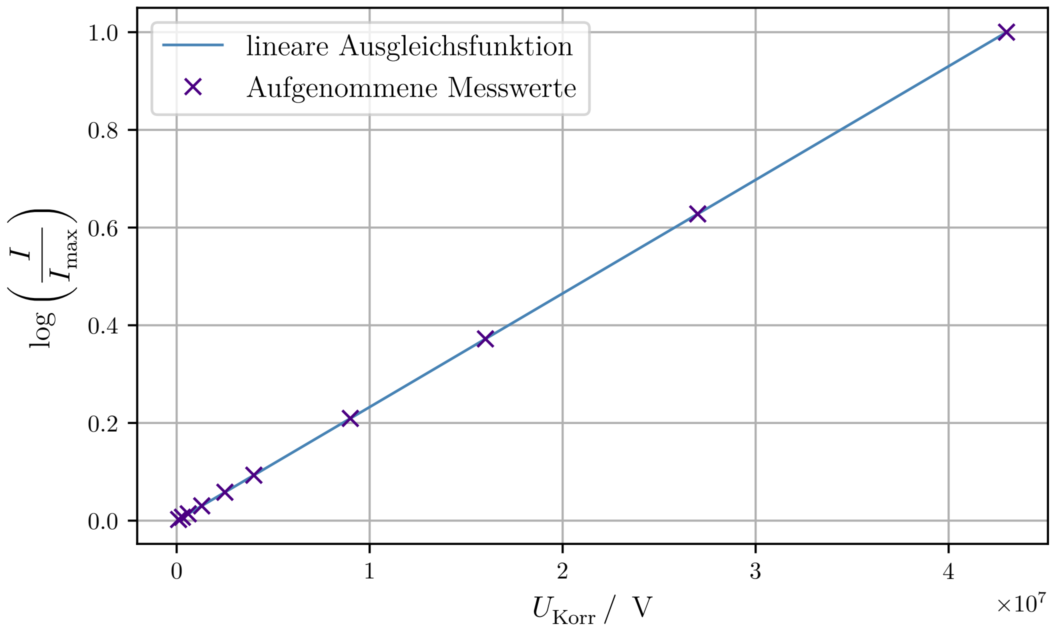



**Abbildung 11:** Logarithmische Darstellung der Division des Anlaufsstroms $I$ durch den Maximalstrom $I_{\text{max}}$ gegen die korrigierte Spannung $U_{\text{Korr}}$.

**Tabelle 2:** Die ermittelten Temperaturen $T$ mit Hilfe des Heizstromkreises.

| Heizstrom $I_t$ / mA | Heizspannung $U_t$/ V | Temperatur $T$ / K |
|---|---|---|
| 2,00 | 3,1 | 1746,73 |
| 2,10 | 3,2 | 1788,84 |
| 2,20 | 3,7 | 1890,81 |
| 2,30 | 3,9 | 1943,52 |
| 2,38 | 4,0 | 1976,21 |

## 4.4 Berechnung der Austrittsarbeit

Um die Austrittsarbeit zu berechnen, wird die Gleichung (2) verwendet und nach dem Potential $\phi$ umgestellt. Es ergibt sich

$$\phi = -\ln\left(\frac{I_\mathrm{S} h^3}{4\pi e_0 m_0 k_\mathrm{B}^2 T}\right) \cdot \frac{k_\mathrm{B} T}{e_0}.$$

Mit der Austrittsarbeit $W_\mathrm{A} = e_0 \cdot \phi$ wird die Gleichung umgeformt zu

$$W_\mathrm{A} = -\ln\left(\frac{I_\mathrm{S} h^3}{4\pi e_0 m_0 k_\mathrm{B}^2 T^2} k_\mathrm{B} T\right).$$

So lässt sich zu jeder in Tabelle 2 aufgeführter Temperatur eine Austrittsarbeit bestimmen. Diese sind in der Tabelle 3 aufgeführt.

**Tabelle 3:** Die ermittelten Austrittsarbeiten $W_\mathrm{A}$ mit Hilfe des Sättigungsstroms $I_\mathrm{s}$ und der ermittelten Temperaturen $T$.

| Sättigungsstrom $I_\mathrm{s}$ / nA | Temperatur $T$ / K | Austrittsarbeit $W_\mathrm{A}$ / eV |
|---|---|---|
| 0,158 | 1746,73 | 5,67 |
| 0,084 | 1788,84 | 5,91 |
| 0,047 | 1890,81 | 6,36 |
| 0,018 | 1943,52 | 6,71 |
| 0,007 | 1976,21 | 6,99 |

Mit Hilfe von `python 3.7.1` und dem Paket `uncertainties` ergibt sich für die Austrittsarbeit $W_\mathrm{A}$ ein Mittelwert und eine Standardabweichung von

$$W_\mathrm{mittel} = (6,335 \pm 0,487)\ \mathrm{eV}\ .$$

# 5 Diskussion

Die Abweichungen vom Theoriewert berechnen sich aus

$$\Delta x = \frac{x_\mathrm{exp}}{x_\mathrm{theo}} - 1$$

Die Kennlinien in 4.1 zeigen prinzipiell gute Verläufe. Lediglich die Abbildung zu einem Heizstrom von $I = 2{,}0$ A zeigt eine sehr schnell erreichte Sättigung,was den Verlauf im Gesamtbild ziemlich uninteressant wirken lässt. Die Abweichung des Exponenten $I \propto U^{1{,}109}$ liegt aufgrund der charakteristischen Verläufe auch relativ nahe am Literaturwert von $I \propto U^{1{,}5}$. Die Abweichung beträgt 27,0 % .

Der Literaturwert für die Temperatur und Austrittsarbeit einer Wolframkathode ist in Tabelle 4 abgebildet.

**Tabelle 4:** Abweichungen vom ermittelten Temperatur- und Austrittsarbeitswert zum Theoriewert [2, S. 10] .

| Temperatur $T_{\text{exp}}$ / K | Temperatur $T_{\text{theo}}$ / K | Abweichung % |
|---|---|---|
| $1686{,}142 \pm 46{,}964$ | 2600 | 35,15 |
| Austrittsarbeit $W_{\text{A,exp}}$ / eV | Austrittsarbeit $W_{\text{A,theo}}$ / eV | Abweichung % |
| $6{,}335 \pm 0{,}487$ | 4,53 | 39,85 |

Es lässt sich sagen, dass die Messreihe eine relativ kleine Abweichung zeigt. Trotz geringer Erwartung ist die erste ermittelte Temperatur nicht deutlich kleiner als die zweite ermittelte Temperatur. Bei der ersten Temperatur war eine geringere Heizstromstärke und Heizspannung als bei der Kennlinnienmessung. Gründe für die unterschiedlichen Werte können Fehler bei Angabe der Fläche von der Diode sein, oder der Emissiongrad der Oberfläche. Es lässt sich also sagen, dass größtenteils systematische Fehler vorliegen. Eine falsche Verkabelung kann schnell für die Verfälschung einer Anlaufkurve führen. Dadurch, dass die auftrettenden Ströme in einer sehr kleinen Größenordnung von Nanometern liegen, ist es sehr wichtig, den Übergangswiderstand in den Kabeln zu verringern.

Durch die Ergebnisse lässt sich jedoch sagen, dass eine erfolgreiche Messreihe stattgefunden hat.

## Literatur

[1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zum Versuch V504*. 27. Mai 2019. URL: `http://129.217.224.2/HOMEPAGE/MEDPHYS/BACHELOR/AP/SKRIPT/V504.pdf`.

[2] TU Lectures. *Kapitel 4, Elektronen und Ionenquellen*. 27. Mai 2019. URL: `https://tulectures.web.cern.ch/TULECTURES/Folien/04_Elektronen%20und%20Ionenquellen_MB.pdf`.