V504 - Thermische Elektronenemission

Jan Herdieckerhoff
jan.herdieckerhoff@tu-dortmund.de

Karina Overhoff
karina.overhoff@tu-dortmund.de

Durchführung: 23.04.2019, Abgabe: 30.04.2019

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Ziel

Das Ziel dieses Versuchs ist es, aus einer Metalloberfläche (Wolfram) durch Erwärmung freie Elektronen zu erzeugen und daraus die Temperaturabhängigkeit dieses Vorgangs sowie die Austrittsarbeit für Wolfram zu bestimmen.
Es soll außerdem die Hochvakuumdiode behandelt werden, indem die Kennlinien dieser Diode untersucht werden.

2 Theorie

2.1 Austrittsarbeit und die Energieverteilung der Leitungselektronen

Atome sind in Metallen auf ihren Kristallgitterplätzen ausnahmslos ionisiert. Es gibt dabei freie Elektronen außerhalb der periodischen Gitter. Diese werden als Leitungselektronen bezeichnet. Das Gitterpotential kann in grober Näherung als konstant betrachtet werden. Das Metallinnere hat ein positives Potential, das vom Außenbereich um einen Betrag ϕ verschieden ist. Man kann dies wie in Abb. 1 als Potentialtopf darstellen. Wenn ein Elektron diesen Topf verlassen möchte, muss es gegen das Potential ζ anlaufen können. Es muss also die Austrittsarbeit $e_0\zeta$ aufbringen können.
Aus der Quantentheorie ergibt sich, dass bei Zimmertemperatur die Fermische Grenzenergie ζ für alle Metalle größer ist als kT. Wie in Abb. 2 zu erkennen, muss ein Elektron mindestens die Energie $\zeta + e_0\Phi$ erbringen, um sich von der Metalloberfläche zu lösen.
Als Näherung gilt

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

für die Wahrscheinlichkeitsverteilung, dass ein Elektron die Oberfläche verlässt.

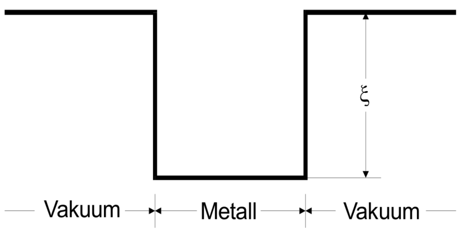

Abbildung 1: Potentialtopf-Modell eines Metalls. [1]

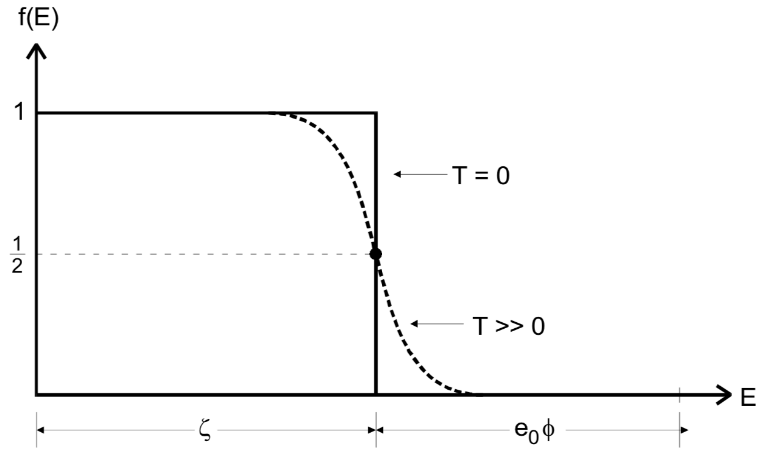

Abbildung 2: Verlauf der Fermi-Diracschen Verteilungsfunktion. [1]

2.2 Berechnung der Sättigungsstromdichte bei der thermischen Elektronenemission

Die Sättigungsstromdichte ist die Zahl der Elektronen, die pro Zeit- und Flächeneinheit aus der Metalloberfläche austreten. Diese ist abhängig von der Temperatur. Mittels einiger Umformungen und Zusammenhänge aus der Quantenmechanik ergibt sich die Richardson-Gleichung für die gesuchte Stromdichte $j_\mathrm{S}(T)$

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

Dabei ist e_0 die Ladung des Elektrons und m_0 seine Masse. Das Plankscher Wirkungsquantum wird mit h abgekürzt, k ist die Boltzmann-Konstante und Φ ein Potential.

2.3 Hochvakuum-Diode

Die Messung des Sättigungsstroms einer emittierneden Metalloberfläche muss im Hochakuum durchgeführt werden, damit die freien Elektronen nicht mit Luftmolekülen in Wechselwirkungen treten. Der grundsätzliche Aufbau einer Hochvakuum-Diode ist in Abb. 3 zu erkennen. Dabei wird eine Heizspannung an die Kathode angelegt. Dadurch lösen sich Elektronen und bewegen sich in Richtung der Anode. An der Anode ist eine Saugspannung angeschlossen, um das Gegenfeld zu verringern. Ist dieses zu groß, kommen die Elektronen nicht bei der Anode an.

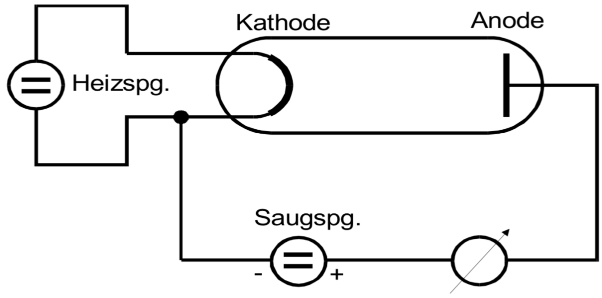

Abbildung 3: Schaltung einer Hochvakuumdiode. [1]

2.4 Die Langmuir-Schottkysche Raumladungsgleichung

Der Anodenstrom hängt neben der Kathodentemperatur auch noch von der Anodenspannung ab. Außerdem ist die Geschwindigkeit der Elektronen nicht konstant. Es handelt sich stattdessen um eine beschleunigte Bewegung. Auch die Raumladungsdichte ρ ist eine Funktion des Ortes und nimmt zur Anode hin ab. Dies gilt, da die Geschwindigkeit zunimmt und die Stromdichte j konstant ist. Nach einigen Umformungen und einer Integration lässt sich aus der Potentialgleichung herleiten, dass der Zusammenhang zwischen der Stromdichte j und der Anodenspannung V sich zu

$$j = \frac{4}{9}\epsilon_0\sqrt{2\frac{e_0}{m_0}}\frac{V^{\frac{3}{2}}}{a^2} \tag{3}$$

ergibt. Diese Gleichung wird auch Langmuir-Schottkysches Raumladungsgesetz genannt. Der Gültigkeitsbereich ist das Raumladungsgebiet wie in Abb. 4 dargestellt.

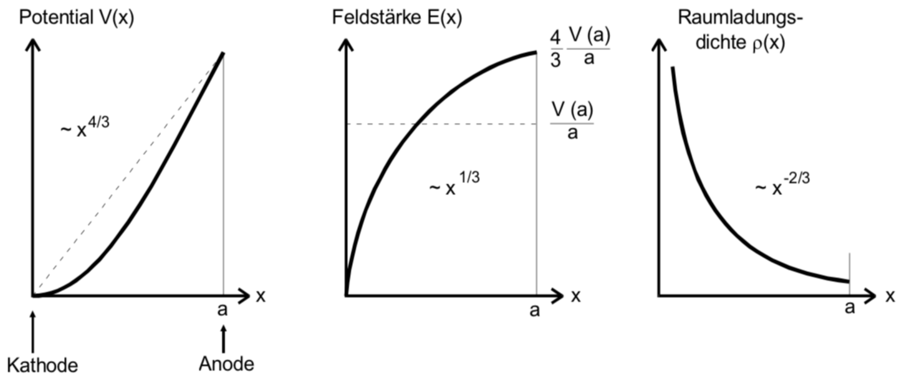

Abbildung 4: Potential, Feldstärke und Raumladungsdichte im Raumladungsgebiet einer Hochvakuumdiode. [1]

2.5 Anlaufstromgebiet einer Hochvakuumdiode

Es wird bei $V = 0$ noch ein geriner Anodenstrom gemessen, obwohl zu erwarten wäre, dass $j = 0$ gilt. Dieser entsteht durch die Eigengeschwindigkeit der Elektronen. Bei $T > 0$

gibt es viele Elektronen, deren Energie größer als die Austrittsarbeit ist. Diese Differenz wird als kinetische Energie umgesetzt. Damit sind sie in der Lage gegen ein geringes Gegenfeld zu laufen - daher der Name Anlaufstrom. Die Energieverhältnisse sind in Abb. **??** dargestellt. Dabei ist wichtig, dass das Anodenmaterial auch eine Austrittsarbeit besitzt. Durch die leitende Verbindung zwischen Anode und Kathode werden die Fermi-Oberflächen auf eine Höhe gebracht.Durch das äußere Potential V verschieben sie sich um $e_0 V$.

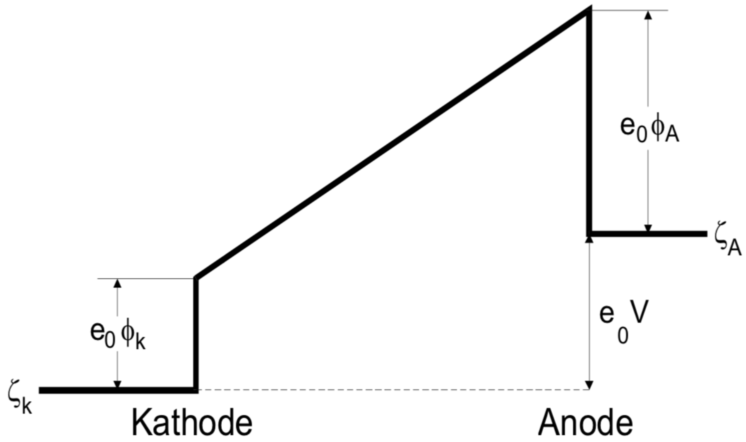

Abbildung 5: Energieverhältnisse in der Hochvakuumdiode im Anlaufstromgebiet. [1]

2.6 Kennlinie der Hochvakuumdiode

Die Kennlinie wird als der Zusammenhang zwischen Anodenstrom I_A und dem angelegten Potential bezeichnet. Sie lässt sich in Anlaufstrom-, Raumladungs- und Sättigungsstromgebiet gliedern. Diese Abschnitte sind in Abb. 6 zu erkennen. Aus der Kennlinie lassen sich Kathodentemperatur und die Austrittsarbeit der Kathode ermitteln.

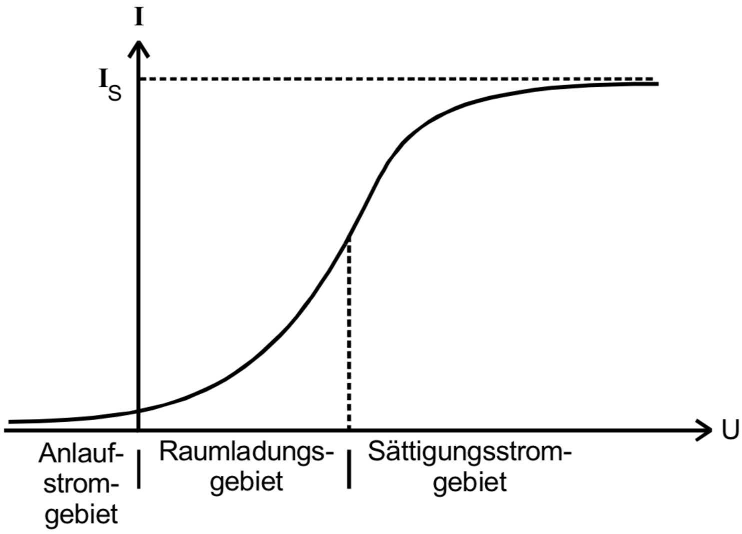

Abbildung 6: Kennlinie einer Hochvakuumdiode. [1]

3 Fehlerrechnung

Der Mittelwert einer Stichprobe von N Werten wird durch

$$\overline{x} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} x_i \tag{4}$$

bestimmt.
Die Standardabweichung der Stichprobe wird berechnet mit:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N}(x_i - \overline{x})^2}.$$

Die realtive Abweichung zwischen zwei Werten kann durch

$$\frac{a-b}{a}$$

bestimmt werden.

4 Durchführung

4.1 Kennlinienschar der Hochvakuumdiode

Durch Variation der Heizstromstärke wird eine Kennlinienschar einer Hochvakkumdiode aus fünf Kennlinien erstellt. Dabei wird die Heizstromstärke I_H auf 2 bis 2,4 A eingestellt. Die Heizspannung V_H kann jeweils abgelesen werden. Die Anodenspannung V_A wird jeweils variiert. Dabei können die zugehörigen Werte des Anodenstroms IA abgelesen werden. Es wird die Schaltung aus Abb. **??** verwendet.

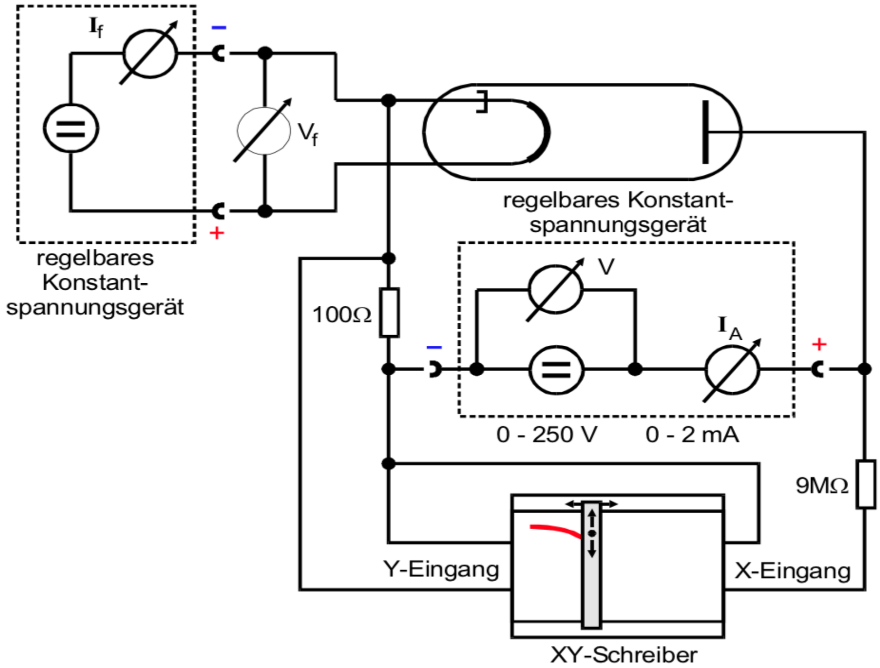

Abbildung 7: Schaltung zur Messung der Kennlinien der Hochvakuumdiode. [1]

4.2 Anlaufstromgebiet der Diode

Für die maximal mögliche Heizleistung wird das Anlaufstromgebiet der Diode untersucht. Dafür wird die in Abb. 8 gezeigte Schaltung nachgebaut. Bei der maximalen Stromstärke von $I_{\mathrm{H}} = 2{,}4\,\mathrm{A}$ wird wieder für variierende Anodenspannungen V_{A} im Bereich von 0 bis 250 V die Anodenstromstärke I_{A} abgelesen.

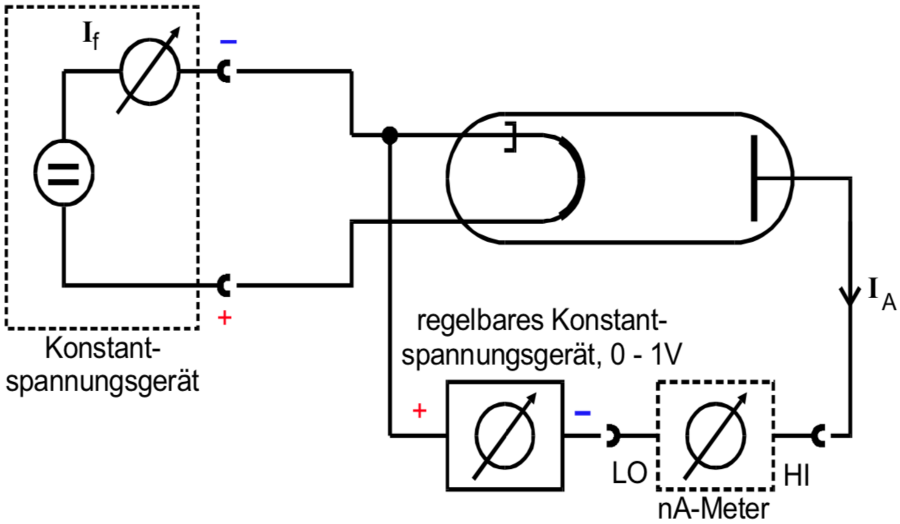

Abbildung 8: Schaltung zur Messung des Anlaufstromgebiets. [1]

5 Auswertung

5.1 Kennlinien der Hochvakuumdiode

5.2 Gültigkeitsbereich des Raumladungsgesetzes

5.3 Anlaufstromgebiet der Diode und Bestimmung der Kathodentemperatur

5.4 Leistungsbilanz des Heizstromkreises und Abschätzung der Kathodentemperatur

5.5 Austrittsarbeit für Wolfram

6 Diskussion

6.1 Kennlinien der Hochvakuumdiode

6.2 Gültigkeitsbereich des Raumladungsgesetzes

6.3 Anlaufstromgebiet der Diode und Bestimmung der Kathodentemperatur

6.4 Leistungsbilanz des Heizstromkreises und Abschätzung der Kathodentemperatur

6.5 Austrittsarbeit für Wolfram

Literatur

[1] TU Dortmund. *Versuch 504 - Thermische Elektronenemission*. 2019. URL: http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V504.pdf.

[2] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: http://matplotlib.org/.

[3] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. „SciPy: Open source scientific tools for Python“. Version 0.16.0. In: (). URL: http://www.scipy.org/.

[4] Eric O. Lebigot. „Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties“. Version 2.4.6.1. In: (). URL: http://pythonhosted.org/uncertainties/.

[5] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: http://www.numpy.org/.