

VERSUCH NUMMER 504

Thermische Elektronenemission

Tim Alexewicz
tim.alexewicz@udo.edu

Sadiah Azeem
sadiah.azeem@udo.edu

Durchführung: 26.04.2022

Abgabe: 03.05.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Austrittsarbeit	3
2.2 Richardson-Gleichung	3
2.3 Langmuir-Schottkysche Raumladungsgleichung	3
2.4 Hochvakuumdiode	4
2.5 Anlaufstromgebiet	5
3 Aufbau und Durchführung	5
4 Auswertung	7
4.1 Kennlinienschar einer Hochvakuumdiode	7
4.2 Gültigkeitsbereich des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetzes . .	7
4.3 Anlaufstromgebiet der Kathode	8
4.4 Kathodentemperatur T und Austrittsarbeit für Wolfram	9
5 Diskussion	10
Literatur	10

1 Zielsetzung

Ziel des Versuches ist die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der thermischen Elektronenemission und die Bestimmung der materialspezifischen Austrittsarbeit von Wolfram.

2 Theorie

2.1 Austrittsarbeit

In der Gitterstruktur eines Metalls sind die Elektronen nicht an einzelne Atome gebunden. Daher können die Potentiale inner- und außerhalb als konstant angenommen werden. Das innen liegende Potential ist geringer als das äußere.

Um das Metall zu verlassen muss also eine bestimmte Energie aufgewendet werden.

Diese wird als Austrittsarbeit bezeichnet und durch $W_A = e_0\phi$ berechnet. Hier ist $\phi = \Phi_A - \Phi_I$ die Differenz zwischen innerem und äußeren Potential und e_0 die Elementarladung.

2.2 Richardson-Gleichung

Die Sättigungsstromdichte beschreibt die Anzahl der Elektronen, die das Metall je Zeit- und Flächeneinheit verlassen.

Die Abhängigkeit der Sättigungsstromdichte $j_S(T)$ von der Temperatur wird durch die Richardsongleichung

$$j_S(T) = 4\pi \frac{e_0 m_0 k^2}{h^3} T^2 \exp\left(\frac{-e_0\phi}{kT}\right), \quad (1)$$

mit der aus der Temperatur T sowie den Konstanten e_0 (Elementarladung), m_0 (Elektronenruhemasse), k (Boltzmann-Konstante) und h (Planksches Wirkungsquantum) beschrieben.

2.3 Langmuir-Schottkysche Raumladungsgleichung

Der Anodenstrom der Diode ist abhängig von der Anodenspannung.

Bei zu geringer Anodenspannung werden nicht alle Elektronen ausreichend beschleunigt, um die Anode zu erreichen. Daher ist der Anodenstrom ab einem Schwellwert unabhängig von der angelegten Spannung.

Damit ist das Ohmsche Gesetz für Dioden ungültig.

Stattdessen wird eine neue Gesetzmäßigkeit aus der Kontinuitätsbedingung

$$j = -\rho v$$

hergeleitet. Hier ist j die Stromdichte, v die Strömungsgeschwindigkeit und ρ die Ladungsdichte.

Zusammen mit der Poissongleichung

$$\Delta V = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho$$

mit Potential V und elektrischer Konstante ϵ_0 und der Energieerhaltung $E_{pot} = E_{kin}$ wird das Potential

$$U(x) = \left(\sqrt{\frac{j}{4\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}}} x \right)^{\frac{4}{3}}.$$

bestimmt. Hier ist x die Ortskoordinate.

Es folgt für die Stromdichte das Langmuir-Schottkysche Raumladungsgesetz

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

2.4 Hochvakuumdiode

Die Messung wird mit der Hochvakuumdiode durchgeführt. Das Vakuum ist notwendig, da die Elektronen sonst mit den Luftmolekülen wechselwirken würden.

Im Gerät wird ein Draht, in diesem Fall aus Wolfram, durch einen Strom erhitzt. Die dort emittierten Elektronen werden durch die angelegte Saugspannung in Richtung der Anode beschleunigt, an der der Anodenstrom gemessen wird. Ein schematischer Aufbau der beschriebenen Apparatur ist in Abbildung 1 zu sehen.

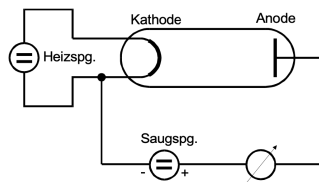


Abbildung 1: Schematische Darstellung einer Hochvakuumdiode.[1]

Der Zusammenhang zwischen Anodenstrom und Saugspannung kann wie in Abbildung 2 graphisch durch die sogenannte Kennlinie dargestellt werden.

Die Kennlinie kann in drei Abschnitte unterteilt werden. Das Anlaufstromgebiet der Kennlinie wird im nächsten Abschnitt genauer untersucht.

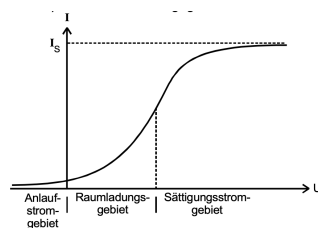


Abbildung 2: Kennlinie einer Hochvakuumdiode.[1]

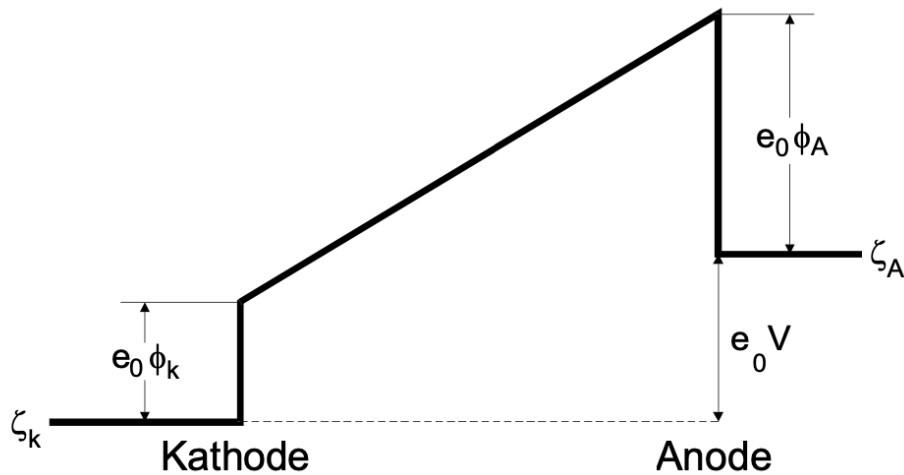


Abbildung 3: Diagramm der Potentialverhältnisse der Diode im Bereich des Anlaufstromgebietes.[1]

2.5 Anlaufstromgebiet

Theoretisch sollte nach Gleichung 2 ohne angelegte Spannung auch kein Anodenstrom zu messen sein.

Im Experiment zeigt sich jedoch der sogenannte Anlaufstrom. Er wird durch Elektronen erzeugt, deren Energie die Austrittsenergie übersteigt.

Um die Anode zu erreichen, muss die Energie mindestens $E \geq e_0(\phi + U)$ betragen. Mit Abbildung 3 lässt sich die Anlaufstromstärke

$$j(\Phi_A) = j_0 \cdot e^{-\frac{e_0(\phi_A + U)}{kT}} \propto e^{-\frac{e_0 U}{kT}} \quad (3)$$

herleiten.

3 Aufbau und Durchführung

Im ersten Teil der Messung wird zwecks Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des Sättigungsstroms bei fünf verschiedene Heizleistungen jeweils die Diodenspannung kleinschrittig erhöht und die Stromstärke der emittierten Elektronen abgelesen.

Es wird die Schaltung in Abbildung 4 verwendet.

Im zweiten Teil, zur Untersuchung der Anlaufstromkurve wird die folgende Schaltung verwendet.

Es wird bei maximaler Heizleistung die Anodenspannung kleinschrittig erhöht und der Anodenstrom notiert.

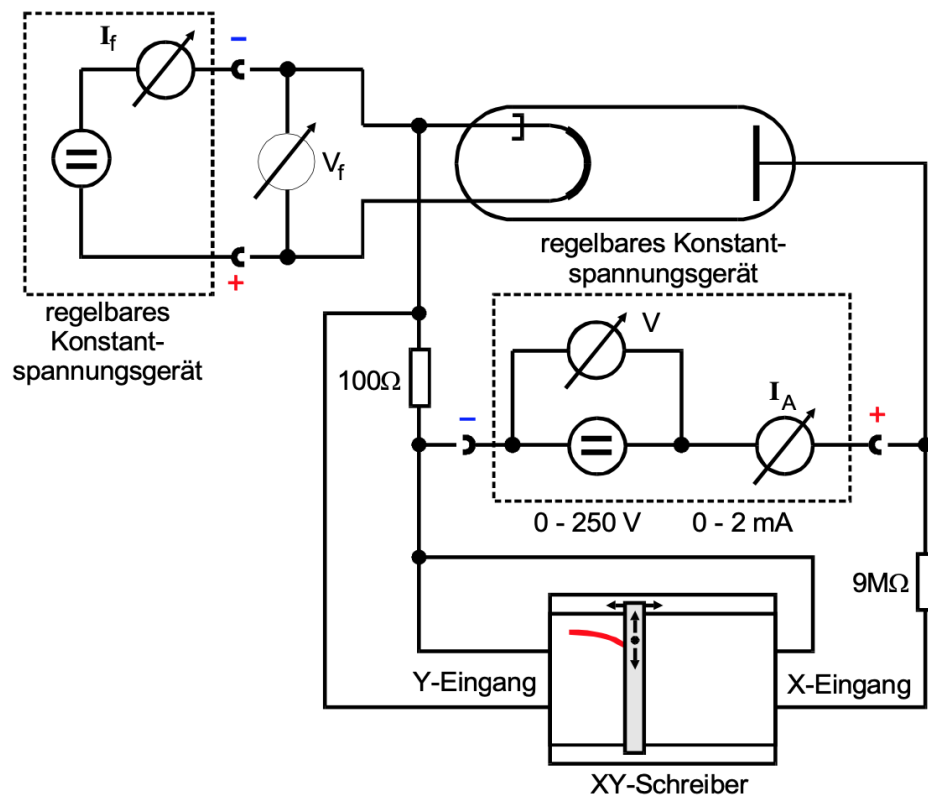


Abbildung 4: Ersatzschaltbild des Aufbaus zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit.[1]

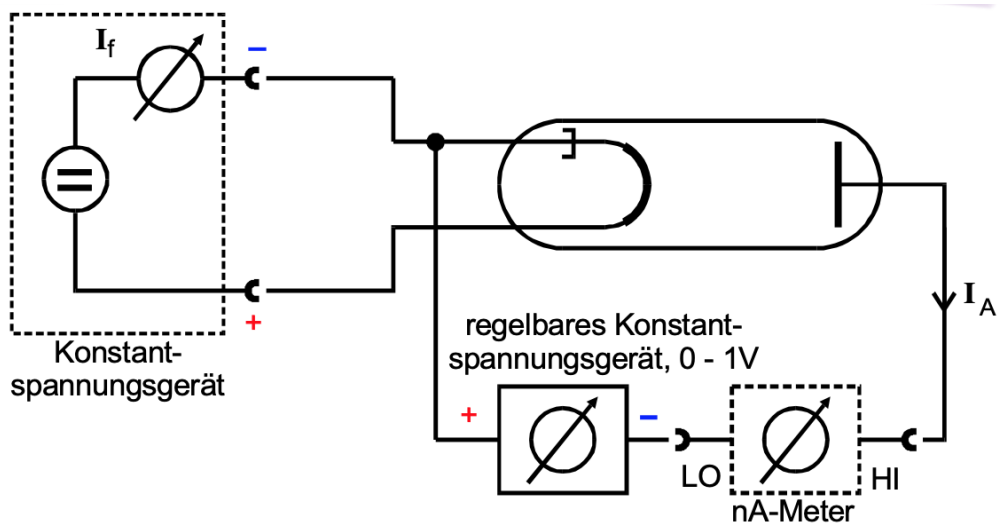


Abbildung 5: Ersatzschaltbild des Aufbaus zur Untersuchung der Anlaufstromkurve.[1]

4 Auswertung

4.1 Kennlinienschar einer Hochvakuumdiode

Es wurde von $I_1 = 1.9 \text{ A}$ bis $I_5 = 2.3 \text{ A}$ in $\Delta I = 0.1 \text{ A}$ Schritten gemessen. Die Kennlinien sind in Abbildung 6 aufgetragen.

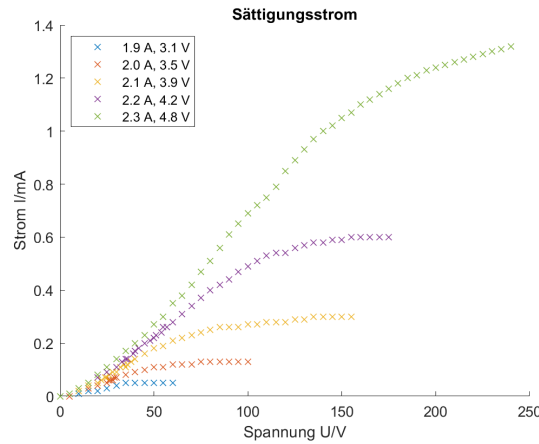


Abbildung 6: Sättigungsstrom I gegen Saugspannung bei voreingestelltem Heizstrom.

Aus Abbildung 6 lassen sich die Sättigungsströme aus Tabelle 1 ablesen.

Tabelle 1: Sättigungsströme I_s zu den Heizspannungen U_H

U_H/A	I_s/mA
1.9	0.05
2.0	0.13
2.1	0.30
2.2	0.60
2.3	-

4.2 Gültigkeitsbereich des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetzes

Da nur bis zu einem Heizstrom von $I = 2.3 \text{ A}$ gemessen wurde, wird auch nur für diesen Strom der Gültigkeitsbereich ermittelt. Dazu wird der Strom gegen die Spannung auf

$$I = a \cdot V^b$$

gefittet. Mit MATLAB ergeben sich die Werte

$$a = (0.001526 \pm 0.000228) \frac{\text{W}}{\text{V}^2 \cdot \text{m}^2} \text{ und}$$

$$b = (1.325 \pm 0.033)$$

für die Parameter, wenn $U = 110 \text{ V}$ als obere Grenze gewählt wird. Alle Spannungen unter $U = 110 \text{ V}$ ergeben keine signifikante Änderung für b .

4.3 Anlaufstromgebiet der Kathode

Bei dem Anlaufstrom ist zu beachten, dass das Nanoamperemeter einen Innenwiderstand von $R = 1 \text{ M}\Omega$ besitzt, sodass die Spannung von U auf

$$U_A = U + R \cdot I$$

korrigiert werden muss. Dadurch ergeben sich die korrigierten Spannungen U_A aus Tabelle 2.

Tabelle 2: Ausgangsspannungen und -ströme und die korrigierte Spannung

U/V	I/nA	U_A /V	U/V	I/nA	U_A /V
0.05	700	0.75	0.55	75	0.625
0.10	500	0.60	0.60	60	0.66
0.15	400	0.55	0.65	49	0.699
0.20	250	0.45	0.70	38	0.738
0.25	310	0.56	0.75	31	0.781
0.30	240	0.54	0.80	26	0.826
0.35	180	0.53	0.85	21	0.871
0.40	140	0.49	0.90	17	0.917
0.45	100	0.55	0.95	14	0.964
0.50	75	0.575	-	-	-

Dann lässt sich aus (1) die Formel

$$\ln(I) = a \cdot U + b$$

für den Fit bestimmen, der im Graph aus Abbildung 7 abgebildet wurde. Mit MATLAB ergeben sich für die Parameter

$$a = -\frac{e}{k_B \cdot T} = (-5.9 \pm 2.73) \frac{1}{\text{V}} \text{ und}$$

$$b = (8.447 \pm 1.865) \text{ A},$$

für den Fit.

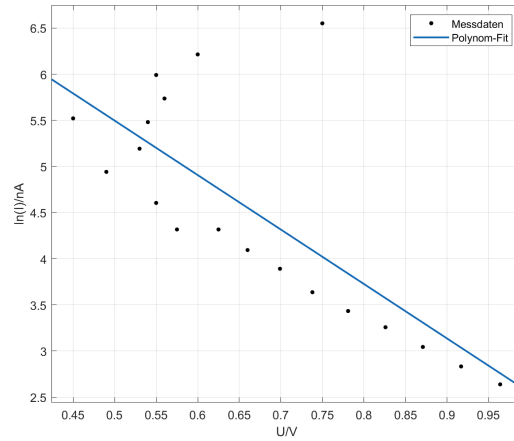


Abbildung 7: Fit für den logarithmierten Strom

Durch Umstellen ergibt sich die Kathodentemperatur

$$T = -\frac{e}{k_B \cdot a} = 1967.58 \text{ K}$$

für den Anlaufstrom.

4.4 Kathodentemperatur T und Austrittsarbeit für Wolfram

Die Kathodentemperatur T kann aus der Leistungsbilanz des Heizstromfadens ermittelt werden. Aus dem Energiesatz

$$P_{Zu} = P_{Str} + P_{WL}$$

mit der zugeführten Leistung $P_{Zu} = U_H \cdot I_H$, der Strahlungsleistung $P_{Str} = f\eta\sigma T^4$ und der Wärmeleitung $P_{WL} = 1 \text{ W}$, dem Emissionsgrad $\eta = 0.28$ der Oberfläche, der Strahlungskonstante $\sigma = 5.7 \cdot 10^{-12} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2\text{K}^4}$ und der emittierenden Kathodenoberfläche $f = 0.35\text{cm}^2$ kann die Temperatur

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

ermittelt werden. Durch Einsetzen der Heizströme und -Spannungen ergeben sich die Temperaturen in Tabelle 3.

Tabelle 3: Temperaturen zu den Heizströmen und -spannungen.

U_H/V	I_H/A	T/K
3.1	1.9	1720.09
3.5	2.0	1810.35
3.9	2.1	1894.12
4.2	2.2	1959.78
4.8	2.3	2059.01

Wird jetzt die Richardson-Gleichung nach $e\phi$ umgestellt, ergibt sich

$$e\phi = -k_B T \ln\left(\frac{I_s h^3}{4\pi f e m_e k_B^2 T^2}\right)$$

die Austrittsarbeit, mit $f = 35 \text{ nm}^2$. Für die vier ermittelten Sättigungsströme und Temperaturen wurden die Austrittsarbeiten

$$\begin{aligned} e\phi_1 &= 3.548 \text{ eV}, \\ e\phi_2 &= 3.601 \text{ eV}, \\ e\phi_3 &= 3.646 \text{ eV und} \\ e\phi_4 &= 3.667 \text{ eV} \end{aligned}$$

berechnet. Im Mittel ergibt sich

$$\bar{e\phi} = (3.616 \pm 0.026) \text{ eV}$$

für die Austrittsarbeit.

5 Diskussion

Der Vergleich des theoretischen und experimentellen Exponenten des Langmuir-Schottkyschen-Gesetzes ergibt eine Abweichung von

$$\left| \frac{1.5 - 1.325}{1.325} \right| = 13.2 \text{ \%,}$$

die relativ gering ist und dadurch erklärt werden kann, dass für die Berechnung des Wertes, die Funktion auf eine Exponentialfunktion gefittet wurde, die in Relation zum Strom und nicht zur Stromdichte steht.

Das Ausrechnen der Kathodentemperatur ist durch den direkten Weg in Unterabschnitt 4.4 theoretisch genauer als durch den Fit in Unterabschnitt 4.3. Allerdings wäre da eine direkte Temperaturmessung an der Kathode notwendig, um das verifizieren zu können. Der Literaturwert der Austrittsarbeit von Wolfram liegt bei $W_A = 4.54 \text{ eV}$. Der Vergleich mit dem experimentellen Wert ergibt eine Abweichung von

$$\left| \frac{4.54 - 3.616}{3.616} \right| = 25.6 \text{ \%,}$$

die sich durch Ableseungenauigkeit und der Anfälligkeit der Messapparatur durch Stöße erklären lässt. Zusätzlich lässt sich beim Anlaufstrom das menschliche Magnetfeld als Fehlerquelle ermitteln, da das Nanoamperemeter auf kleinste Veränderung dessen reagiert.

Literatur

[1] *Thermische Elektronenemission*. TU Dortmund, Fakultät Physik.