

VERSUCH 204

Wärmeleitung von Metallen

Lars Kolk

`lars.kolk@tu-dortmund.de`

Julia Sobolewski

`julia.sobolewski@tu-dortmund.de`

Durchführung: 16.01.2018

Abgabe: 23.01.2018

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Theorie

1.1 Richardson-Gleichung

Freie Elektronen in einem Leiter sind durch eine Potentialdifferenz ϕ zwischen dem Gebiet im Leiter und der Umgebung an diesem gebunden. Um diesen Leiter verlassen zu können muss ein Elektron eine genügend hohe Energie besitzen um die Differenz in den Potentialen überwinden zu können. Die Energieverteilung ist durch die Fermi-Diracsche Verteilungsfunktion

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

gegeben, wobei ζ die Fermische Grenzenergie, T die Temperatur und k die Boltzmann-Konstante ist. Diese Funktion ist in Abbildung ?? skizziert. Es können nun alle Elektronen mit einer Energie größer als $\zeta + e_0\phi$ mit einem Geschwindigkeitsvektor in Richtung der Oberflächennormalen den Leiter verlassen. Um den gesuchten aus dem Leiter austretenden Elektronenstrom I_S zu ermitteln, wird $f\vec{v} \cdot \vec{n}\rho_E e_0$ über alle Elektronen, welche den Leiter verlassen können, summiert. Die betrachtete Oberfläche wird hier mit f bezeichnet, die Geschwindigkeit der Elektronen mit \vec{v} , die Oberflächennormale des Leiters mit \vec{n} , die Zahl der Elektronen pro Volumen mit ρ_E und deren Ladung mit e_0 . Die Addition ist besonders einfach im Impulsraum und schließlich ergibt sich für den Sättigungsstrom I_S die Richardson-Gleichung:

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

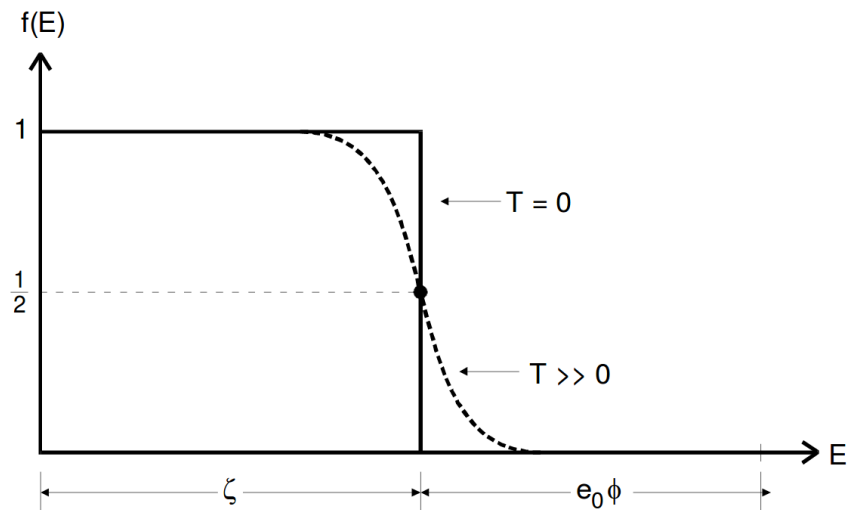


Abbildung 1: Darstellung der Fermi-Diracschen Verteilungsfunktion für $T = 0$ und $T \gg 0$ [V504].

1.2 Hochvakuum-Diode

Damit annähernd der Sättigungsstrom gemessen werden kann, dürfen die Elektronen nicht mit dem äußeren Medium wechselwirken und müssen zusätzlich nach dem Austritt abgesaugt werden. Dies wird bei einer Hochvakuum-Diode dadurch erreicht, indem zwischen der Kathode (dem Glühdraht) und der Anode eine Spannung angelegt wird und auch der Bereich dazwischen evakuiert wird. Die Diode ist in Abbildung ?? schematisch dargestellt.

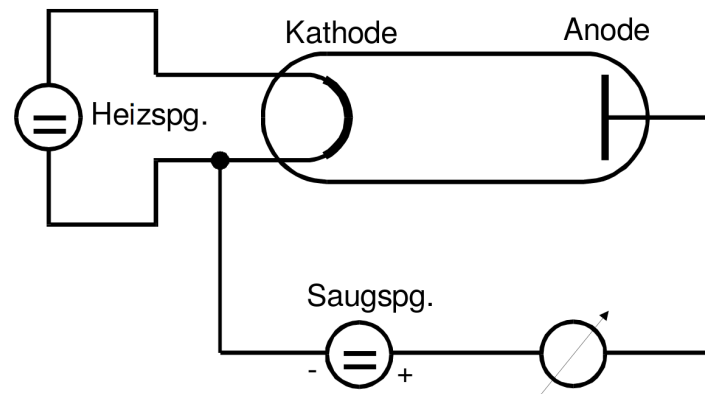


Abbildung 2: Grundlegende Darstellung einer Hochvakuum-Diode [V504].

1.3 Langmuir-Schottkysche Raumladungsgleichung

Da die Elektronen jedoch eine Beschleunigung in Richtung der Anode erfahren und der Strom überall konstant ist, folgt aus $I = -\rho v f$, dass die Ladungsverteilung zur Anode hin geringer werden muss. Diese Ladungshäufung vor der Kathode führt dazu, dass bei geringen Saugspannungen V die Stromstärke I unter dem Sättigungsstrom I_s liegt und im Raumladungsgebiet annähernd durch die Langmuir-Schottkysche Raumladungsgleichung

$$I = \frac{4}{9} f \sqrt{\frac{2e_0^3 V^3}{a^4 m_0}} \quad (3)$$

beschrieben wird. Der Abstand zwischen der Anode und der Kathode wird hier mit a bezeichnet.

1.4 Anlaufstrom bei einer anliegenden Gegenspannung an der Hochvakuum-Diode

Die Elektronen können auch ohne eine anliegenden Spannung zwischen Kathode und Anode von der Kathode zur Anode wandern. Dies liegt daran, dass es Elektronen gibt, die eine größere Geschwindigkeit in Richtung der Oberflächennormalen besitzen, als zum Verlassen des Leiters notwendig wäre und sie somit nach dem Austreten noch eine

Geschwindigkeit in Richtung Anode besitzen. Diese Geschwindigkeit entscheidet bis zu welcher Gegenspannung das Elektron noch an der Anode ankommt. Offensichtlich nimmt der Anlaufstrom mit wachsender Gegenspannung ab. Diese Anlaufstromstärke im Anlaufstromgebiet ist durch

$$I = I_0 \exp \left(-\frac{e_0(-V + \phi_A)}{kT} \right) \quad (4)$$

gegeben. Hierbei ist $V < 0$ die Gegenspannung und $\phi_A e_0$ ist die Austrittsarbeit an der Anode.

1.5 Kennlinie der Hochvakuum-Diode

Die Kennlinie einer Hochvakuum-Diode ist abhängig von der Temperatur an der Kathode. Bei größeren Temperaturen ist auch die Stromstärke bei der selben Saugspannung größer. Bei allen Kennlinien steigt die Stromstärke bei größer werdenden Saugspannungen. Die Kennlinie wird in drei Bereiche unterteilt. Der Bereich in welchem eine Gegenspannung ($V < 0$) anliegt, wird Anlaufstromgebiet genannt und lässt sich anhand des exponentiellen Anstiegs erkennen, während sich das anschließende Raumladungsgebiet durch $I \propto V^{\frac{3}{2}}$ auszeichnet. Das Sättigungsstromgebiet schließt sich daran an und ist nun nicht mehr durch eine Proportionalität zu $V^{\frac{3}{2}}$ gegeben, sondern nähert sich asymptotisch der Sättigungsstromstärke I_S an. Eine solche Kennlinie ist in Abbildung ?? zu sehen.

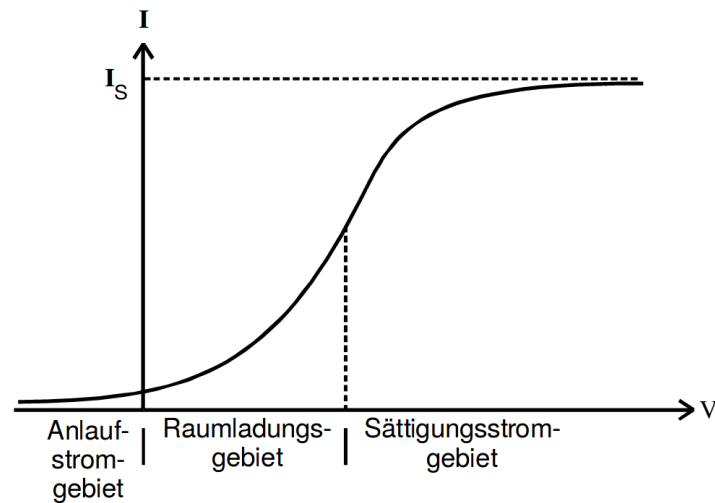


Abbildung 3: Mögliche Kennlinie einer Hochvakuum-Diode [V504].

1.6 Stefan-Boltzmann Gesetz

Das Stefan-Boltzmann Gesetz besagt, dass sich die Strahlungsleistung N_{Str} nach folgendem Gesetz ergibt:

$$N_{\text{Str}} = f \nu \sigma T^4. \quad (5)$$

Hierin ist f die emittierende Kathodenoberfläche, σ mit einem Wert von $5,7 \cdot 10^{-12} \text{ W}/(\text{cm}^2 \text{ K}^4)$ [V504] die Stefan-Boltzmannsche Strahlungskonstante und ν mit einem Wert von 0,28 [V504] der Emissionsgrad der Oberfläche. Mit dem Energiesatz folgt:

$$T = \left(\frac{I_{\text{f}} V_{\text{f}} - N_{\text{WL}}}{f \nu \sigma} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (6)$$

wobei $I_{\text{f}} V_{\text{f}}$ die Heizleistung und N_{WL} die Wärmeleitung der Diode ist.