V504

Thermische Elektronenemission

Fritz Agildere
fritz.agildere@udo.edu

Amelie Strathmann
amelie.strathmann@udo.edu

Durchführung: 4. April 2023
Abgabe:

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung

Ziel des Versuches ist es zu zeigen, dass durch Erwärmung einer Metalloberfläche eine Elektronenemission möglich ist. Bei der Untersuchung der Temperaturabbhängigkeit dieses Effektes, wird besonders auf die Austrittsarbeit geachtet. Diese Konstante soll für das Metall Wolfram bestimmt werden.

2 Theorie

Im Folgenden wird bla bla

2.1 Begriffe der Austrittsarbeit und die Energieverteilung der Leitungselektronen

Eine große Anzahl der Metalle sind kristalline Festkörper, welche ausgezeichnete elektrische Leitfähigkeit besitzen. Diese Tatsache lässt sich damit erklären, dass die Atome, welche auf den kristallgitterplätzen sitzen, komplett ionisiert sind. Somit bilden die Inonen ein periodisches Gitter, welches von freigesetzten Elektronen eingehüllt ist. Diese Elektronen befinden sich im Kraftfeld sämtlicher Inonen und werden als Leitungselektronen bezeoichnet. Das Gitterpotential ist eine vom Ort abhängige periodische Funktion. Diese nimmt an den Gitterpunkten einen hohen positiven Wert an, weiter entfernt von den Punkten ist der Wert des Gitterpotentials nur wenig veränderlich. Somit lässt sich durch eine Näherung sagen, dass das Gitterpotential konstant ist. Zusammenfassendkann gesagt werden, dass im Metallinnere ein konstantes positvives Potential, welches um ϕ verschieden zum Außenraum ist, herrscht. Die Elektronen können sich daher frei bewegen und demnach die elektrische Leitfähigkeit erzeugen.

Wenn ein Elektron das Metallinnere verlassen will, muss dieses die Austrittsarbeit zu dem gegeben Potential ξ leisten. In Abbildung 1 wird dies anhand des Poetentialtopf-Modells gezeigt.

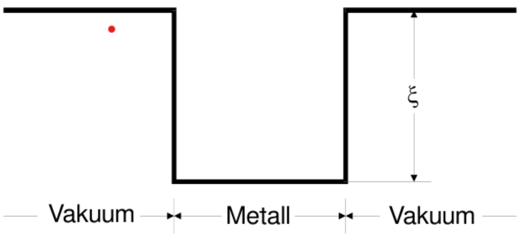

Abbildung 1: Darstellung des Potentialtopf-Modells eines Metalls.[1]

Die Quantentheorie beantwortet die Frage, ob das Elektron die benötigte Energie aufbringen kann. Elektronen können ausschließlich diskrete Energiewerte annehmen. Das Elekron hat einen habzahligen Spin und unterliegt demnach dem Pauli-Verbot. Dieses besagt, dass jeder mögliche Zustand mit der vorausgesetzten Energie E nur von zwei Elektronen eingenommen werden kann, wenn diese entgegengesetzten Spin haben. Somit besitzen die Elektronen auch am Nullpunkt eine endlich Energie. Diese ist abhängig von den Elektronen pro Volumeneinheit im Metall. Der Begriff für diese Energie bei $T = 0$ wird Fermische Grenzenergie ζ genannt. Für Zimmertemperatur gilt für alle Metalle $\zeta \gg \mathrm{kT}$. Durch die Fermi-Dirscsche Verteilungs Funktion

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

wird die Wahrscheinlichkeit angegeben, dass im thermischen Gleichgewicht der Zustand mit der Energie E erreicht ist. Der Verlauf des Graphen der Fermi-Diracschen Verteilungsfunktion ist in Abbildung 2 zu sehen.

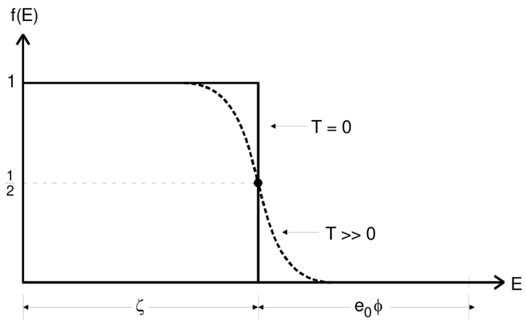

Abbildung 2: Der Verlauf der Fermi-Diracschen Verteilungsfunktion am absoluten Nullpunkt.[1]

Es kann abgelesen werden, dass ein Eletron mindestens eine Energie von $\zeta + e_0\phi$ vorweisen muss, damit es die Metalloberfläche verlassen kann. Für den Fall,dass das gegebenen Metall Wolfram ist, kann eine Näherung getroffen werden

$$f(E) \approx \exp\frac{E-\zeta}{\mathrm{kT}}. \tag{2}$$

2.2 Berechnung der Sättigungsstromdichte bei der thermischen Elektonenemission

Mithilde der Gleichung 2 lässt sich die Sättigungsstromdichte in Abhängigkeit zur Temperatur errechnen. Schlussendlich folgt für für die Sättigungsstromdichte $j_S(T)$ die Richardson-Gleichungen

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

2.3 Die Hochvakuum-Diode

Um den Sättigungsstrom einer emittierenden Metalloberfläche zu messen, muss ein Hochvakuum vorliegen, da sonst die Elektronen mit den Gasmolekülen wechselwirken würden. Weiter wird ein elektrisches Feld benötigt, welches die ausgetretenden Elektronen absaugt. Diese dafür vorgesehene Apperatur heißt Hochvakuum-Diode. Die Schaltskizze einer solchen Apperatir ist in Abbildung 3 dargestellt.

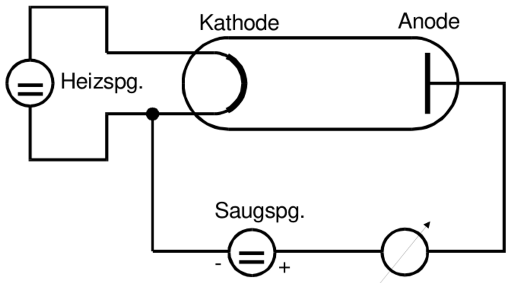

Abbildung 3: Die grundlegende Schaltskizze einer Hochvakuum-Diode.[1]

2.4 Die Langmuir-Schottkysche Raumladungsgleichung

Die Geschwindigkeit der Elektronen ist nicht konstant, das führt dazu, dass die Elektronen eine beschleunigte Bewegung in Richtung auf die Anode ausüben. Dementspechend ist die Raumladungsdichte ρ der Elektronen eine Funktion des Ortes, welche zur Anode hin abnimmt. Diese Tatsache lässt sich aus der Kontinuitätsgleichung, dass j überall konstant ist, ableiten. Die Stromdichte ist gegeben durch

$$j = -\rho v. \tag{4}$$

Die Raumladungsdichte ρ beeinflusst daher den Verlauf der Feldstärke zwischen Anode und Kathode. Sie schirmt das Feld von der Kathode ab. Die emittierten Elektronen werden dann nicht mehr alle von dem Anodenfeld erfasst. Darauf folgt, dass der zu messene Kathodenstrom kleiner als der zu erwartende Sättigungsstrom. In der Gleichung 5 ist der Zusammenhang der Anodenspannungs - und stroms in der Poissongleichung dargestellt

$$\Delta V = -\frac{1}{\xi_0}\rho. \tag{5}$$

Angenommen wird, dass die Anode und Kathode unendlich ausgedehnte ebenen Oberflächen sind, welche mit einem Abstand a zueinander ausgerichtet sind. Zusammen aus Gleichung 4 und Gleichung 5 folgt der Zusammenhang zwischen der Stromdichte j und der Anodenspannung V

$$j = \frac{4}{9}\xi_0\sqrt{2e_0/m_0}\frac{V^{\frac{3}{2}}}{a^2}, \tag{6}$$

welcher als Langmuir-Schottkysche Raumladungsgesetz bezeichnet wird. Der Gültigkeitsbereich in einem j-V-Diagramm einer Hochvakuum-Diode wird als Raumladungsgebiet benannt.

In Abbildung 4 ist die Ortsabhängigkeit der Potentials, der Feldstärke und der Ladungsdichte im Raumladungsgebiet eine Hochvakuumdiodenkennlinie aufgetragen.

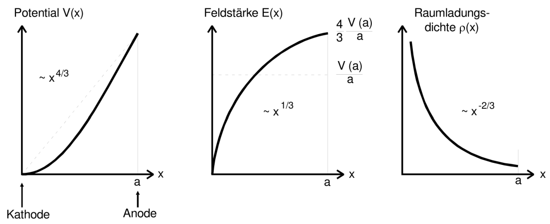

Abbildung 4: Die Darstellung der Ortsabhängigkeit des Potentials V, der Feldstärke E und der Ladungsdichte ρ im Raumladungsgebiet einer Hochvakuumdiodenkennlinie.[1]

2.5 Das Anlaufstromgebite einer Hochvakuum-Diode

Aus Gleichung 6 kann abgelesen werden, dass für $j = 0$ auch $V = 0$ gilt. Durch die Eigengeschwindigkeit, die die Elektronen bei Verlassen der Kathode haben, kann bei $V = 0$ ein geringer Anodenstrom gemessen werden. Für $T > 0$ existieren endlich vile Elektronen, deren Energie größer ist als die Austrittsarbeit. Diese Energie

$$\Delta E = E - \left(\Xi + e_0\phi\right), \tag{7}$$

ist dann die kinetische Energie der Elektronen. Dieser Strom wird als Anlaufstrom bezeichnet. Das Energieverhältnis im Anlaufstromgebiet ist in Abbildung 5 dargestellt.

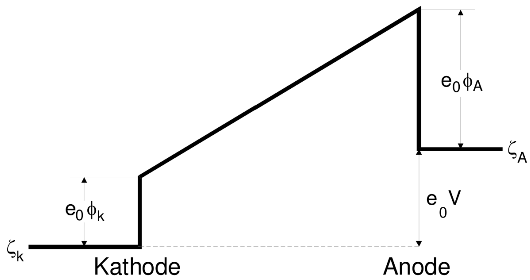

Abbildung 5: Die Potentialverhältnisse in einer Hochvakuum-Diode im Bereich ihres Anlaufstromgebietes.[1]

2.6

3 Durchführung

4 Auswertung

5 Diskussion

Literatur

[1] *Anleitung zu Versuch 504, Thermische Elektronenemission*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2023.

Anhang