

Versuch 504

# Thermische ELektronenemission

Stefanie Hilgers  
Stefanie.Hilgers@tu-dortmund.de

Lara Nollen  
Lara.Nollen@tu-dortmund.de

Durchführung: 24.04.2018

Abgabe: 08.05.2018

TU Dortmund – Fakultät Physik

## **Inhaltsverzeichnis**

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>3</b>
<b>3 Durchführung</b>	<b>6</b>
<b>4 Auswertung</b>	<b>7</b>
<b>5 Diskussion</b>	<b>7</b>
<b>Literatur</b>	<b>7</b>

## 1 Zielsetzung

In diesem Versuch wird die Erzeugung freier Elektronen durch Erhitzen eines Metalles untersucht, dieses Phänomen wird auch als glühelektrischer Effekt bezeichnet. Von besonderem Interesse ist dabei die Temperaturabhängigkeit, sowie die Austrittsarbeit, die Materialabhängig ist. Diese Austrittsarbeit soll in diesem Versuch für das Metall Wolfram bestimmt werden. Da freie Elektronen sehr schnell mit den Luftmolekülen wechselwirken, wird dieser Versuch im Hochvakuum durchgeführt. Um diese Bedingung zu realisieren wird eine Hochvakuumdiode verwendet.

## 2 Theorie

Metalle haben eine hohe elektrische Leitfähigkeit, dies kann dadurch erklärt werden, dass das Metallinnere durch einen Potentialtopf wie in Abbildung 1 beschrieben werden kann, in dem sich die Elektronen kräftefrei bewegen können. Damit ein Elektron diesen Potentialtopf verlassen kann benötigt es die sogenannte Austrittsarbeit  $e_0\xi$  ( $e_0$ =Elementarladung) um gegen das Potential  $\xi$  anzulaufen.

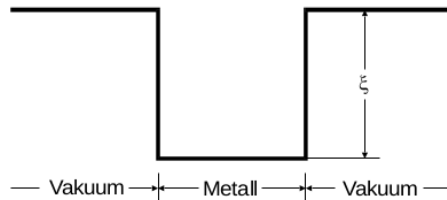


Abbildung 1: Potentialtopfmodell eines Metalles [1].

Hier stellt sich die Frage, ob die Elektronen auch spontan genügend Energie besitzen können um den Potentialtopf zu verlassen. Dazu sind zunächst zwei Aussagen wichtig:

- 1) Elektronen können nur diskrete Energiewerte annehmen.
- 2) Das Pauli-Prinzip besagt, dass jeder mögliche Zustand mit der Energie  $E$  höchstens von zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin eingenommen werden kann.

Die Fermi-Dirac-Verteilung gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Zustand der Energie  $E$  bei einer Temperatur  $T$  besetzt wird. Sie wird durch die Funktion

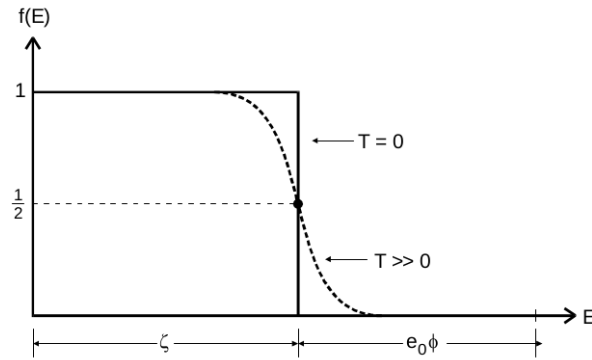
$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-\xi}{kT}\right) + 1} \quad (1)$$

beschrieben. An dieser Formel kann man erkennen, dass das Elektron mindestens die Energie  $\xi + e_0\phi$  benötigt, um die Metalloberfläche zu verlassen. Dabei gibt  $\phi$  die Potentialdifferenz zwischen Außenraum- und Innenraum des Potentialtopfes an. Experimente haben ergeben, dass dieser Wert sehr groß ist, weshalb die Exponentialfunktion im Nenner

sehr stark wächst. Für energiereiche Elektronen die das Metall verlassen können kann die Näherung

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

verwendet werden.

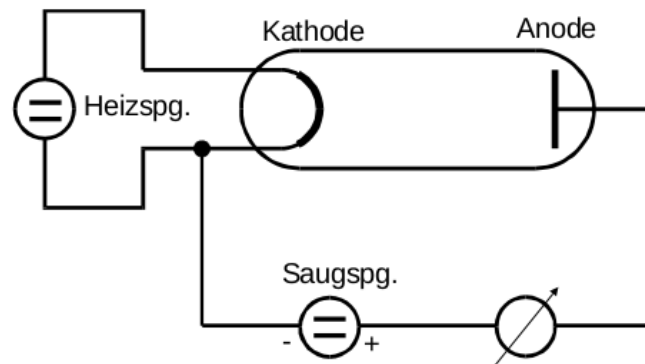


**Abbildung 2:** Fermi-Diracksche Verteilungsfunktion.

Gestrichelte Linie für  $T \gg 0$  und durchgezogene Linie für  $T=0$  (absoluter Nullpunkt)

[1].

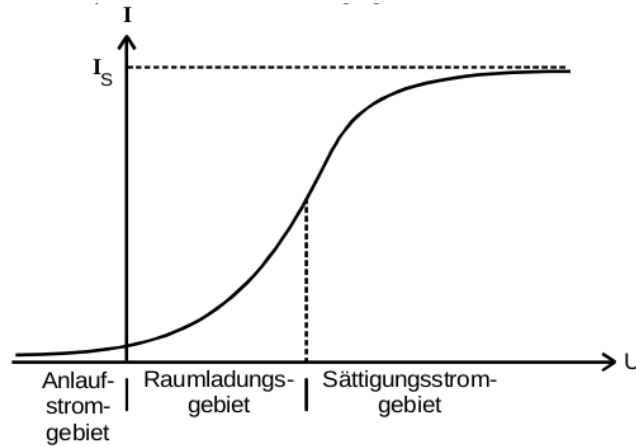
Wie schon erwähnt wird für diesen Versuch eine Hochvakuumdiode verwendet. Hier ist in ein vakuumiertes Glasgefäß eine Anode und Kathode eingelassen. Um den Elektronen nun genügend Energie zuzuführen um das Metall zu verlassen wird die Kathode mit Hilfe einer Heizspannung auf 1000-3000 K erhitzt. Die austretenden Elektronen werden dann "abgesaugt", dies geschieht über die positiv geladene Anode. Der Strom an der Anode ist nun ein Maß für die ausgetretenen Elektronen.



**Abbildung 3:** Aufbau einer Hochvakuumdiode

[1].

Wird nun die Heizspannung gegen den gemessenen Strom zwischen Anode und Kathode aufgetragen ergibt sich eine Kennlinie.



**Abbildung 4:** Kennlinie einer Hochvakuumdiode [1].

Diese Kennlinie lässt sich in drei Gebiete unterteilen: Anlaufgebiet, Raumladungsgebiet und Sättigungsgebiet.

#### **Anlaufgebiet:**

Es ist zu erkennen, dass selbst für kleine Gegenspannungen ein Stromfluss existiert. Dieser lässt sich darüber begründen, dass die austretenden Elektronen eine statistisch verteilte Energie besitzen. Es gibt also Elektronen, die genügend Energie besitzen um ein kleines Gegenfeld zu überwinden. Die Stromdichte für dieses Gebiet lässt sich ausdrücken als

$$j(V) = \text{const} \exp\left(\frac{-e_0 V}{k_B T}\right) \quad (3)$$

und ist von der Gegenspannung  $V$  und der Temperatur  $T$  abhängig.

#### **Raumladungsgebiet:**

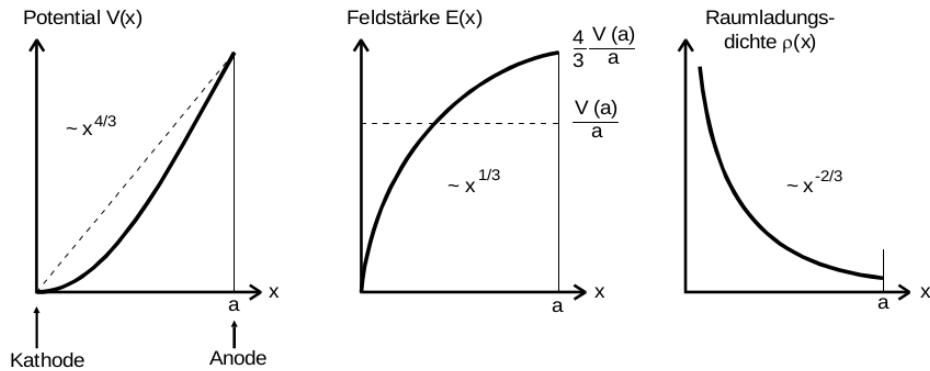
In diesem Bereich erreichen nicht alle Elektronen die Anode und das Ohmsche Gesetz ( $U = R \cdot I$ ) ist nicht gültig. Denn aufgrund der Kontinuitätsgleichung

$$j = -\rho v \quad (4)$$

muss  $\rho$  überall konstant sein. Da die Elektronen aber zur Anode hin beschleunigt werden ist ihre Geschwindigkeit in Nähe der Anode größer. Also nimmt dort die Raumladungsdichte  $\rho$  ab. Anschaulich gesprochen erreichen die Feldlinien der Anode die Kathode nicht mehr, sondern enden an den Raumladungselektronen. Somit werden die emittierten Elektronen nicht mehr von dem Anodenfeld erfasst. In diesem Bereich gilt also anstelle des Ohnschen Gesetzes das Langmuir-Schottkysche Raumladungsgesetz:

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2e_0/m_0} * \frac{V^{(3/2)}}{a^2}. \quad (5)$$

$j \sim V^{(3/2)}$  ist eine Näherung, die sich durch die Herleitung ergibt. Weitere Zusammenhänge in einer Hochvakuumdiode sind im Folgenden dargestellt.



**Abbildung 5:** Ortsabhängigkeit des Potentials  $V$ , der Feldstärke  $E$  und der Raumladungsdichte  $\rho$  im Raumladungsgebiet einer Hochvakuumdiode [1].

### Sättigungsgebiet:

Jetzt erreichen alle Elektronen die Anode. Der Grenzstrom ist nun nur von der Austrittsarbeit und der Temperatur abhängig. In diesem Bereich gilt die Richardson-Gleichung:

$$j_s(T) = 4\pi \frac{e_0 m_0 k^2}{h^3} T^2 \exp\left(\frac{-e_0 \phi}{kT}\right) \quad (6)$$

Aus der Leistungsbilanz des Heizstromfadens und dem Enrgiesatz ergibt sich folgende Formel für die Kathodentemperatur:

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

Dabei ist  $f$  die emittierende Kathodenoberfläche,  $\eta$  der Emissionsgrad der Oberfläche,  $\sigma$  die Stefan-Boltzmannsche Strahlungskonstante und  $N_{WL}$  wurde auf 1 W abgeschätzt.

## 3 Durchführung

Mit einem Versuchsaufbau wie in Abbildung 6 (ohne XY-Schreiber) wird der Versuch durchgeführt. Zunächst werden für fünf unterschiedliche Heizspannungen die Kennlinien aufgenommen. Dazu wird die Gegenspannung schrittweise erhöht und die entsprechende Stromstärke notiert. Für die maximale Heizleistung wird äquivalent vorgegangen, doch werden hier mehr Messwerte genommen. Ebenfalls für die maximale Heizleistung wird die Anlaufspannung untersucht, dazu wird ebenfalls äquivalent vorgegangen, es werden allerdings präzisere Messgeräte benutzt.

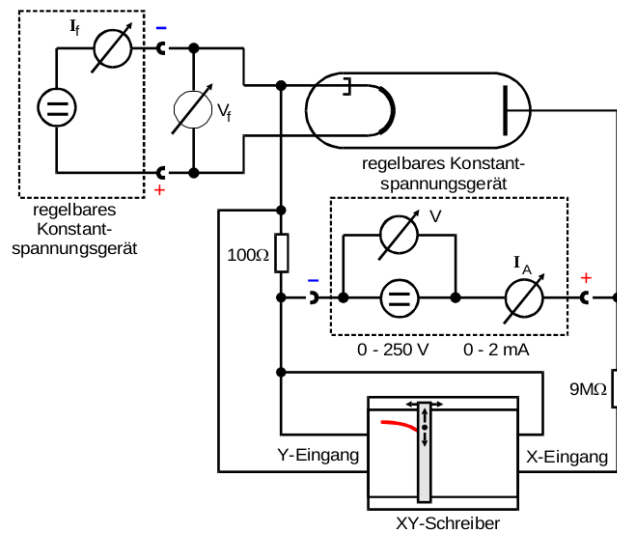


Abbildung 6: Versuchsaufbau zur Aufnahme von Kennlinien [1].

## 4 Auswertung

Test

## 5 Diskussion

## Literatur

[1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zu Versuch 504: Thermische ELEktronenemission.*