

P2-51,52 AUSWERTUNG VERSUCH GLÜH- UND FELDEMISSION

GRUPPE 19 - SASKIA MEISSNER, ARNOLD SEILER

INHALTSVERZEICHNIS

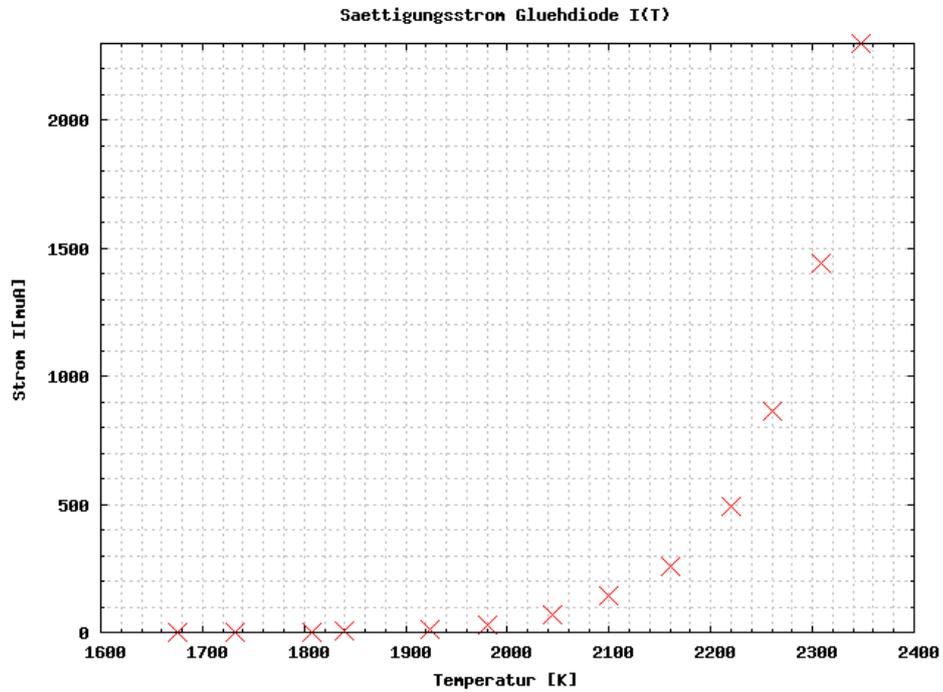
0.1. Glüh- und Feldemission	1
1. Glühemission	1
1.1. Richardson-Gesetz	1
1.2. Diodenkennlinie, Raumladungsgesetz von Langmuir-Schottky, Schottky-Effekt	3
2. Feldemission	5
2.1. Fowler-Nordheim-Beziehung	5
2.2. Feldelektronenmikroskop	7

0.1. Glüh- und Feldemission. In diesem Versuch werden zwei prinzipiell verschiedene Arten der Emission von Elektronen aus einem Metall untersucht. Zum einen die Glühemission, die - wie der Name schon vermuten lässt - darauf basiert, dass ein Metall sehr stark erhitzt wird. Dadurch erhalten die Leitungselektronen im Metall kinetische Energie und somit die Möglichkeit, das Metall zu verlassen.

Der andere Effekt ist die Feldemission. Hier wird durch ein starkes äußeres Feld das inneratomare Feld zwischen Kern und Elektron „gekippt“. Dadurch wird die Potentialbarriere, die das Elektron am Kern hält, schmal, so dass es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch die Barriere hindurch tunneln kann. Die Wahrscheinlichkeit hängt exponentiell von der Dicke der Barriere ab. Um das inneratomare Feld überhaupt nennenswert zu beeinflussen, sind jedoch Feldstärken von der Größenordnung $10^{10} \frac{V}{m}$ notwendig.

1. GLÜHEMISSION

1.1. Richardson-Gesetz. Eine Vakuum-Diode wird bei konstanter Spannung U_A zwischen Anode und Kathode mit verschiedenen Heizleistungen betrieben und dabei der Sättigungsstrom I_S , der zwischen Anode und Kathode fließt, gemessen. Die Spannung U_A muss dabei hoch genug gewählt sein, damit die Diode auch im Sättigungsbereich arbeitet.

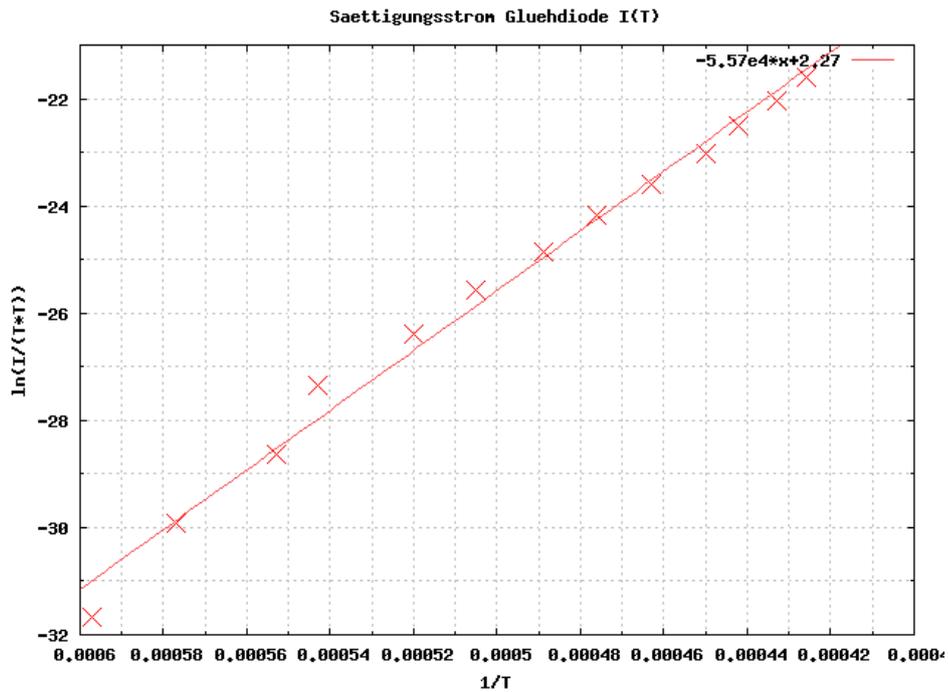


Sättigungsstrom der Vakuum-Diode

Um zu zeigen, dass für den Strom das Richardson-Gesetz

$$I_S = A_k \cdot \epsilon \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\phi}{kT}}$$

gilt, trägt man $\ln(\frac{I_S}{T^2}) = -\frac{\phi}{kT} + \ln(A_k \cdot \epsilon)$ auf. Aus der Auftragung sollte eine Gerade $f(x) = mx + c$ mit Steigung $m = -\frac{\phi}{k}$ und Achsenabschnitt $c = \ln(A_k \epsilon)$ erkennbar werden.



$\ln(\frac{I_S}{T^2})$ über $\frac{1}{T}$ zum Nachweis des Richardson-Gesetz

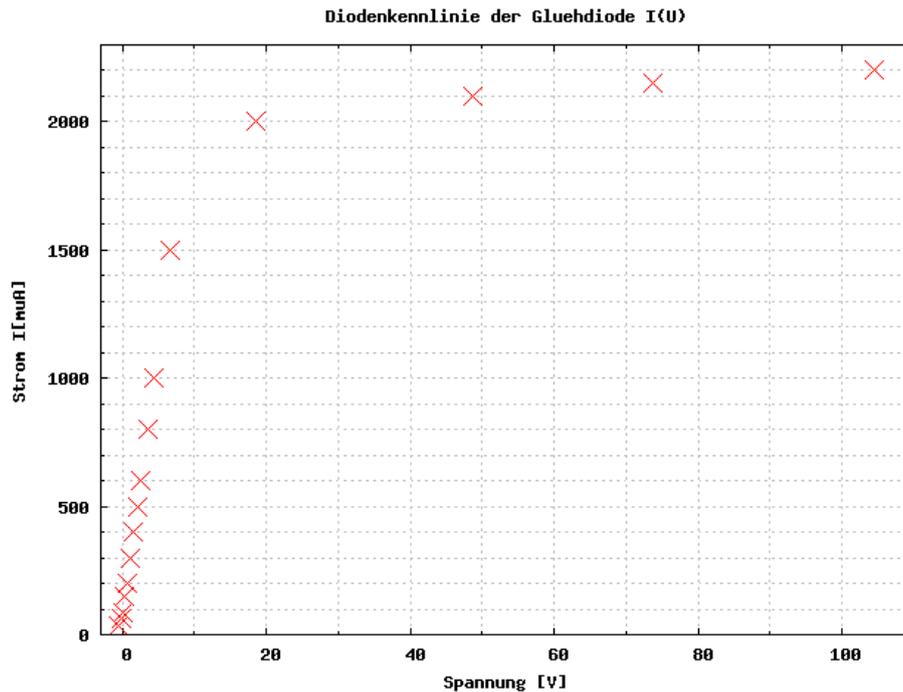
$$\text{Ausgleichsgerade: } \ln\left(\frac{I_s}{T^2}\right) = -(5,6 \pm 0,2)K \cdot \frac{1}{T} + (2,3 \pm 0,9)$$

Der Verlauf lässt sich recht gut durch eine Gerade beschreiben, was das Richardson-Gesetz bestätigt.

Aus der Ausgleichsgerade kann man mit der Fläche der Glühkathode $A_k \approx 4\text{mm}^2$ und der Boltzman-Konstanten $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$ das Elektronenemissionsvermögen $\varepsilon = \frac{e^c}{A_k} = 2,42 \cdot 10^6 \frac{\text{A}}{\text{m}^2\text{K}^2}$ und die Elektronenaustrittsarbeit $\phi = -m \cdot k = 7,69 \cdot 10^{-19} \text{J} = 4,80\text{eV}$ berechnen.

Die Elektronenaustrittsarbeit liegt im Bereich des Literaturwertes von $\phi = 4,54\text{eV}$.

1.2. Diodenkennlinie, Raumladungsgesetz von Langmuir-Schottky, Schottky-Effekt. Nun wird bei konstanter Heizleistung die Beschleunigungsspannung U_A verändert. Die Heizleistung wird möglichst hoch gewählt, so dass die Temperatur $T \approx 2350\text{K}$ beträgt, um nicht durch den maximalen Sättigungsstrom eingeschränkt zu werden. Die Spannung U_A beginnt erst bei $-0,5\text{V}$ und nicht bei -3V , da das Netzgerät nicht weniger lieferte. Möglicherweise hätten wir die Schaltung umstecken können, da jedoch ohnehin erst Spannungen ab -1V betrachtet werden sollen, sahen wir davon ab.



Diodenkennlinie der Glühdiode

Die Diodenkennlinie lässt sich in den Sperrbereich, in dem kein Strom fließt, den Anlaufbereich, in dem der Strom steil mit der Spannung steigt, und den Sättigungsbereich, in dem der Strom nur noch wenig mit zunehmender Spannung steigt, einteilen.

Der Sperrbereich beginnt, im Gegensatz zu Halbleiterdioden, erst im negativen Spannungsbereich. Dies liegt daran, dass die emittierten Elektronen bereits eine gewisse kinetische Energie haben und nur dann gar keine Elektronen an der Anode ankommen, wenn diese die Elektronen „abstößt“.

Der Anlaufbereich beginnt bei ca. $-0,5\text{V}$ und geht bis ca. 10V . Das Verhalten ähnelt dem einer Halbleiterdiode - der Strom steigt steil an.

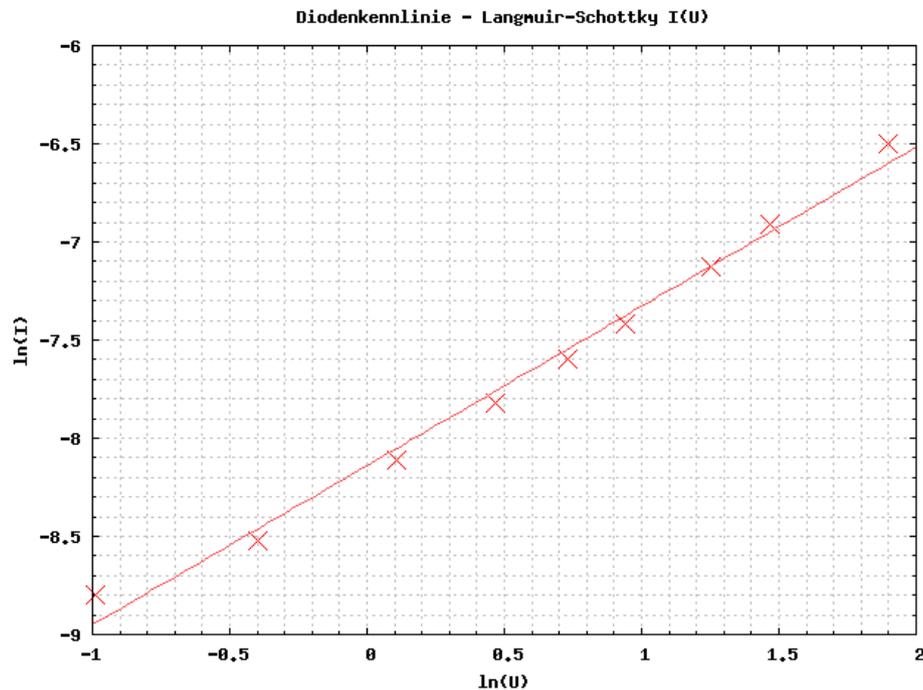
Der Sättigungsbereich beginnt bei Spannungen über 10V. Hier steigt der Strom nur noch langsam an.

Das genauere Verhalten des Stromes in den verschiedenen Bereichen wird im folgenden untersucht.

1.2.1. *Raumladungsgesetz von Langmuir-Schottky.* Durch Auftragen von $\ln(I)$ über $\ln(U)$ sollte bei Gültigkeit des Raumladungsgesetz

$$I = \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{4\epsilon_0}{9d^2} A_a U^{\frac{3}{2}}$$

eine Gerade erkennbar sein.



$\ln(I)$ über $\ln(U)$

Ausgleichsgerade: $\ln(I) = (0,81 \pm 0,03) \cdot \ln(U) - (8,14 \pm 0,03)$

Sowohl bei der Auftragung als auch beim Raumladungsgesetz stellt sich allerdings die Frage, wie man den Strom zu den negativen Spannungen mit einbeziehen soll, da der Logarithmus nur für positive Werte definiert ist. Zudem würde der Strom für negative Spannungen obiger Formel zu Folge komplex, was keinen Sinn macht. Daher verwenden wir für die Ausgleichsgerade nur positive Spannungen.

Für den Bereich von 0,5V bis 10V ist zwar in guter Näherung eine Gerade durch die aufgetragenen Werte möglich, die Steigung deutet jedoch eher auf eine Abhängigkeit $I = a \cdot U^{0,8} = a \cdot U^{\frac{4}{5}}$ hin. Der Vorfaktor $a = e^{-8,14} = 2,92 \cdot 10^{-4}$ liegt jedoch immerhin näher am theoretischen Wert $\sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{4\epsilon_0}{9d^2} A_a = 2,17 \cdot 10^{-4}$.

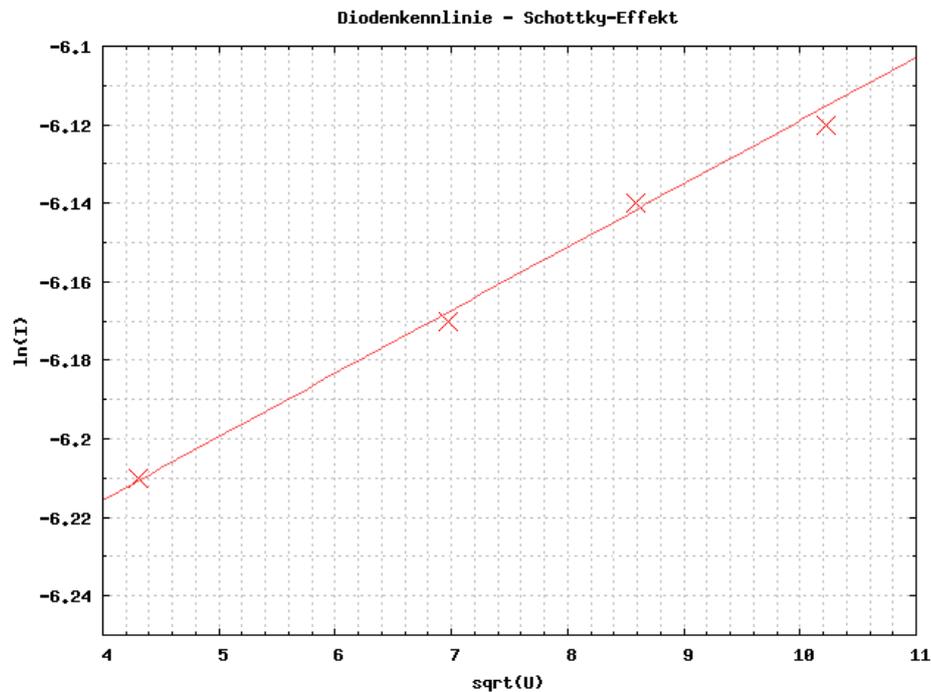
1.2.2. *Schottky-Effekt.* Für höhere Spannungen wird die Feldstärke in Kathodennähe zunehmend stärker, wodurch die Raumladung schwächer und der Schottky-Effekt dominierend wird. Daher sollte der Strom durch das Elektronenemissionsvermögen der Kathode und die Elektronenaustrittsarbeit bestimmt sein. Die Austrittsarbeit ϕ verringert sich durch den Schottky-Effekt jedoch, wodurch auch der Strom weiterhin zunimmt. Mit der Austrittsarbeit $\phi(E) = \phi(0) - \frac{e}{2} \cdot \sqrt{\frac{eE}{\pi\epsilon_0}}$ und dem Richardson-Gesetz ist der Strom dann $I = \alpha \cdot \exp(\beta \cdot \sqrt{U})$.

Die Konstanten sind $\alpha = A_k \cdot \varepsilon \cdot T^2 \cdot \exp(-\frac{\phi(0)}{kT})$ und $\beta = \sqrt{\frac{e}{\pi \epsilon_0 \cdot r_i \ln(\frac{r_a}{r_i})}} \cdot \frac{e}{2 \cdot kT}$

mit:

- der Feldstärke an der Kathode im Zylinderkondensator $E = \frac{U}{r_i \ln(\frac{r_a}{r_i})}$ mit den Radien $r_a = 0,875$ und $r_i = 0,065mm$
- der Heizfadenoberfläche $A_k = 4mm^2$
- dem Elektronenemissionsvermögen $\varepsilon = 2,42 \cdot 10^6 \frac{A}{m^2 K^2}$ (siehe 1.1)
- der Elektronenaustrittsarbeit $\phi = 4,80eV$ (siehe 1.1)
- der Temperatur $T = 2350K$
- der Elementarladung $e = 1,60 \cdot 10^{-19}C$
- der Boltzman-Konstanten $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$
- und der Vakuumpermittivität $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$

Somit erwarten wir $\alpha = 2,69 \cdot 10^{-3}A$ und $\beta = 1,44 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\sqrt{V}}$.



Schottky-Effekt, $\ln(I)$ über \sqrt{U}

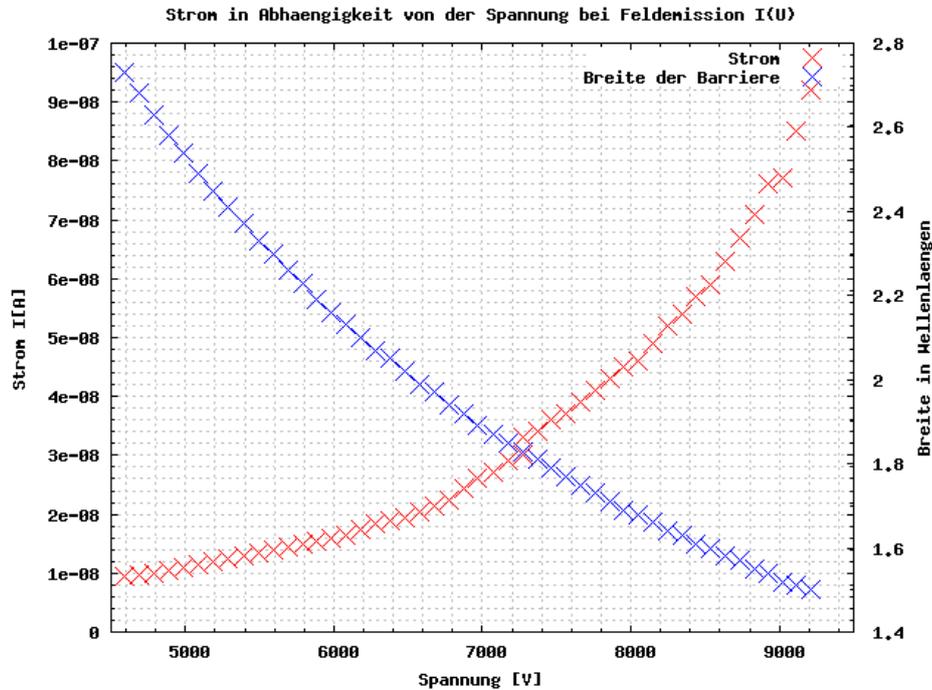
Ausgleichsgerade: $\ln(I) = 1,61 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\sqrt{V}} \sqrt{U} - 6,28$

Experimentell lassen sich die Werte aus der Ausgleichsgeraden bestimmen. Man erhält $\alpha = 1,87 \cdot 10^{-3}A$ und $\beta = 1,61 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\sqrt{V}}$. Diese Werte liegen gar nicht so weit von den Erwartungen weg, obwohl nur vier Messpunkte für die Ausgleichsgerade verwendet wurden. In diesem Fall bestätigt das Experiment den Schottky-Effekt.

2. FELDEMISSION

2.1. Fowler-Nordheim-Beziehung. Wir benutzen nun den bereits fertig aufgebauten Versuch mit der Feldemissionsröhre. Wegen der Gefahr, die durch die Benutzung solch hoher Spannungen auftritt, ist alles fest an die Röhre angeschlossen, die in einem geerdeten Metallkasten mit Schaufenster eingebaut ist.

Zunächst Heizen wir die Röhre aus, damit die Kathode nicht von Fremdatomen belegt ist, die das Ergebnis verfälschen könnten. Nachdem die Kathode wieder abgekühlt ist, sollte die Messung des Stroms in Abhängigkeit von der Spannung schnell von statten gehen, da sich sonst wieder Fremdatome an der Kathode ablagern.

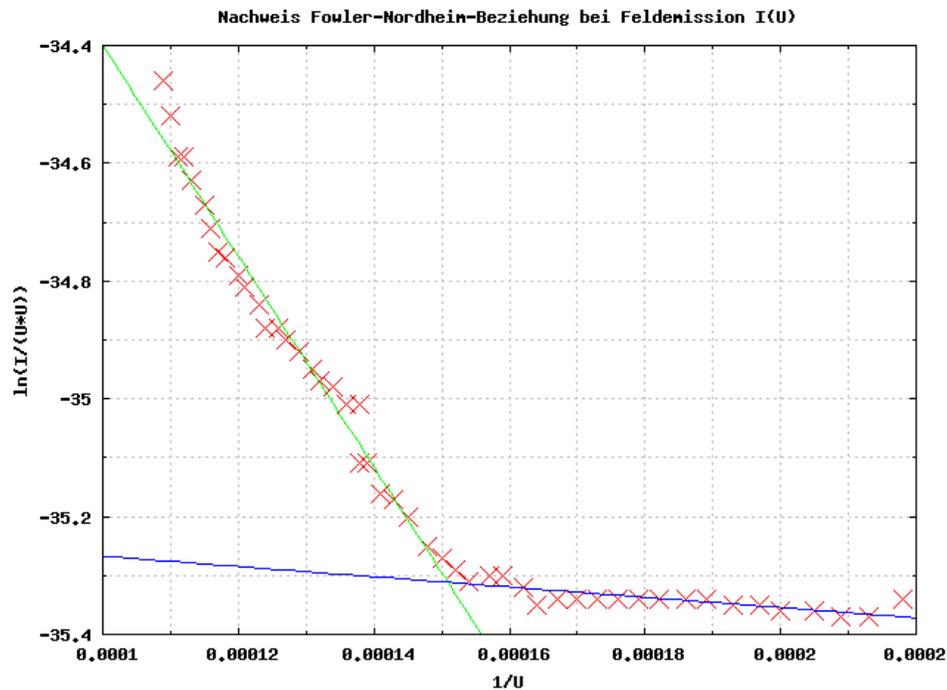


Strom durch die Feldemissionsröhre in Abhängigkeit von der angelegten Spannung (rot)

Breite der Potentialbarriere, durch die die Elektronen tunneln müssen. In Wellenlängen (blau)

Die Grafik zeigt deutlich, dass mit zunehmender Spannung die breite der Potentialbarriere (blau), durch die die Elektronen tunneln müssen, um das Metall zu verlassen, immer dünner wird. Je dünner diese Barriere ist, desto höher wird die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron die Kathode verlässt. Verlassen mehr Elektronen die Kathode, wird natürlich auch der Strom (rot) größer.

Die Breite der Potentialbarriere (blau) ist in Einheiten von De-Broglie-Wellenlänge $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{E \cdot 2m}} = 501 \text{ pm}$ der energiereichen Elektronen aufgetragen.



Zum Nachweis der Fowler-Nordheim-Beziehung

Ausgleichsgerade grün: $\ln\left(\frac{I}{U^2}\right) = -(1,79 \pm 0,05) \cdot 10^4 V \cdot \frac{1}{U} - (32,61 \pm 0,07)$

Ausgleichsgerade blau: $\ln\left(\frac{I}{U^2}\right) = -(8,7 \pm 1,6) \cdot 10^2 V \cdot \frac{1}{U} - (35,18 \pm 0,03)$

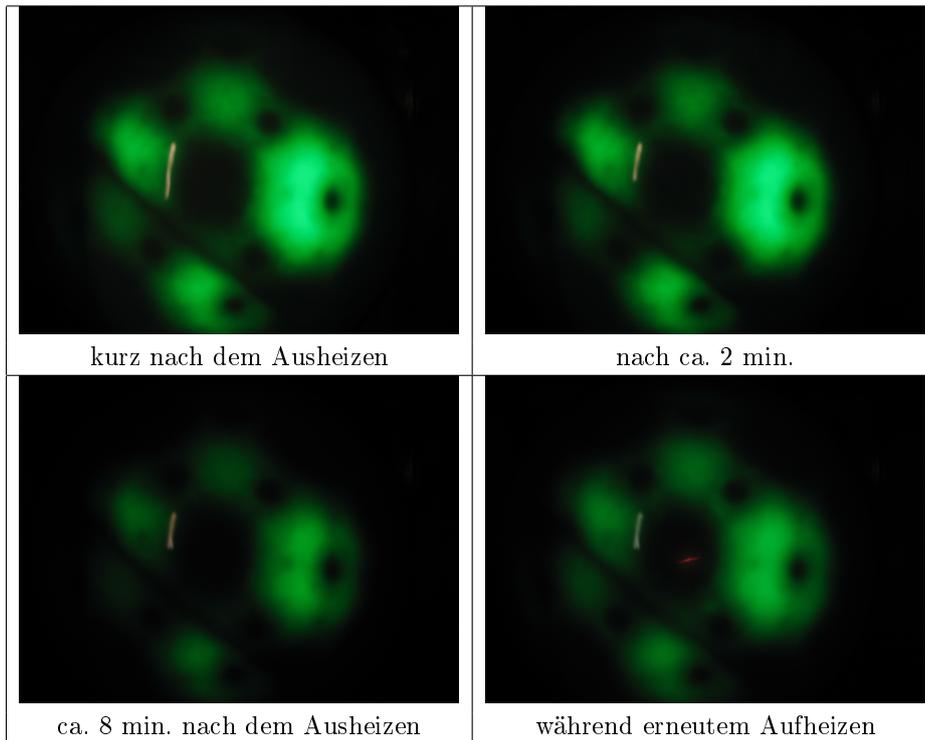
Gilt die Fowler-Nordheim-Beziehung $I = A \cdot U^2 \cdot \exp\left(-\frac{B}{U}\right)$, so sollte in der Grafik eine Gerade erkennbar sein. Es sind jedoch offensichtlich zwei sehr unterschiedliche Geraden erkennbar.

In der Strom-Spannungs-Grafik ist ein Sprung des Stroms bei $U \approx 7,3kV$ sichtbar. Möglicherweise hängt dies mit dem Umschalten in den höheren Bereich des Hochspannungsnetzgerätes zusammen, da dies ebenfalls bei einer Spannung von $U \approx 7kV$ geschah.

2.2. Feldelektronenmikroskop. Nun sollen die bereits bei der Messung des Stromes erkennbaren Muster auf dem Leuchtschirm der Feldröhre genauer betrachtet werden.

Dazu wird die Röhre zunächst noch einmal ausgeheizt, um Ablagerungen auf der Kathode zu entfernen. Dann wird die angelegte Spannung maximal eingestellt, damit auf der Leuchtschicht in der Röhre genügend Elektronen ankommen, damit man etwas erkennen kann. Die entstehenden Bilder haben wir fotografiert.

Aus dem Radius der Kathode $r \approx 0,2\mu m$ und dem Radius des Glaskolbens (=Anode) $R \approx 5cm$ lässt sich auch die ungefähre Vergrößerung berechnen: $V = \frac{R}{r} = 250000$ - fach. Damit werden mit einer recht einfachen Methode bereits atomare Abstände sichtbar.

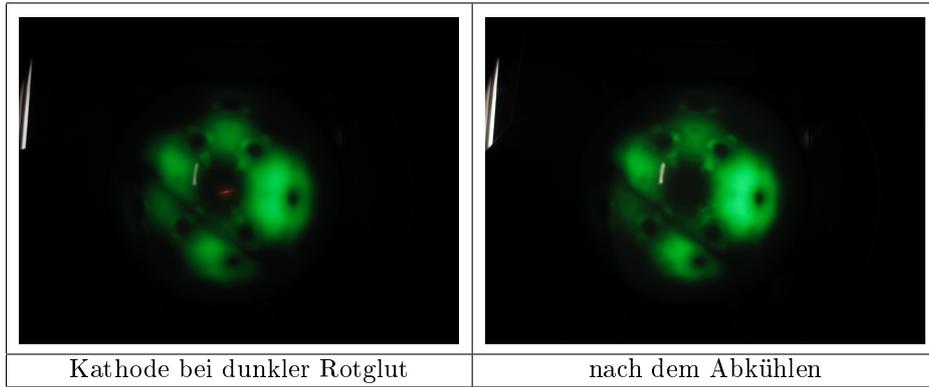


Zunächst ist das erkennbare Muster relativ hell, mit der Zeit wird es jedoch zunehmend dunkler, das heißt, es werden weniger Elektronen emittiert. Da die Spannung dabei unverändert bleibt, muss dies daran liegen, dass sich mehr und mehr Fremdatome auf der Kathode ablagern und die Feldstärke senken. Zudem werden kleine dunkle Punkte auf der Horizontalen zwischen der Mitte (dunkel) und den dunklen Flecken links und rechts erkennbar, die kurz nach dem Ausheizen noch nicht sichtbar waren.

Doch wie kommt dieses Muster überhaupt zu stande? Wenn die Oberfläche der Kathode glatt wäre, dürfte es kein Muster geben - die Röhre müsste mehr oder weniger gleichmäßig leuchten. Doch durch die starke Vergrößerung wird die Struktur des Wolfram-Kristalls sichtbar. An den dunklen Stellen sitzen Atome, die wegen ihrer positiven Kernladung die Elektronen im Metall halten. An den hellen Stellen kommen die „freien“ Elektronen im Metall weiter von den Atomkernen weg, dadurch „spüren“ sie das äußere Feld stärker. Sie können eher aus dem Metall heraus tunneln. Außerhalb werden sie nur noch entlang der direkten Geraden von der Kathode zur Anode beschleunigt und regen die Leuchtschicht der Anode zum Leuchten an.

Dunkle Stellen im Bild sind daher mit den Atomen in den äußeren Kristallschichten in Verbindung zu bringen.

Nach einiger Zeit haben wir die Kathode noch einmal sehr vorsichtig auf dunkle Rotglut (roter Strich in der Mitte der Bilder) erhitzt. Durch das erwärmen steigt die maximale kinetische Energie der Elektronen im Metall, so dass mehr Elektronen heraus tunneln und wieder mehr Strom fließt. Daher muss das Aufheizen sehr vorsichtig geschehen, damit der Strom nicht zu groß wird.



Beim erwärmen der Kathode werden Muster um die Atome auf den diagonalen Sichtbar. Vermutlich zeigt dies die Gitterschwingung der Atome im Kristall.