Messung von Ionenströmen in Molekularstrahlen

Bachelorarbeit
von
Oliver Höfert

Fachbereich Physik
Arbeitsgruppe Wollschläger

26. Oktober 2006

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **5**

2 Theorie **7**
2.1 Energieverteilung in einem Gas 7
2.2 Thermodynamische Betrachtung des Systems 8
2.2.1 Verdampfungsenthalpie 8
2.2.2 Wärmestrahlung des Tiegels 9
2.2.3 Wärmeleitung des Befestigungsdrahtes 10
2.2.4 Abschätzung 10
2.3 Beeinflussung des Molekularstrahls durch den Tiegel 11
2.3.1 Knudsen-Zelle 11
2.3.2 Teilchenstrom 12
2.3.2.1 Anpassung der Knudsenzelle 14
2.4 Ablenkung von Ionen im Kondensator 15
2.5 Ionisation der Atome 18
2.5.1 Richardson-Gleichung und Glüheffekt 19
2.5.2 Saha-Langmuir-Gleichung 20

3 Experimenteller Aufbau **23**
3.1 Verschiedene Verfahren für Epitaxie 23
3.1.1 Solid Phase Epitaxy (SPE) 23
3.1.2 Flüssigphasenepitaxie (LPE) 24
3.1.3 Metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE) 25
3.1.4 Molekularstrahlepitaxie (MBE) 25
3.2 Verdampfer 27
3.2.1 Aufbau 27
3.2.2 Geometrie 28
3.3 Schaltplan 29
3.4 Aufbau der Quarzwaage 30
3.4.1 Tooling-Faktor 30
3.4.2 Aufdampfdicke 31
3.4.3 Betrieb 31

4 Meßdaten und Diskussion **33**
4.1 Grundlegendes 33
4.2 Tiegel 33
4.2.1 Massenspektrometer 34

4.2.2 Verdampferraten 36
4.3 Filament 37
4.4 Ionenstrom 40
4.4.1 Ionenstrom bei unterschiedlichen Tiegelspannungen und Leistungen 43

5 Anhang **45**

6 Abstract **55**

7 Ausblick und Zusammenfassung **57**

Kapitel 1

Einleitung

Nach Moores Law [11] verdoppelt sich alle 18 Monate die Rechenleistung moderner Computer. Diese enorme Steigerung der Rechenleistung wird durch immer höhere Miniaturisierung erreicht. Mittlerweile stößt dieses Verfahren aber an seine Grenzen, denn es treten Tunnelströme in der Sperrschicht der Transistoren auf. Man versucht dieses Problem zu lösen, indem entweder die Bauweise der Transistoren geändert wird oder sogenannte High-K-Materialien als Sperrschicht in den Transistor eingebracht werden. Die Arbeitsgruppe Wollschläger untersucht einige dieser Materialien (z.B. Praeseodymoxid, Magnesiumoxid und Nickeloxid) und wie sich diese auf den Substraten verhalten. Die zu analysierenden Materialien werden in dünnen Schichten durch MBE (Molecular-Beam-Epitaxy) aufgedampft.

Bei einem solchen Aufdampfprozess treten Schwierigkeiten auf, die im Rahmen dieser Bachelorarbeit diskutiert werden. Eines dieser Probleme ist die Messung des Molekularstroms durch Quarzkristalle. Die Frequenz der Quarzkristalle sind abhängig von der Masse und der Temperatur. Jedoch macht der gegenläufige Effekt dieser beiden Faktoren den Quarz für Messungen bei Temperaturänderungen unbrauchbar. Damit ist der Bedarf nach einer von der Temperatur unabhängigen Methode gegeben. Interessant scheint in diesem Zusammenhang die Bildung von Ionen im Molekularstrahl und während des Abdampfprozesses.

Zur Messung der Ionen muss der Verdampfer modifiziert werden. Weiterhin soll der Versuchsaufbau so vorbereitet werden, daß eine automatische Regelung der Verdampferrate anhand des Ionenstroms und der Daten der Quarzkristalle stattfinden kann.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Energieverteilung in einem Gas

Den Teilchenstrahl kann man als Gas sehen. Deswegen ist die Geschwindigkeitsverteilung in einem Gas interessant. Die Geschwindigkeitsverteilung ist die Maxwell-Boltzmann-Verteilung:

$$N(v) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} v^2 e^{\frac{mv^2}{2kT}} \ [10,\ S.226] \tag{2.1}$$

Für die kinetische Energie sieht die Verteilung wie folgt aus:

$$N(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{kT}} \ [10,\ S.227] \tag{2.2}$$

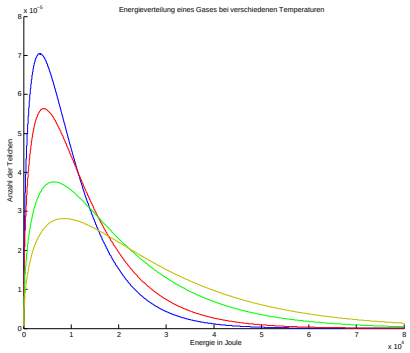


Abbildung 2.1 Energieverteilung in einem Gas

2.2 Thermodynamische Betrachtung des Systems

Die thermodynamische Betrachtung des Tiegels als System hilft bei dem Verständnis der auftretenden Energien. Grundsätzlich ist das System im thermodynamischen Gleichgewicht. Das heisst genausoviel Energie wie man in das System gibt, fließt auch wieder ab. Es wurde ein Zufluß von Energie, der elektrische Strom zwischen Tiegel und Filament, und drei Abflüsse angenommen. Diese sind die Wärmeabstrahlung, die Verdampfung von Partikeln und dann noch die Wärmeleitung über den Befestigungsdraht als Diffusion.

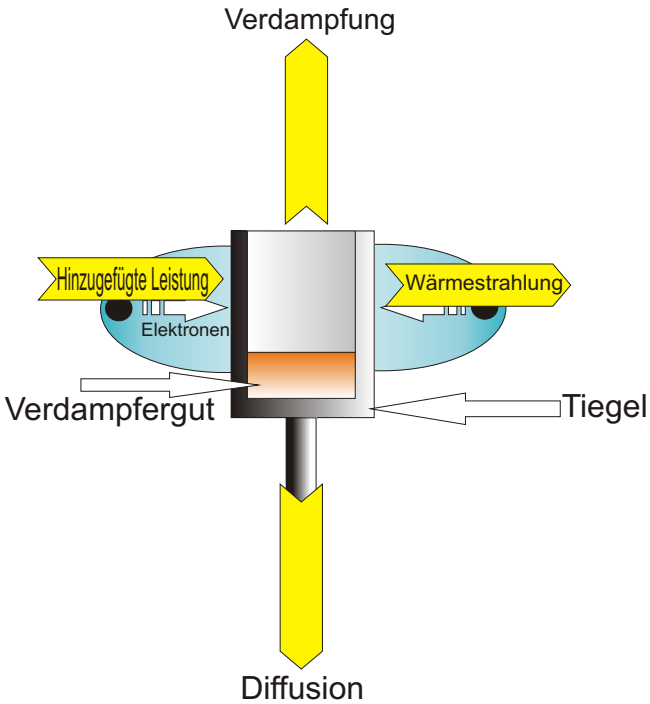


Abbildung 2.2 Energiefluß in der Thermodynamischen Betrachtung

2.2.1 Verdampfungsenthalpie

Für den Übergang von einem Aggregatzustand in den anderen wird Energie benötigt. Sie führt zu keiner Temperaturerhöhung, sondern nur zum Wechsel des Zustandes. Wenn vom flüssigen Zustand in den gasförmigen übergegangen wird so heisst die Energie Verdampfungenthalpie und wird mit H bezeichnet(siehe [10, S.253], [16, Boltzmann-Faktor]). Nach Maxwell-Boltzmann bestimmt man nun die Anzahl der verdampften Teilchen als Funktion der Temperatur:

$$N(T) \propto e^{-\frac{H}{RT}} \tag{2.3}$$

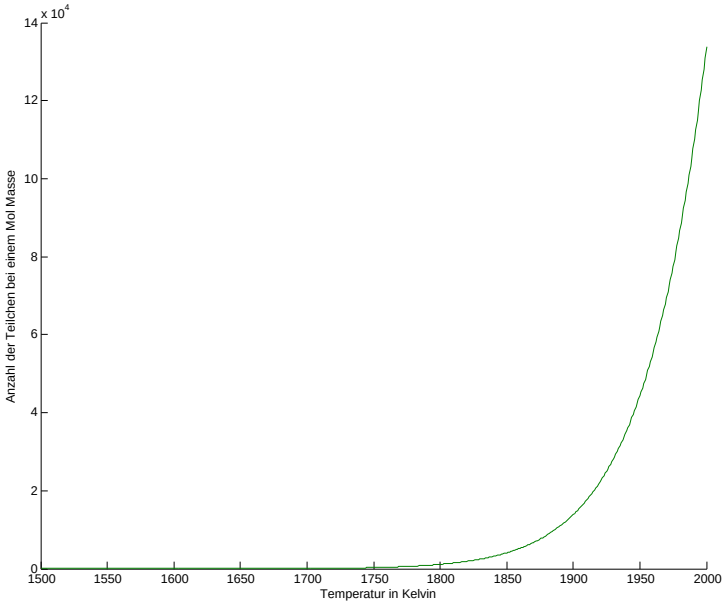


Abbildung 2.3 Verdampfung von Material

Betrachtet man die verdampften Teilchen pro Zeit an erhält man die Verdampferrate R_V.

$$R_V \propto \frac{dN(T)}{dt} \tag{2.4}$$

2.2.2 Wärmestrahlung des Tiegels

Ein schwarzer Strahler [10, S.232] [16, Schwarzer-Strahler] ist ein Objekt das elektromagnetische Strahlung absorbiert. Es wird keine Strahlung reflektiert oder durchgelassen. Die aufgenomme Energie wird über Wärmestrahlung mit einer bestimmten Intensität und spektralen Verteilung wieder abgegeben. Den Tiegel kann man in erster Näherung als schwarzen Strahler betrachten, dann gilt:

$$P = \sigma \cdot A \cdot T^4 \tag{2.5}$$

P : Leistung
A : Oberfläche
T : Temperatur
σ : Stefan-Boltzmann-Konstante ($5,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$)

2.2.3 Wärmeleitung des Befestigungsdrahtes

Wärme strömt immer längs eines Temperaturgradienten [10, S.232], und umso stärker, je steiler das Gefälle ist. Dies ergibt für einen linearen Stab mit dem Querschnitt A und der Länge l:

$$P = \frac{A\lambda}{l} T \tag{2.6}$$

P : Leistung
l : Länge des Drahtes
A : Querschnitt des Drahtes
T : Temperatur
λ : Wärmeleitfähigkeit

2.2.4 Abschätzung

Anhand der vorherigen Überlegungen kann man nun die Anteile der Leistung abschätzen. Dazu kann man sich folgende Gleichung überlegen:

$$P_{Abfluß} = e^{\frac{H}{RT}} + \sigma A_{Tiegel} T^4 + \frac{A\lambda}{l} T \tag{2.7}$$

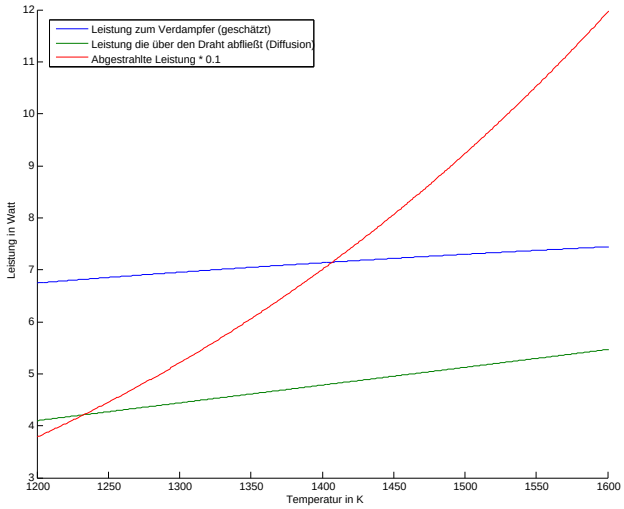


Abbildung 2.4 Verschiedene Anteile der Leistung im System. Zu beachten: die abgestrahlte Leistung ist zum besseren Vergleich mit 0.1 skaliert

2.3 Beeinflussung des Molekularstrahls durch den Tiegel

Durch die Effusion (Verdampfung) eines Materials an der Oberfläche entsteht ein Molekularstrahl. Dessen Geometrie wird durch den Tiegel stark beeinflusst [7, S.276]. Man geht bei der Betrachtung der Tiegel zur Vereinfachung von einer Knudsenzelle aus. Sie ist in 2.3.1 detailliert beschrieben. Danach wird auf den daraus resultierenden theoretischen Fluß der Teilchen eingegangen und zum Schluss noch auf die verwendete Single-Effusion-Cell eingegangen.

2.3.1 Knudsen-Zelle

Die Öffnung in der Knudsenzelle ist so klein, das sie als geschlossenes System beschrieben werden kann. Diese Abkopplung von der Umgebung führt zu einer Kontinuität der Prozesse, die für die folgenden Betrachtungen notwendig ist. Für diese ideale Art von Abdampfzellen hat Knudsen folgende Formel aufgestellt:

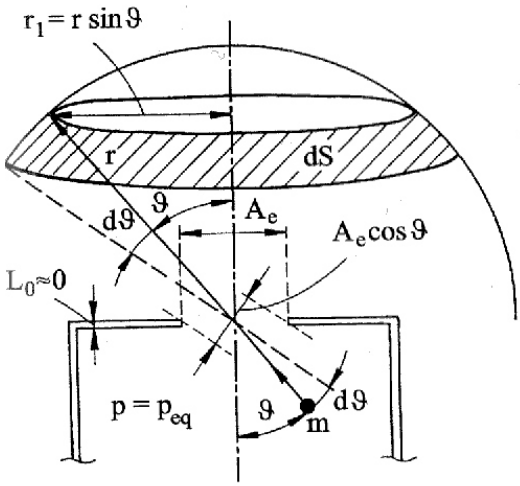


Abbildung 2.5 Knudsenzelle und Abstrahlwinkel des austretenden Teilchenstroms [7, S.277]

$$\Gamma_e = 8,33 \cdot 10^{22} \frac{pA_e}{\sqrt{MT}} \text{ [7, } S.278]$$

Γ_e : Abdampfrate
p : Druck
A_e : Fläche der Öffnung
M : Molare Masse
T : Temperatur

2.3.2 Teilchenstrom

Der austretende Teilchenstrom wird beschrieben durch die winkelabhängige Effusionsrate Γ_ϑ. Sie hängt von folgenden Parametern [6] ab:

1. effektiver Öffnungsquerschnitt ($A_e cos(\vartheta)$)
2. Flächenstromdichte ($\frac{\Gamma_e}{A_e} = 8.33 \cdot 10^{22} \frac{p}{\sqrt{MT}}$)
3. die Wahrscheinlichkeit P, daß ein Teilchen die Öffnung zwischen ϑ und $d\vartheta$ durchfliegt ($P = sin(\vartheta)d\vartheta$)

somit ist $d\Gamma_\vartheta$ gemäß [7, 11.40]:

$$d\Gamma_\vartheta = (C_0 A_e cos(\vartheta)) \frac{\Gamma_e}{A_e} (sin(\vartheta)d\vartheta) \text{ [7, 11.40]} \tag{2.8}$$

damit ergibt sich:

$$d\Gamma_\vartheta = \frac{\Gamma_e}{2\pi} C_0 cos(\vartheta) d\vartheta \text{ [7, } S.281] \tag{2.9}$$

Der Fluß bestimmt sich mit $dS = cos(\vartheta) d\theta r_A^2$ zu: [7]

$$I_A \equiv \frac{d\Gamma_\vartheta}{dS} = \frac{C_0 \Gamma_e}{2\pi r_A^2 cos(\vartheta)} = C_0 cos(\vartheta) 2,653 \cdot 10^{22} \frac{pA_e}{2r_a^2 \sqrt{MT}} \tag{2.10}$$

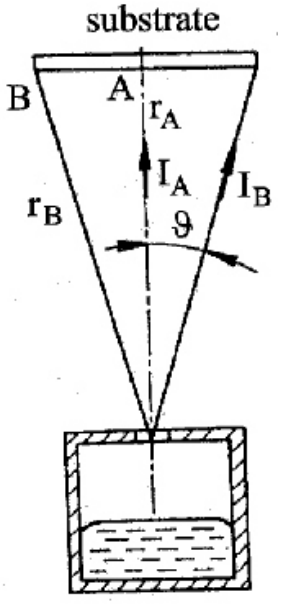


Abbildung 2.6 Winkel des MBE und Aufdampfen auf die Probe [6]

2.3.2.1 Anpassung der Knudsenzelle

Knudsenzellen sind nicht praktikabel aufgrund ihrer kleinen Öffnungen. Man kann sie nur schwer mit Material nachfüllen und es ist ein größerer Aufwand notwendig sie zu produzieren. Deswegen verwendet man günstigere andere Zellen. Diese haben allerdings eine ander Molekularstrahlgeometrie als Folge, deswegen wurden entsprechende Korrekturtherme eingeführt.
Um den richtigen Korrekturtherm zu bekommen, muss man zuerst das Verhältnis zwischen der Öffnung d_0 und der unbefüllten Tiegelhöhe L_0 bestimmen. An der Abbildung 2.3.2.1 kann man den Korrekturtherm dort ablesen, wo sich die Linie für den entsprechenden Winkel und die Linie für das Verhältnis schneiden.

Beispiel: Probe bei 15° und das Verhältnis $\frac{L_o}{d_0}$ ist 2. Dann ist der Korrekturtherm 0.6.

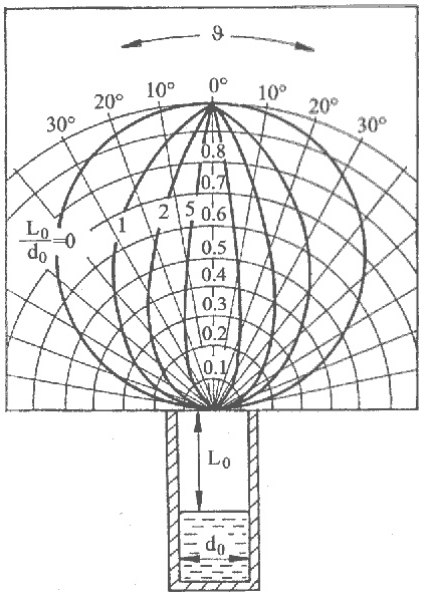


Abbildung 2.7 Streuung der Gasteilchen in Polarkoordinaten zur Bestimmung der Korrekturtherme [2]

Wie man anhand der Korrekturtherme sieht, hängt der Fluß der Teilchen sehr stark vom Füllstand des Tiegels ab.

2.4 Ablenkung von Ionen im Kondensator

Ein Anteil der Teilchen im Molekularstrahl ist, wie in Abschnitt 2.5 genauer erörtert, ionisiert. Diese Ionen sollen gemessen werden. Dies wird erreicht, indem man die Ionen in einem Kondensator ablenkt. Wenn die Ionen nun auf eine Collectorplatte treffen, entsteht ein elektrischer Strom. Dieser wird gemessen und soll als Maß für die Verdampferrate dienen. Es ist interessant zu wissen bei welcher Spannung im Kondensator wieviel Prozent der Teilchen registriert werden.

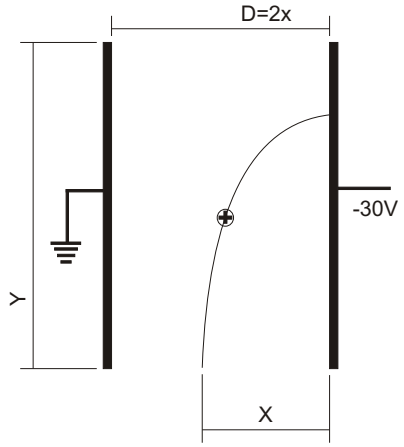


Abbildung 2.8 Skizze zur Ablenkung der Ionen im Kondensator bei einer bestimmten Ablenkspannung

Es gilt für die durchschittliche Geschwindigkeit eines Ions in x-Richtung:

$$s_x = \frac{1}{2} \cdot a \cdot t^2 \ [15] \Leftrightarrow a = \frac{2s_x}{t^2}$$

Für die andere Komponente der Geschwindigkeit in y-Richtung gilt:

$$s_y = v \cdot t \ [15] \Leftrightarrow t = \frac{s_y}{v}$$

Die beiden Komponenten werden verknüpft zu:

$$\Rightarrow a = \frac{2s_x}{s_y^2} \cdot v^2$$

Mit der mittleren Geschwindigkeit eines Gases nach [15]

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3RT}{m}}$$

kommt man zu:

$$\Rightarrow a = \frac{2s_x}{s_y^2} \cdot \frac{3RT}{m}$$

$$F = m \cdot a \text{ [15]}$$

und

$$F = E \cdot e \text{ [15]}$$

ergibt:

$$\Rightarrow E = \frac{2s_x \cdot 3RT}{s_y^2 \cdot e}$$

und letztendlich:

$$\Rightarrow U = \frac{4s_x^2 \cdot 3RT}{s_y^2 \cdot e} \tag{2.11}$$

Um also 50% der Ionen zu detektieren sind 32,08 V nötig.

Da man aber nicht nur 50% haben will, muss man eine andere Spannung nehmen.

Dieses Problem wurde nicht analytisch wie oben gelöst sondern numerisch. Die notwendigen Matlab-Skripte sind im Anhang unter Listing 8.1 aufgeführt.

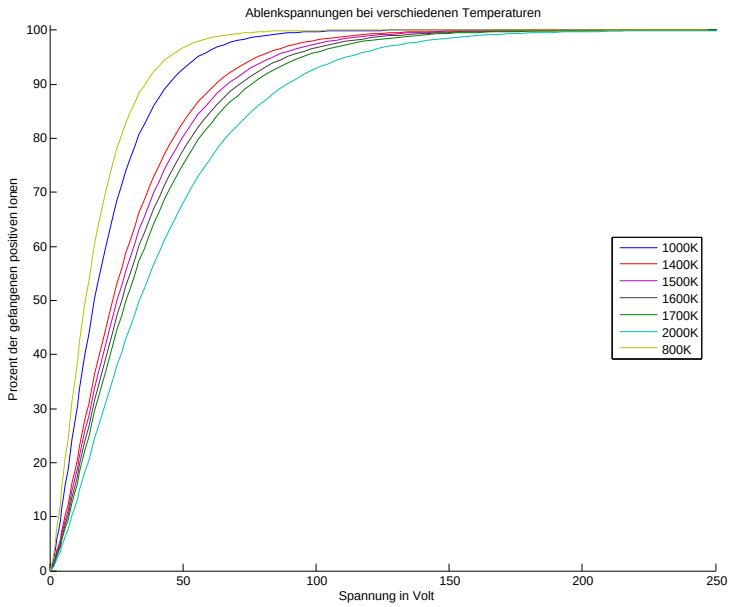
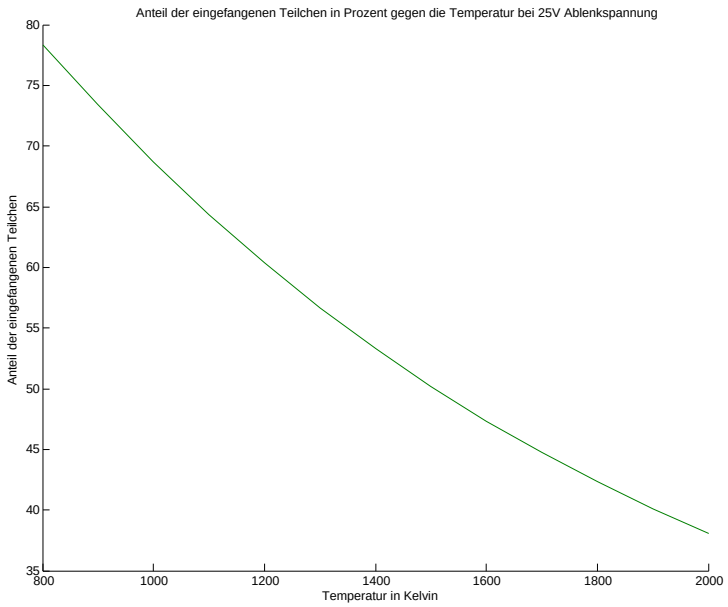


Abbildung 2.9 Registrierte Ionen in Prozent bei verschiedenen Ablenkspannungen und Energien

Nun ist es interessant wie sich die Anzahl der eingefangen Teilchen ändert, wenn man die Ablenkspannung konstant lässt und die Temperatur erhöht.



Die Anzahl der gemessenen Ionen wird deswegen geringer, da die Teilchen bei höherer Energie schneller werden und dann nicht mehr bei der entsprechenden Spannung auf den Collector gelenkt werden. Jedoch werden die Teilchen trotzdem abgelenkt, aber nicht genug, um registriert zu werden. Dies führt dazu, daß der Molekularstrahl aufgeweitet wird.

2.5 Ionisation der Atome

Die thermische Ionisation ist ein Stoßionisation aufgrund von Stößen unter den einzelnen Atomen in einem Gast. Darum kann man die Ionisation durch die Energieverteilung in Gasen abschätzen. In der folgenden Grafik ist die Wahrscheinlichkeit ein Atom bei verschiedenen Tempereaturen zu ionisieren dargestellt.

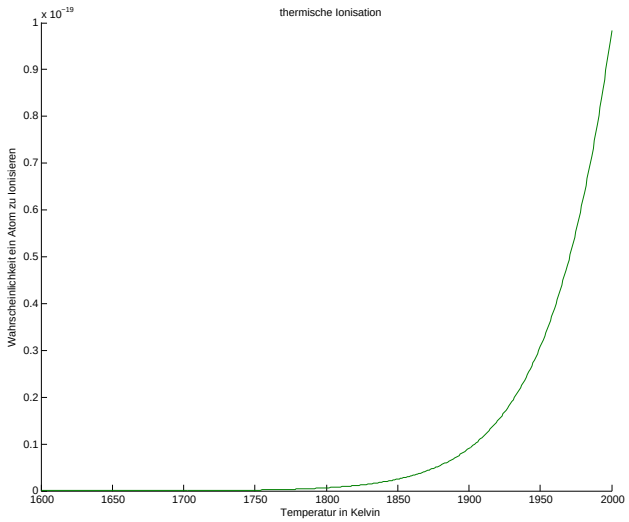


Abbildung 2.10 Anzahl der eingefangenen Ionen bei verschiedenen Temperaturen und Ablenkspannungen gemäß Theorie

Die Wahrscheinlichkeit Atome durch thermische Ionisation zu ionisieren ist sehr gering, da Silizium bei circa 1500K verdampft. Deswegen kann man davon ausgehen, daß noch andere Effekte Einfluß auf die Ionisation haben. Ein anderer Effekt wird die Stoßionosation mit Elektronen sein. Diese treten aufgrund des Glüheffektes aus dem Filament aus. Hierzu werden folgend ein paar theoretische Überlegungen aufgeführt.

2.5.1 Richardson-Gleichung und Glüheffekt

Edison entdeckte, daß aus einer Glühkathode Elektronen austreten und zur Anode hin beschleunigt werden. Richardson stellte die Gleichung für den glühelektrischen Effekt auf [10, S.446] [16, Richardson-Gleichung].

Sie lautet:

$$j = AT_{Draht}^2 e^{-\frac{W_e}{kT}} \tag{2.12}$$

j : Stromdichte der austretenden Elektronen
A : Richardson Konstante
W_e : Auslösearbeit der Elektronen
k : Boltzmannkonstante

Die Dichte der austretenden Elektronenwolke hängt nur von der Temperatur ab. Sie wird von der Filamenleistung bestimmt.

2.5.2 Saha-Langmuir-Gleichung

Mittels der Saha-Langmuir-Gleichung lässt sich das Verhältnis von ionisierten und neutralen Teilchen in einem Gas bestimmen. Die Saha-Langmuir-Gleichung legt zugrunde, daß die Gasteilchen einem Elektronenstrom vom Filament der Dichte j ausgesetzt sind. Diese Stromdichte kann durch die Richardson-Gleichung berechnet werden.

Saha-Langmuir:

$$r = \frac{I_i}{I_0} = \frac{\omega_i}{\omega_a} \cdot \frac{120 T_{Gas}^2}{j} e^{\frac{-eE_{ion}}{kT_{Gas}}} \quad [14] \tag{2.13}$$

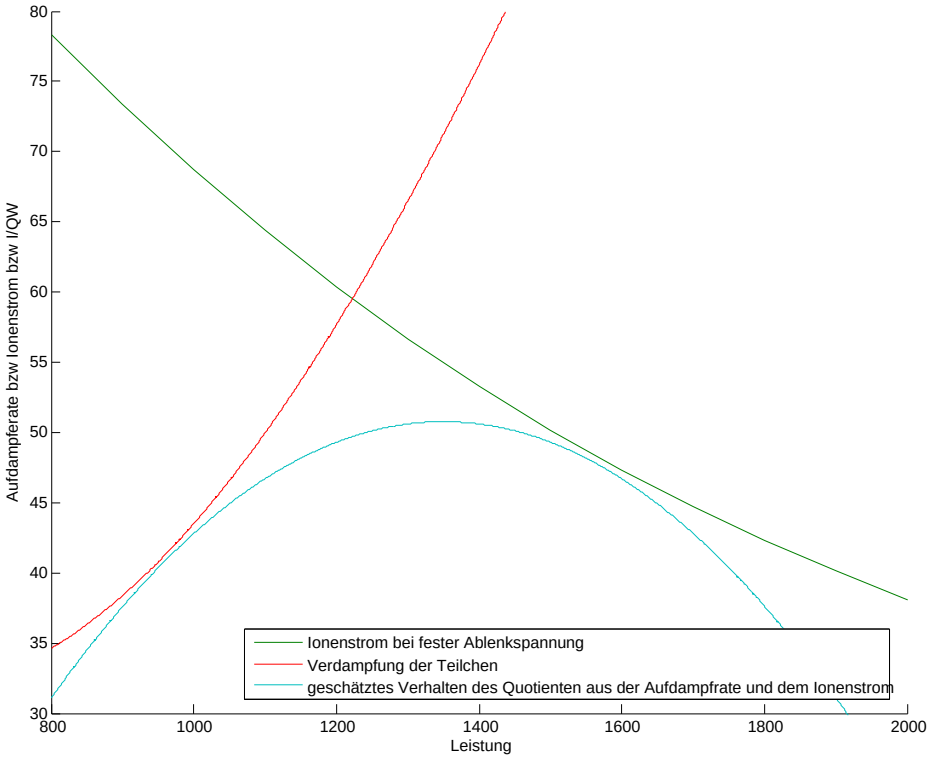
I_i : Anzahl der ionisierten Teilchen
I_0 : Anzahl der nicht geladenen Teilchen
j : Stromdichte der Elektronenwolke um das Filament
e : Elementarladung des Elektrons
E_{ion} : Ionisierungsenergie
ω_i : statistisches Makrogewicht der Ionen
ω_a : statistisches Makrogewicht der Atome

Die Gastemperatur hängt nur von der Leistung, mit der das das Filament betrieben wird ab. Deswegen kann man die Temperatur des Gases durch $c_T \cdot T_{Gas} = T_{Draht}$ abschätzen. c_T ist eine nicht näher bestimmte Konstante, die den Unterschied zwischen T_{Gas} und T_{Draht} ausmacht. Nun ist es möglich die Richardson-Gleichung in die Saha-Langmuir-Gleichung einzusetzen. Man bekommt für das Verhältnis zwischen ionisierten und neutralen Atomen:

$$r = \frac{\omega_i}{\omega_a} \cdot \frac{120 \cdot c_T^2}{A} e^{\frac{e \cdot E_{ion} \cdot c_T}{W_e}} = c_i \tag{2.14}$$

Somit ist das Verhältnis zwischen ionisierten und neutralen Teilchen temperaturunabhängig. Dieses Ergebnis ist wirklich verblüffend. Nun kann man mittels des Verdampfens die Größe des Ionenstroms abschätzen. **Er steigt proportional zum Teilchenstrom**. Das heisst die Temperatur spielt keine Rolle mehr und die Anzahl der ionisierten Teilchen hängt nur noch von der Anzahl der nicht geladenen Teilchen ab. Diese Teilchen entstehen aber nur beim Verdampfen.

So lässt sich das Verhältnis zwischen Ionenstrom und Teilchenstrom vorhersagen. Zum einen hat man den Teilchenstrom der sich entsprechend eines Boltzmann-Faktors verhält und die Anzahl der Ionen festlegt. Zum anderen gibt es den limitierenden Effekt, daß die ionisierten Teilchen zuviel Energie haben und nicht detektiert werden. Diese beiden Effekte beeinflussen das gemessene Verhältnis des Ionenstroms zur Verdampferrate.


80
75
70
65
60
55
50
45
40
35
30
800
1000
1200
1400
1600
1800
2000
Leistung
Aufdampferate bzw Ionenstrom bzw I/QW
Ionenstrom bei fester Ablenkspannung
Verdampfung der Teilchen
geschätztes Verhalten des Quotienten aus der Aufdampfrate und dem Ionenstrom

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Verschiedene Verfahren für Epitaxie

Um ein gerordnetes Kristallwachstum (Epitaxie) auf einem Substrat zu bekommen, werden verschiedene Beschichtungsverfahren angewendet. Diese Verfahren sind im folgenden kurz aufgeführt und erklärt. Dies soll der Einordnung der verwendeten Molekularstrahlepitaxie dienen.

3.1.1 Solid Phase Epitaxy (SPE)

Wenn sich eine amorphe Schicht auf einer monokristallinen Schicht in eine ebenfalls kristalline Schicht umordnet, nennt man das Solid Phase Epitaxy ([7, S.45]). Der kristalline Zustand ist energetisch günstiger. Daher ordnen sich die Atome nach dem Vorbild des Substrats um. Das Substrat dient sozusagen als Schablone für das ungeordnete amorphe Material. Aufgrund des energetisch niedrigeren Zustandes der kristallinen gegenüber der amorphen Schicht wird Energie nur benötigt um den SPE-Prozess zu starten. Diese Energie wird dem Material entweder durch Erhitzen oder Ionenbeschuss zugefügt.

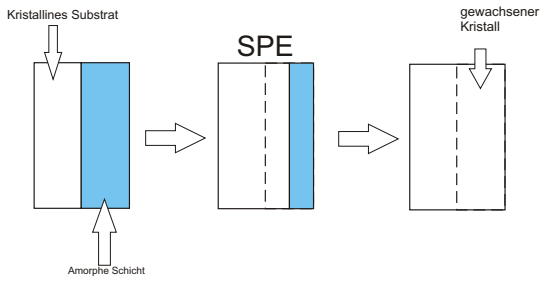


Abbildung 3.1 Solid-Phase-Epitaxy: Durch Energiezufluß ordnet sich das amorphe blaue Material zu einem Kristall nach Vorbild des weissen Substrats

3.1.2 Flüssigphasenepitaxie (LPE)

Bei der Flüssigphasenepitaxie ([7, S.63]) lagern sich Teilchen aus einem Fluid auf einem Substrat ab. Diese flüssige Phase ist entweder eine Schmelze oder eine Lösung. Meistens wird jedoch eine Lösung bevorzugt damit man kontrollierte niedrige Temperaturen hat. Die Temperaturen verschiedener Lösungen liegen oftmals näher zusammen im Vergleich der Temperaturen von Schmelzen. Dies ist sinnvoll, wenn man mehrere verschiedene Lösungen nacheinander über das Substrat fliessen lassen will.

Bei der technischen Umsetzung von LPE sind drei Haupttechniken weit verbreitet: Eintauchen, Kippen und Gleiten. Beim Eintauchen wird einfach die Probe in eine Lösung eingetaucht und nach einer bestimmten Zeit wieder hochgeholt.

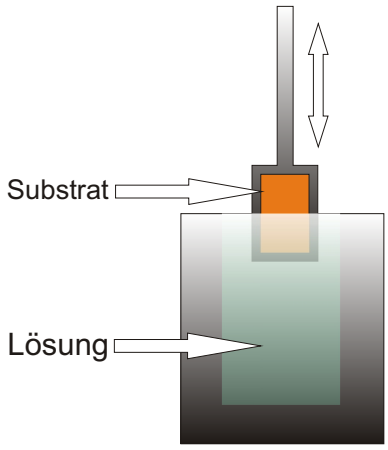


Abbildung 3.2 LPE-Technik: Eintauchen [12]

Durch das Kippen kommt die Probe kurzzeitig mit der Lösung in Kontakt.

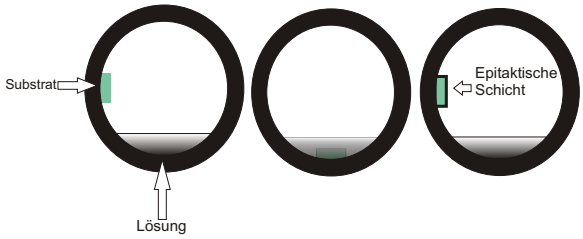


Abbildung 3.3 LPE-Technik: Kippen [4]

Als letztes wird beim Gleiten die Probe durch mehrere Lösungsbecken gezogen.

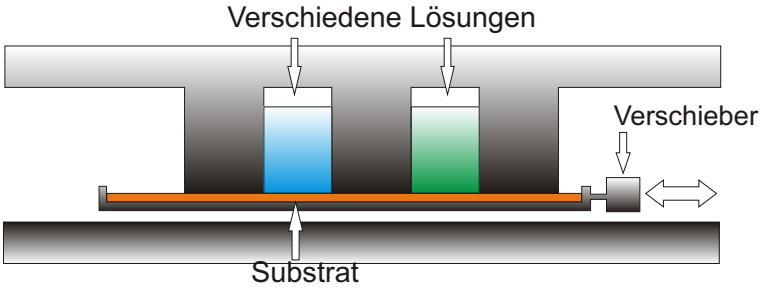


Abbildung 3.4 LPE-Technik: Gleiten [9] (genommen aus [5])

Die Flüssigphasenelektroepitaxie (LPEE) ist eine Weiterententwicklung der LPE. Sie benutzt den gleichen Aufbau mit dem Unterschied, daß durch die Lösung-Substrat-Grenzfläche ein Strom fließt. ([7, S.73] und [1] , [17])

3.1.3 Metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE)

Die MOVPE ([7, S.171]) ist eine Art der Chemischen Verdampfer Epitaxie (CVD) und soll hier stellvertretend für andere CVD-Verfahren aufgeführt werden. Es ist neben MBE das am häufigsten eingesetzte Verfahren um Epitaxie zu erzeugen.

Das Prinzip des MOVPE beruht auf den chemischen Reaktionen in einem Gas. Es wird ein Trägergas benutzt. In dieses Gas gibt man den sogenannten Precursor. Er spaltet sich durch kinetische Energie und Stöße im Gas auf und setzt sich teilweise durch Adsorption am Substrat ab. Er ist eine gasförmige Verbindung aus dem Stoff der aufgedampft werden soll und einer weiteren Komponente (Beispiel: Trimethylgallium TMGa). Das Ablagern und anschliessende Aufwachsen des Materials wird durch erhitzen des Substrats deutlich geordneter und auch beschleunigt. Durch Oberflächenreaktionen desobieren auch einige Teile wieder. Diese Teile werden dann aber vom Trägergas weggetragen und stören nicht weiter. Das Trägergas bildet 90% der gasförmigen Phase und besteht entweder aus Wasserstoff oder Stickstoff. Stickstoff ist in diesem Zusammenhang besonders vielversprechend. Es stellt nicht so hohe Sicherheitsanforderungen und es ist für die Stöße im Gas aufgrund des höheren Gewichts besser geeignet.

3.1.4 Molekularstrahlepitaxie (MBE)

MBE ([7, S.131]) ist neben der MOVPE das am häufigsten und auch hier verwendete Verfahren, um epitaktisch gewachsene Schichten auf einem Substrat zu erzeugen. Oftmals wird die MOVPE in der Industrie eingesetzt wohingegen MBE häufig in der Forschung eingesetzt wird. Das liegt daran das die Oberflächenprozesse beim MBE durch weniger Seiteneffekte einfacher zu

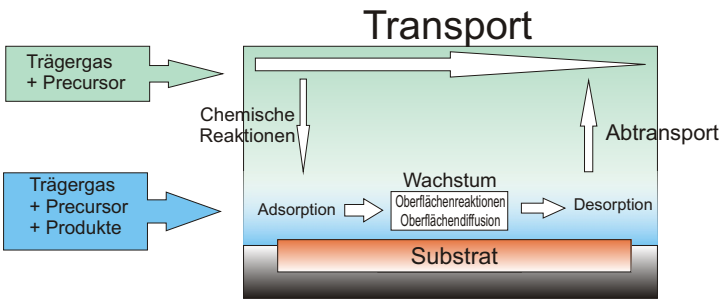


Abbildung 3.5 MOVPE-Verfahren [3]

verstehen sind. Zudem können fast alle Materialien verdampft werden, wenn sie in flüssiger oder fester Form vorliegen.

Beim MBE-Prozeß wird zuerst ein Stoff verdampft. Danach wird der Verdampferstrahl fokussiert und dann auf ein Substrat gerichtet. Der genaue Aufbau des Verdampfers, sowie zusätzliche Ausführungen zur Geometrie sind weiter unten zu finden.

Das MBE hat wegen seinem Molekularstrahl einen Vorteil: es kann aufgedampft werden und gleichzeitig mit Oberflächendiagnosemethoden (REED, SPA-LEED, etc) der Prozess überwacht werden (in-situ).

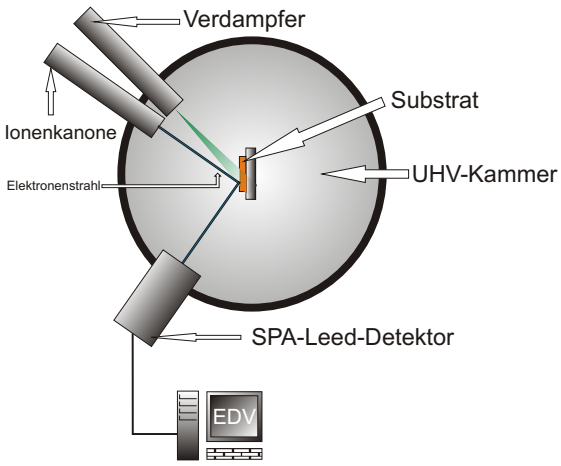


Abbildung 3.6 MBE-Verfahren: in-situ Aufdampfen

3.2 Verdampfer

3.2.1 Aufbau

Der benutzte Verdampfer wurde am Institut für Festköperphysik an der Universität Hannover entwickelt [13]. In der folgenden Abbildung ist der Aufbau dargestellt.

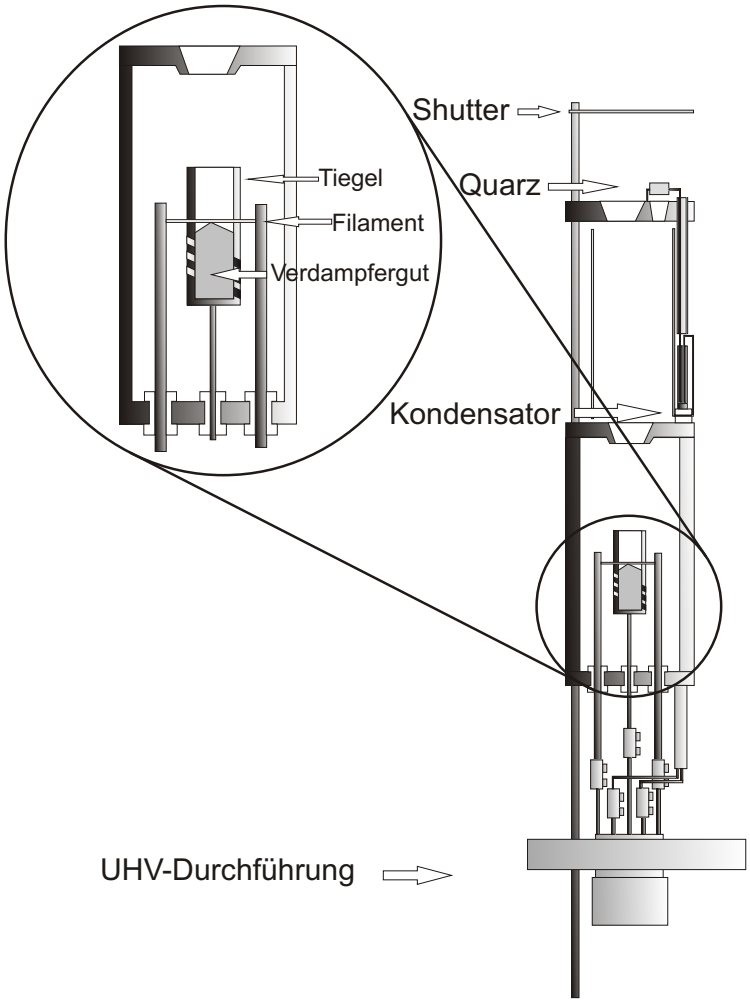


Abbildung 3.7 Aufbau des Verdampfers

Das Verdampfen des Materials im Tiegel gelingt durch Elektronenstöße auf den Tiegel. Die dafür benötigten Elektronen treten aus einem Thoriumoxid dotierten und 0,125mm dicken Wolfram-Filament aus. Danach werden die Elektronen auf den Tiegel beschleunigt, indem am Tiegel Hochspannung angelegt wird. Durch den Aufprall auf den Tiegel geben die Elektronen kinetische Energie ab. Diese Energie wandelt sich in thermische Energie und das Verdampfergut wird heiss. Das Filament wird mit ungefähr 2 Ampere und 5

Volt betrieben, die Hochspannung am Tiegel beträgt zwischen 800 und 1500 Volt je nach verdampften Material.

Der Kondensator ist in equidistanten Abstand zum Molekularstrahl angeordnet. Die Verdampferkammer ist mit Kupfer umschlossen durch das eine Wasserleitung zur Kühlung gelegt wurde. Teilchen, die aus dem Tiegel kommen, sich aber nicht in Richtung Probe bewegen, stossen also an die gekühlte Kupferwand und kondensieren. Ebenso wird mit der Kühlung erreicht, daß Schmutz der am Tiegel oder Filament verdampft ist sich nun auch am Kupferrand absetzt.

3.2.2 Geometrie

Die Geometrie des Verdampfers ist darauf ausgelegt einen präzisen Strahl an Teilchen zu erzeugen. Zur Fokussion des Strahls sind zwei sogenannte Skimmer (dt.: Schöpflöffel) vorgesehen.

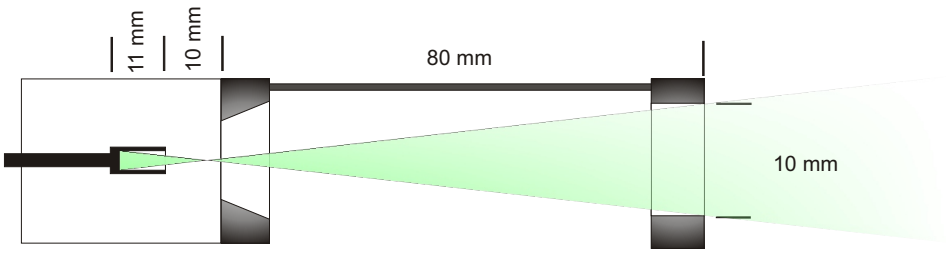


Abbildung 3.8 Geometrie des Verdampfers

Der erste Skimmer dient dazu eine Richtung vorzugeben, damit nur Teilchen mit der Bewegungsrichtung auf die Probe den Kupferkörper verlassen. Der zweite Skimmer ist für die eigentliche Fokussierung zuständig. Er stellt den Strahl begrenzt dar, weil auch seine Abmessung für die Teilchen deutlich begrenzender ist (siehe Skizze).

Anhand der Skizze lässt sich recht gut abschätzen wie sich der Strahl in welchem Abstand verhält. Der Strahlensatz gibt als Näherung den Radius r der bedampften Fläche im Abstand X her.

Es gilt:

$$r = \frac{X}{4} \tag{3.1}$$

3.3 Schaltplan

Das System ist folgendermaßen aufgebaut:

Zur Bestimmung der Aufdampfrate sind zwei Schwingquarze vorgesehen. Der eine ist direkt im Verdampfer montiert (siehe 3.2.1) und der andere ist die Quarzwaage. Diese beiden werden vom Lieven Counter 125m (Verdampferquarz) bzw Maxtek TM-350 (Quarzwaage) ausgelesen. Die Geräte konnten direkt vom Rechner über die RS232 Schnittstelle betrieben und ausgelesen werden.

Desweiteren gibt es drei Netzteile. Das erste Netzteil legt Hochspannung(circa 1kV) an den Tiegel an. Das zweite wird genutzt, um den Filamentstrom (circa 2 Ampere und 5 Volt) zu erzeugen und das letzte ist für die Ablenkspannung (0V bis 30 Volt) zuständig.

Als letztes Element ist hier das Picoamperemeter aufgeführt. Hierfür wurde das Keithley 485 verwendet. Dieses Gerät wurde nicht per Rechner ausgelesen sondern direkt vom Operateur.

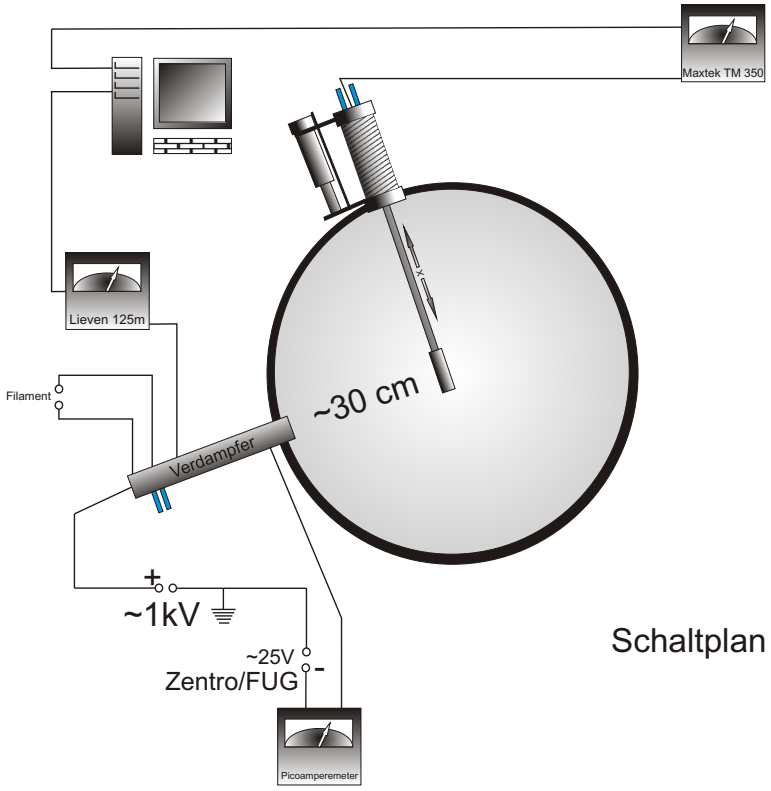


Abbildung 3.9 Schaltplan des Versuchaufbaus

3.4 Aufbau der Quarzwaage

Die Quarzwaage wird anstelle der Probe in einem Abstand von 30cm vom Tiegel bedampft. Durch den Verschieber kann die Position der Waage in der Kammer in einer Richtung verändert werden. Jedoch ist die Waage bei den benutzten Aufdampfraten zu ungenau um den Strahl genau zu vermessen. Hinzu kommt noch das die Waage erst ins thermische Gleichgewicht muss bevor sie stabile Aufdampfraten misst.

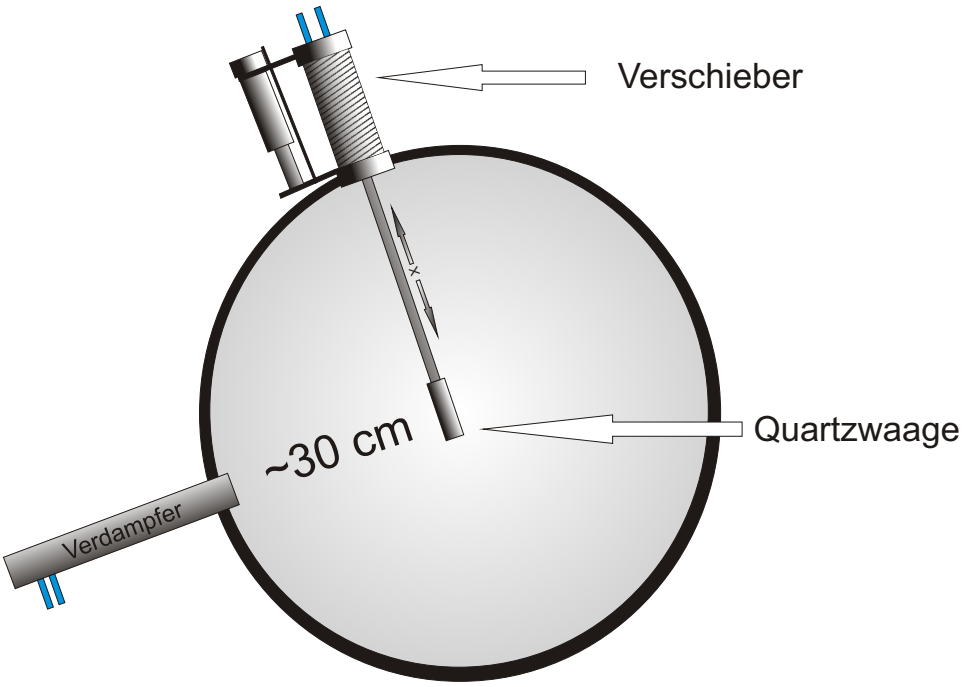


Abbildung 3.10 Aufbau der Quarzwaage

3.4.1 Tooling-Faktor

Der Tooling Faktor ist die Skalierung der Aufdampfraten zwischen dem Quarz und der Probe. Die Aufdampfrate ist die verdampfte Anzahl Teilchen in einer bestimmten Zeit. Die Masse der aufgedampften Teilchen verändert die Eigenfrequenz der Schwingquarze. Die Änderung der Eigenfrequenz ist dabei proportional zur Masse der Teilchen. Die Unterschiede in der Skalierung werden zum Beispiel durch verschiedene Abstände zur Quelle oder durch einen anderen Winkel zur Quelle erreicht.

Der Tooling-Faktor wird in das zur Quarzwaage gehörige Gerät (Maxtek TM-350) eingegeben, am Gerät ist dann direkt die Aufdampfrate und Schichtdicke abzulesen.

Der Tooling-Faktor $K_{Tooling}$ wird wie folgt bestimmt:

$$K_{Tooling} = (\frac{dk}{dp})^2 \cdot 100 \text{ [8]} \tag{3.2}$$

dk : Distanz von der Quelle zum Kristall
dp : Distanz von der Quelle zur Probe

Ändert sich der Winkel zwischen der Quelle und dem Kristall oder der Quarzwaage so gilt:

$$K_{Tooling} = (\frac{dk}{dp})^2 \cdot 100 \cdot \frac{cos\phi_p}{cos\phi_k} \tag{3.3}$$

ϕ_p : Winkel zwischen Quelle und Probe
ϕ_k : Winkel zwischen Quelle und Kristall

3.4.2 Aufdampfdicke

Die Herstellerfirma Maxtek [8] gibt als Gleichung für die Berechnung der Schichtdicke die Formel

Die akustische Impedanz zwischen dem aufgedampften Material und dem Quarz hat einen Einfluss auf die Frequenz des Schwingquarzes, analog zu der Membran eines Lautsprechers. Hierbei ist die akustische Impedanzrate R_z der Quotient aus der akustischen Impedanz des Quarz AI_q und der Impedanz des Films AI_f.

$$TK_f = (\frac{p_q}{p_f}) \cdot N_q \cdot (\frac{\tau}{\pi R_z}) \cdot arctan[R_z tan\pi(\frac{\tau - \tau_q}{\tau})] \tag{3.4}$$

an.

Hierbei:

TK_f : Dicke der aufgedampften Schicht
p_f : Dichte des Films
p_q : Dichte des Quarz
τ : Periode der bedampften Quarz
τ_q : Periode des unbehandelten Quarz
N_q : $1.668 \cdot 10^5 [Hz \cdot cm]$

$$R_z = \frac{AI_q}{AI_f} \tag{3.5}$$

3.4.3 Betrieb

Da jedoch die Verdampferraten deutlich kleiner sind als die in der Industrie erzielten Raten, wurde der Toolingfaktor auf das Höchstmaß (1000) gestellt und der Wert der Dichte wurde ebenfalls um den Faktor 10 erhöht.

Kapitel 4

Meßdaten und Diskussion

4.1 Grundlegendes

Um eine notwendige gleichmäßige Temperatur zu erreichen wurde vor einer Messung der Verdampfer durch den Betrieb des Filaments aufgeheizt. Nach einer Vorheizzeit von zwei Stunden wurden deutlich bessere und konstante Ergebnisse erziehlt. Insbesondere ist es wichtig, daß das Verdampfergut eine gleichmäßige Temperatur und eine glatte Oberfläche hat. Diese kann man erreichen, wenn man bei moderaten Temperaturen das Verdampfergut langsam schmilzt.

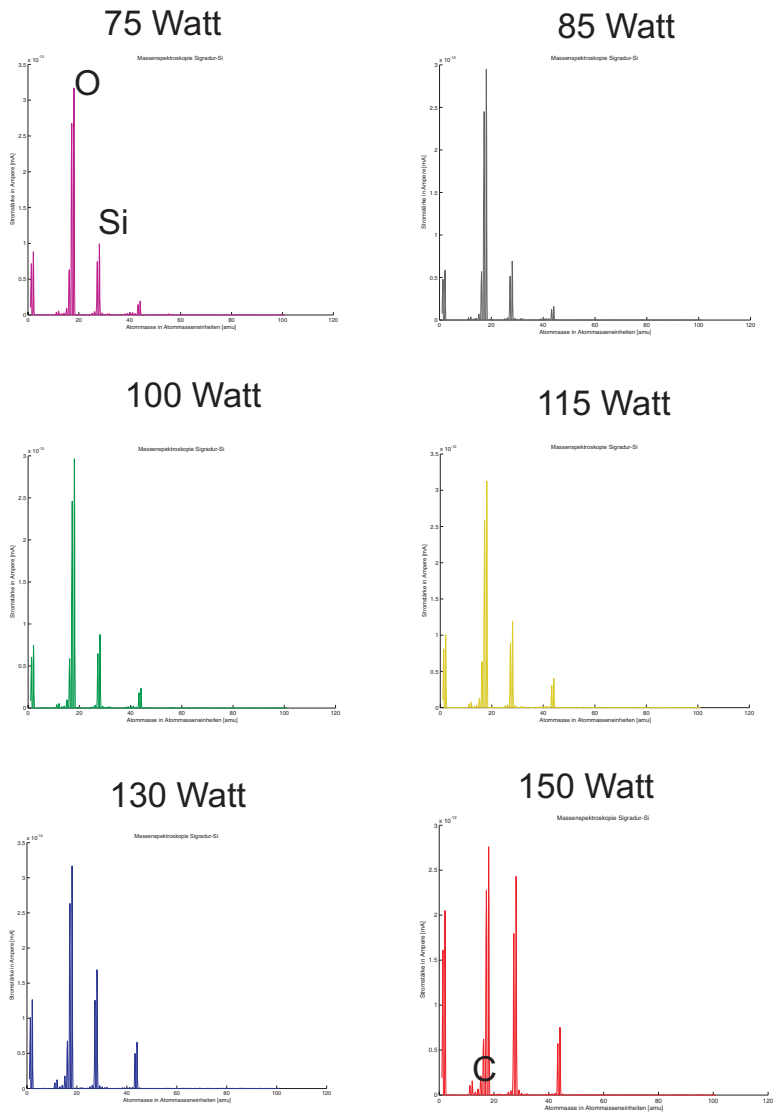
Bei längerer Lauf- und Verdampferzeit wurde die Atmosphäre in der Kammer sauberer. Dadurch wurde auch Schmutz entfernt und die gleichmäßige Temperatur wurde deutlich schneller erreicht.

4.2 Tiegel

Die bisherigen Erfahrungen in der Arbeitsgruppe mit Graphittiegeln waren nicht zufriedenstellend. Die Graphittiegel verschmutzten die Atmosphäre deutlich. Insofern wurde nach einem anderen Material gesucht und die Sigradur-Tiegel von der Firma $HTWHochtemperaturwerkstoffeGmbH$ gewählt. Diese Tiegel sind aus Glasgraphit, welches aus C_{60} Fullerenen besteht, und deswegen energetisch besonders stabil.

4.2.1 Massenspektrometer

Das Massenspektrum des Restgases in der UHV-Kammer.



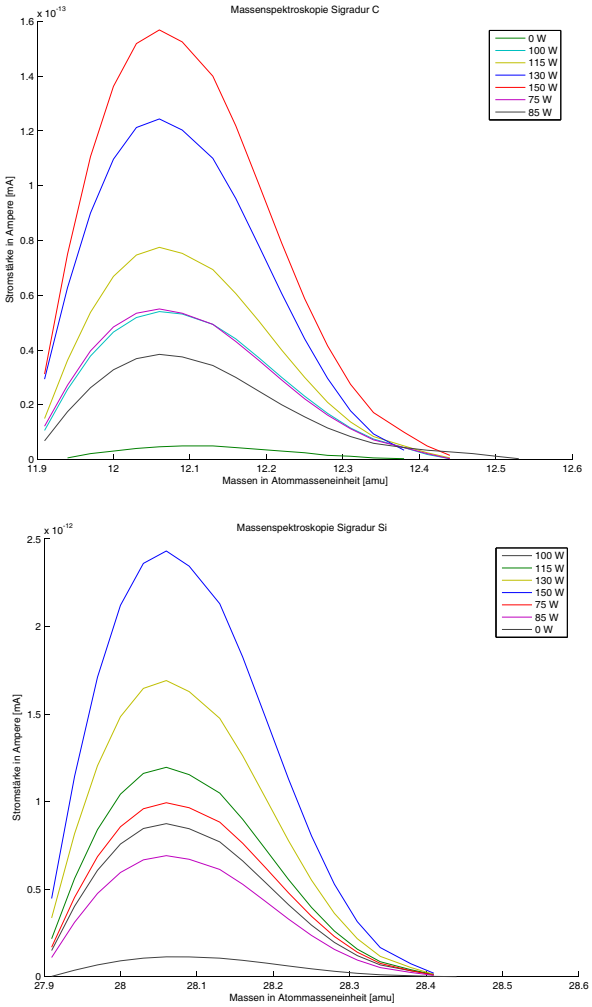


Abbildung 4.1 Betrachtung der Zunahme der Massen von C und Si in der Atmosphäre der UHV-Kammer bei verschiedenen Leistungen

4.2.2 Verdampferraten

Die Verdampferfrequenz und Rate des mit Silizium gefülltem Glasgraphit-Tiegels:

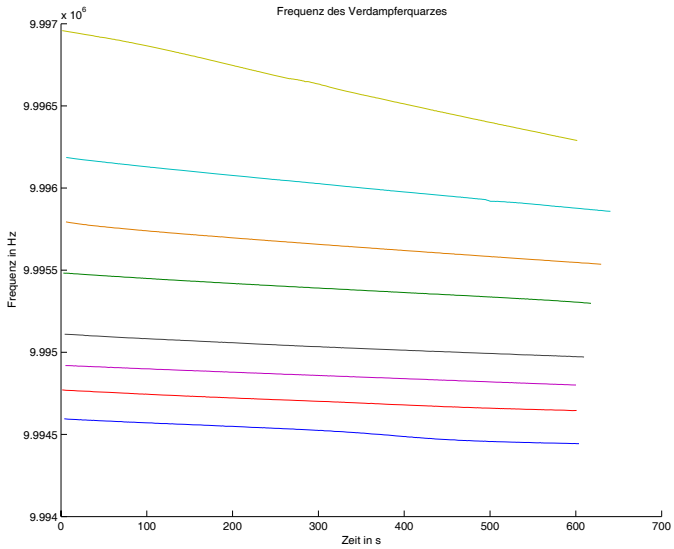


Abbildung 4.2 Frequenz des Verdampferquarzes bei verschiedenen Leistungen

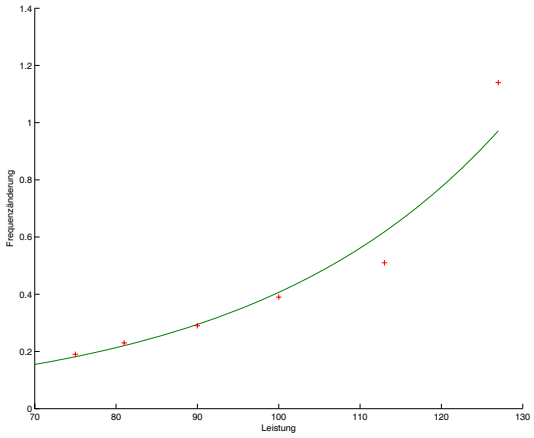


Abbildung 4.3 Verdampferrate bei verschiedenen Leistungen. Fit durch eine e-Funktion

Der Verdampferquarz kann in erster Näherung als mechanischer Oszillator gesehen werden. Die Frequenzänderung hängt von der aufgedampften Masse ab. Diese ist proportional zur Anzahl der aufgedampften Teilchen und daher auch zur Verdampferrate (siehe 2.2.1). Somit ist die zeitliche Frequenzänderung ein direktes Maß für die Verdampferrate.

4.3 Filament

Da viele Faktoren den Verdampfungsprozess beeinflussen, wurde das Filament einzeln untersucht. Somit wurde nur der Filamentstrom eingeschaltet und keine Tiegelspannung aufgebaut. Die Quarzwaage reagiert erst bei sehr viel höheren Leistungen ausreichend stark und wurde deswegen bei den Messungen nicht ausgewertet.

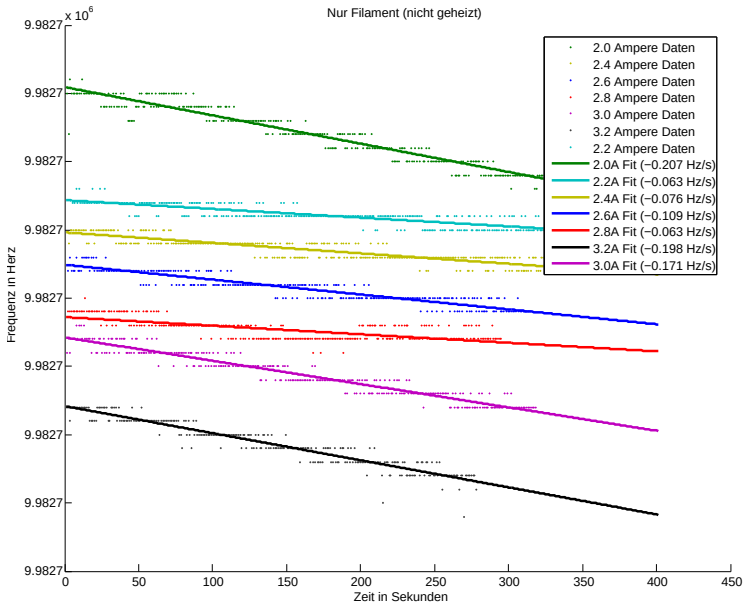


Abbildung 4.4 Frequenzänderung Verdampferquarz ohne Tiegelspannung und geheiztem Filament

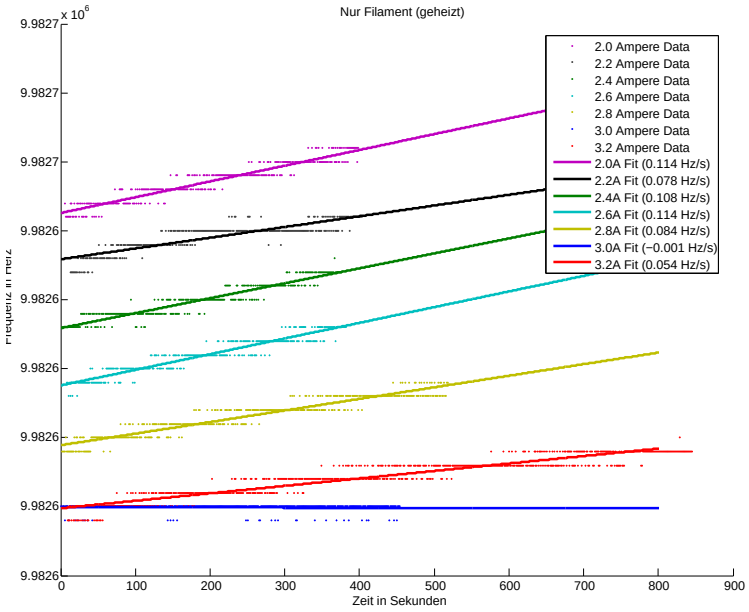


Abbildung 4.5 Frequenzänderung Verdampferquarz ohne Tiegelspannung bei geheiztem Filament

Zudem wurde der Ionenstrom bei verschiedenen Leistungen gemessen:

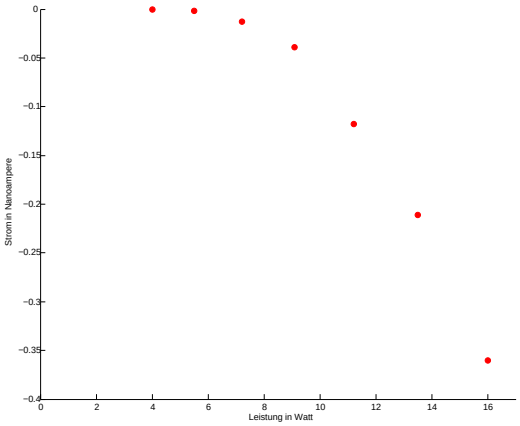


Abbildung 4.6 Strom an den Ionencollectoren bei ausgeschalteter Tiegelspannung

Die Aufdampfraten erklären sich gut damit, daß sich der Quarz erhitzt und leichte Verschmutzungen aufgedampft werden. Die Größe des Ionenstroms verhält sich wie durch die Richardson-Gleichung (2.5.1) erwartet. Einige Ionen werden in die Richtung der Probe emittiert. Sobald ein elektrisches Feld an den Kondensator entsprechend des Aufbaus (3.3) angelegt wurde, konnten auch keine Elektronen mehr gemessen werden.

4.4 Ionenstrom

Ziel dieser Arbeit war es, eine Abschätzung zu bekommen wie sich der Ionenstrom zur Aufdampfrate verhält. Deswegen wurde der Ionenstrom und die Aufdampfrate der Quarzwaage gleichzeitig gemessen. Es wurden die relativen Werte genommen um besser vergleichen zu können.

In dem vorher beschriebenen Aufbau hat die Quarzwaage erst bei circa 120 Watt Leistung entsprechend schnell eine Frequenzänderung registriert. Deswegen wurde der Ionenstrom bei Leistungen zwischen 120 und 145 Watt gemessen. Da das Picoampermeter nur maximal 30 Volt ohne Beschädigungen, wurden nur Ablenkspannungen von 5, 15 und 25 Volt benutzt.

Der Verdampferquarz ist nicht aufgeführt da er während einer Messung kaputt ging. Dadurch wird ein Problem des hier verwendeten Verdampfers offensichtlich. Aufgrund des geringen Raumes, ist der Verdampferquarz sehr schlecht zu positionieren. Der Verdampferquarz verscheibt sich zwangsläufig beim einsetzen in die UHV-Kammer. Durch diese Verschiebung wird er zu stark an einer Stelle bedampft und schliesst dann kurz, was mit der Zerstörung des Quarzes einhergeht.

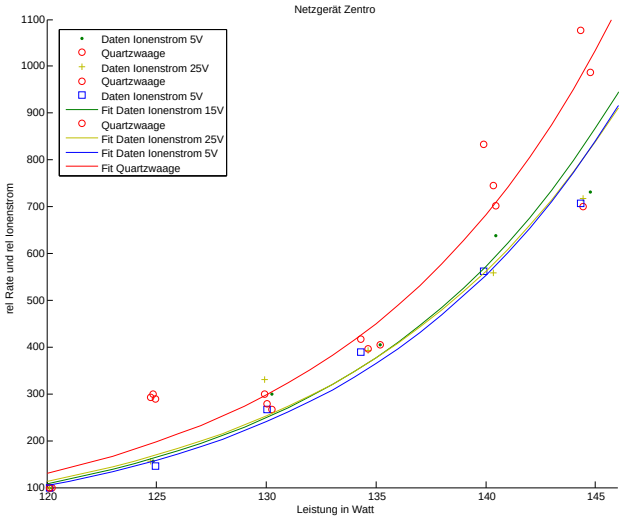


Abbildung 4.7 Messung des Ionenstroms bei verschiedenen Ablenkspannungen

Nun lässt sich auch noch das Verhältnis von Ionenstrom zur Aufdampfrate der Quarzwaage ($\frac{I_{Ion}}{R_{Quarzwaage}}$) bestimmen:

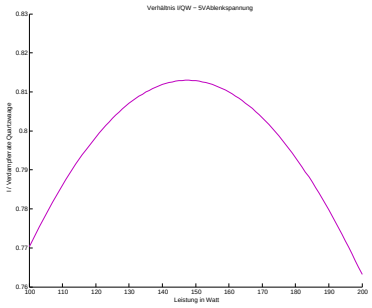


Abbildung 4.8 Quotient aus Ionenstrom und Aufdampfrate der Quarzwaage bei 5V Ablenkspannung

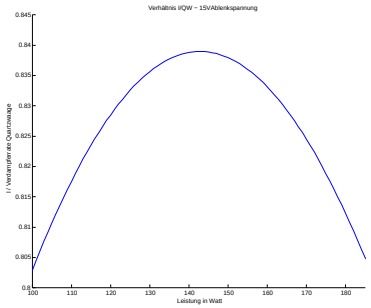


Abbildung 4.9 Quotient aus Ionenstrom und Aufdampfrate der Quarzwaage bei 15V Ablenkspannung

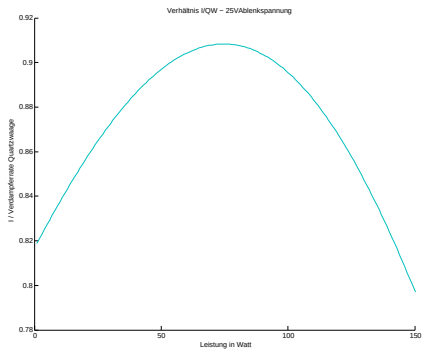


Abbildung 4.10 Quotient aus Ionenstrom und Aufdampfrate der Quarzwaage bei 25V Ablenkspannung

Die Ergebnisse für den Quotienten entsprechen den theoretischen Überlegungen (siehe 2.5.2).

Interessant ist es noch den Fluss der Teilchen zu bestimmen. Aus dem Fluss lässt sich dann die Anzahl der Teilchen berechnen und man bekommt das genaue Verhältnis zwischen ionisierten und nicht ionisierten Teilchen.

Der Fluss ist definiert als eine Menge die in einer bestimmten Zeit durch eine Fläche strömt. In diesem Fall ist die Menge N die Menge an Teilchen die im Verdampfer ist. Die Fläche A_{ges} ist der Schnitt durch den Verdampferkegel. Mittels der Formel aus 3.4.2 erhält man die Schichtdicke Tk_f des aufgedampften Materials.

Wenn man die Geometrie des Verdampfers beachtet, ist die Fläche im Abstand x $A_g es = \frac{x^2}{16} \cdot \pi$ groß.

Über die Dichte $\rho_{Si} = \frac{m}{V}$ lässt sich die Anzahl der Teilchen bestimmen. Denn es gilt:

$$\begin{aligned} V \cdot \rho_{Si} &= m_{Si} \\ A_{ges} \cdot Tk_f \cdot \rho_{Si} &= m_{Si} \\ n_{ges} &= \frac{A_{ges} \cdot Tk_f \cdot \rho_{Si}}{M_{Si}} \end{aligned}$$

Nun kann man den Fluss durch die Fläche $A_g es$ bestimmen:

$$\Phi = \frac{n_{ges}}{A_{ges} s}$$

Das führt zu

$$\Phi = \frac{Tk_f \cdot \rho_{Si}}{M_{Si} \cdot s}$$

4.4.1 Ionenstrom bei unterschiedlichen Tiegelspannungen und Leistungen

Bei den ersten Probemessungen für dem Ionenstrom ergab sich, daß die Beschleunigungsspannung der Elektronen auf den Tiegel ebenfalls maßgeblich für den Ionenstrom ist. Dies ist erstmal ein klarer Hinweis, darauf daß die thermische Ionisation nicht für einen Großteil der Ionen verantwortlich ist. Denn dann dürfte das äussere Feld nur einen sehr geringen Einfluss auf die Ionisation haben.

Die Messung in wieweit der Ionenstrom von der Tiegelspannung abhängt wurde bei einer konstanten Ablenkspannung von 15V durchgeführt.

Als erstes galt es herauszufinden ob auf den Tiegel überhaupt bei der entsprechenden Tiegelspannung genug Elektronen beschleunigt werden, damit die vorher gewählte Leistung dargestellt werden kann. Die folgende Tabelle gibt an bei welcher Spannung wieviel Strom maximal geflossen ist.:

U_{tiegel} in V	I_{Tiegel} in mA
500	48
600	64
700	81
800	100
900	120
1000	140

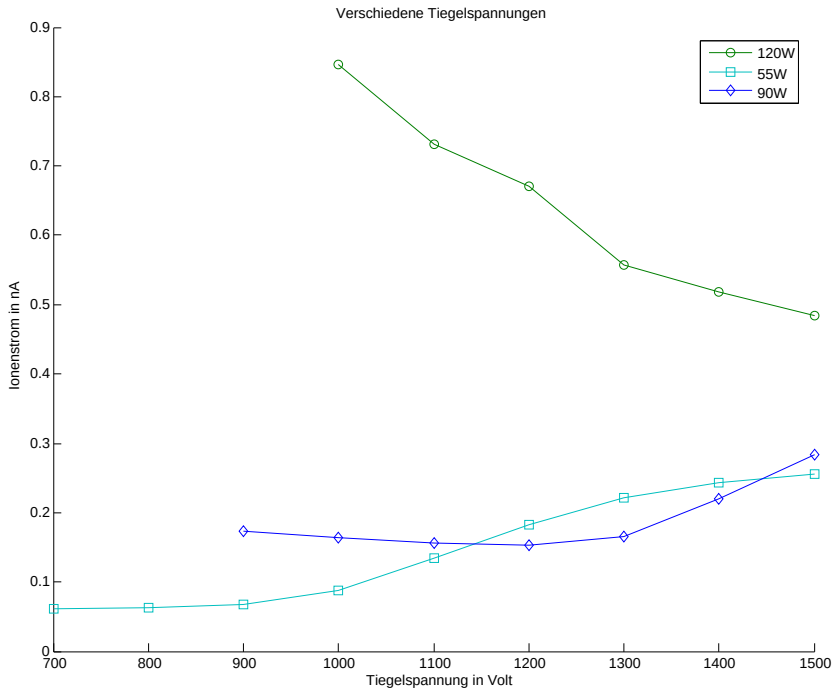


Abbildung 4.11 Ionenstrom bei verschiedenen Tiegelspannungen und gleicher Leistung

Kapitel 5

Anhang

Listing 5.1 Programm zum Berechnen der Ablenkspannung

```
function U = spannung_zum_absaugen(T, m)

%Abmessungen des Kondensators
s_x = 0.01; %Breite der Kondensatorhälfte in m
s_y = 0.022; %Länge des Kondensators
e_minus = 1.6e-19; %Elementarladung
kb = 1.38e-23; %Boltzmann-Konstante
Na=6.2206e23; %Teilchenanzahl in einem Mol

%T = Verdampfungstemperatur im Vakuum
n = 1; %Anzahl der Mol

n_akt = 0;
n_akt_max = 0;
i=0;

%Function-Handle erstellen (Verdampfungsfunktion)
verdampfungV = @(x) sqrt(2/pi)*((m*n)/(kb*Na*T))^(3/2)
                    *x.^2.*exp(-(m*n*x.^2)./(2*kb*Na*T));

%Integrationsschleife
for v=0:1:500;
    n_akt = quadl(verdampfungV,0,v); %Integration bis v
    if(n_akt >= n_akt_max) %Unnötige Rechnungen abfangen
        n_akt_max = n_akt;
    else
        break;
    end
    prozent = n_akt/n*100; %Prozent berechnen
    i=v/1+1; %Skalierung der Arraynumerierung
    %Prozent der Ionen die eingefangen werden
    U(i,1) = prozent;
```

```
    %Spannung
    U(i,2) = v^2*(4*s_x^2*m)/(s_y^2*e_minus*Na)*100;
end
```

Listing 5.2 Programm zum Auslesen der Messgeräte

```
function ionenstrom(offset, datei, sekunden)
% Verdampferrate bestimmen
%
% datei = zusätzliche Angabe
% sekunden = Laufzeit der Messung
% offset = offset des Ionenstroms

error = 0;
comportlieven = 'COM4';

comportquartzwaage = 'COM2';


start = cputime;
leer = ' '; %Um Matlab zu verarschen


try
lieven = serial(comportlieven,'baudrate',9600,
                'parity','no','databits',8,
                'stopbits',1);
qwaage = serial(comportquartzwaage,'baudrate',9600,
                'parity','no','stopbits',1,
                'terminator',[char(42)]);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%               LIEVEN                   %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
fopen(lieven);

% get(lieven);
%

fprintf(lieven,[char(27) 'KC']); %Gatetime 1s
% Device Run
fprintf(lieven,[char(27) 'OA']);
% Counter starten


%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%               Quartzwaage              %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```

% Remote−Control einschalten
start_remote = [char(255) char(254) char(1)
                char(0) char(1) char(1)
                char(253)];
% Messung starten
start_messung = [char(255) char(254) char(1)
                 char(5) char(2) char(248)
                 char(1) char(255)];
% Messung beenden
end_messung = [char(255) char(254) char(1)
               char(5) char(2) char(0)
               char(0) char(248)];
fopen(qwaage)
fprintf(qwaage,start_remote);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%                 AK47                 %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%A−D−Wandler (genauer als Labjack)
%ak47 = serial('COM3');
%ak47.BaudRate = 115200;
%fopen(ak47);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%        SPEICHERN VORBEREITEN         %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

endung = 'dat';
datum =  datestr(now, 29);
filename = [datum '−' datei '.' endung];

fid = fopen(filename,'w+');

initString1 = ['#Zeit[s]␣Rate[A/s]␣␣Dicke[kA]
␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣Frequenz[Hz](QWaage)␣␣Ampere[nA]
␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣Frequenz[Hz](VQuarz)'];
fprintf(fid,'%s', initString1, char(13));



%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%           MESSUNG STARTEN            %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
fprintf(qwaage,start_messung);
% Counter starten
```

```
90  pause(1);
91  fprintf(1,'Messung läuft \n');
92
93  %erste Messung Lieven anstossen
94  fprintf(lieven,[char(27) 'S']);
95  % sichergehen das die erste Lievenmessung vorliegt
96  pause(1);
97   % Müll aus dem Buffer entfernen
98  fscanf(qwaage, '%s');
99  volts = EAnalogIn(-1,0,8,0);
100 str = '';
101
102 for (i = 0:0.1:sekunden);
103     if(mod(i,1) == 0)
104                 %Lieven messen
105         hertz = fscanf(lieven,'%s',8);
106         %Messung für Lieven anstossen
107         fprintf(lieven,[char(27) 'S']);
108         fprintf(1,[num2str(i) char(13) ]);
109         %Ionenstrom aus Labjack
110         volts = EAnalogIn(-1,0,8,0) + offset;
111         % Ionenstrom aus dem ak47 lesen
112         %fwrite(ak47,['r' char(13)]);
113         %fscanf(ak47); %Echo abfangen
114         %volts = fscanf(ak47);
115         %volts = 4.884*hex2dec(volts(1:3));
116         volts = 0;
117         fprintf(1,str);
118     end
119     %Daten der Frequenzwaage
120     hertz_qwaage = fscanf(qwaage, '%s');
121     %abspeichern
122     strlieven = [leer hertz];
123     strqw = [hertz_qwaage(1:5), leer, hertz_qwaage(6:10),
124              leer, hertz_qwaage(11), hertz_qwaage(13:15),
125              hertz_qwaage(17:21)];
126     strsek = [num2str(i), leer];
127     strvolts = [leer, num2str(volts)];
128     str = [strsek, strqw, strvolts, strlieven, char(13)];
129     fprintf(fid,'%s',str);
130     %Reseten der Verbindung nach 10 Sekunden
131     if(mod(i,10) == 0)
132         fprintf(qwaage,end_messung);
133         fprintf(1,'Quartzwaage neu starten \n');
134         fclose(qwaage);
135         fopen(qwaage);
136         fscanf(qwaage,'%s');
```

```
            fprintf(qwaage,start_remote);
            fprintf(qwaage,start_messung);
            fscanf(qwaage,'%s');
        end
        if(mod(i,30) == 0)
            fprintf(1,'Jetzt Ionenstromablesen \n');
        end
        pause(0.1);
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%                 AUFRÄUMEN               %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
catch
        lasterr
        fprintf(qwaage,end_messung);
        fclose(qwaage);
        delete(qwaage);
        %fclose(ak47);
        fprintf(lieven,[char(27) 'OB']);
        fclose(lieven);
        %fclose(fidstrom);
        fclose(fid);
        error = 1;
end
if(error == 0)
        fprintf(qwaage,end_messung);
        fclose(qwaage);
        delete(qwaage);
        fprintf(lieven,[char(27) 'OB']);
        fclose(lieven);
        %fclose(ak47);
        %fclose(fidstrom);
        fclose(fid);
end
clear;
```

Abbildungsverzeichnis

2.1 Energieverteilung in einem Gas 7
2.2 Energiefluß in der Thermodynamischen Betrachtung 8
2.3 Verdampfung von Material 9
2.4 Verschiedene Anteile der Leistung im System. Zu beachten: die abgestrahlte Leistung ist zum besseren Vergleich mit 0.1 skaliert 11
2.5 Knudsenzelle und Abstrahlwinkel des austretenden Teilchenstroms [7, S.277] 12
2.6 Winkel des MBE und Aufdampfen auf die Probe [6] 13
2.7 Streuung der Gasteilchen in Polarkoordinaten zur Bestimmung der Korrekturtherme [2] 14
2.8 Skizze zur Ablenkung der Ionen im Kondensator bei einer bestimmten Ablenkspannung 15
2.9 Registrierte Ionen in Prozent bei verschiedenen Ablenkspannungen und Energien 17
2.10 Anzahl der eingefangenen Ionen bei verschiedenen Temperaturen und Ablenkspannungen gemäß Theorie 19

3.1 Solid-Phase-Epitaxy: Durch Energiezufluß ordnet sich das amorphe blaue Material zu einem Kristall nach Vorbild des weissen Substrats 23
3.2 LPE-Technik: Eintauchen [12] 24
3.3 LPE-Technik: Kippen [4] 24
3.4 LPE-Technik: Gleiten [9] (genommen aus [5]) 25
3.5 MOVPE-Verfahren [3] 26
3.6 MBE-Verfahren: in-situ Aufdampfen 26
3.7 Aufbau des Verdampfers 27
3.8 Geometrie des Verdampfers 28
3.9 Schaltplan des Versuchaufbaus 29
3.10 Aufbau der Quarzwaage 30

4.1 Betrachtung der Zunahme der Massen von C und Si in der Atmosphäre der UHV-Kammer bei verschiedenen Leistungen . 35
4.2 Frequenz des Verdampferquarzes bei verschiedenen Leistungen 36
4.3 Verdampferrate bei verschiedenen Leistungen. Fit durch eine e-Funktion 36

4.4 Frequenzänderung Verdampferquarz ohne Tiegelspannung und geheiztem Filament 37
4.5 Frequenzänderung Verdampferquarz ohne Tiegelspannung bei geheiztem Filament 38
4.6 Strom an den Ionencollectoren bei ausgeschalteter Tiegelspannung 39
4.7 Messung des Ionenstroms bei verschiedenen Ablenkspannungen 40
4.8 Quotient aus Ionenstrom und Aufdampfrate der Quarzwaage bei 5V Ablenkspannung 41
4.9 Quotient aus Ionenstrom und Aufdampfrate der Quarzwaage bei 15V Ablenkspannung 41
4.10 Quotient aus Ionenstrom und Aufdampfrate der Quarzwaage bei 25V Ablenkspannung 42
4.11 Ionenstrom bei verschiedenen Tiegelspannungen und gleicher Leistung 44

Literaturverzeichnis

[1] T. Bryskiewicz. *Prog. Cryst. Growth Characterization 12, 29*, 1986.

[2] B. B. Dayton. Gas flow patterns at entrance and exit of cylindrical tubes. *1956 National Symposium in Vacuum Technology Transactions*, 1957.

[3] D.Zahn (eds.) G. Bauer, W.Richter. *Optical Characterization of Epitaxial Semiconductor Layers*. Springer, 1996.

[4] G.D. Pettit H. Rupprecht, J.M. Woodall. *Appl. Phys. Lett. 11, 81*, 1967.

[5] E. Bauser K.W. Benz. *Crystals -Growth, Properties and Applications*, volume 3. Springer, 1980.

[6] H. Sitter M.A. Herman. *Molecular Beam Epitaxy - Fundamentals and Current Status*. Springer, 2nd edition, 1996.

[7] H. Sitter M.A. Herman, W. Richter. *Epitaxy - Phsysical Principles and Technical Implementation*. Material Science. Springer.

[8] Inc. Maxtek. *Model TM-350/400*.

[9] S. Sumski M.B. Panish, I. Hayashi. *Appl. Phys. Lett. 16, 326*, 1970.

[10] D. Meschede. *Gerthsen Physik*. Springer, 21. edition.

[11] Gordon Moore. Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics, Volume 38, Number 8*, 1965.

[12] H. Nelson. *RCA Rev.24, 503*, 1963.

[13] Andreas Schäfer. Struktur und wachstum von dünnen praesodymoxidschichten auf silicium-substraten. Master's thesis, Universität Hannover, 2006.

[14] J.W. Trischka. On the Use of the langmuir-saha equation. 1965.

[15] Tilo Fischer und Hans-Jerg Dorn. *Physikalische Formeln und Daten*. Ernst Klett Schulbuchverlag GmbH, 1.auflage edition, 1982.

[16] Wikipedia.org. Internet.

[17] Z.R. Zykiewicz. *Elementary Crystal Growth*. SAAN, 1994.

Kapitel 6

Abstract

This work is about understanding and improving the effusion-process in the Molecular-Beam-Epitaxy (MBE). If a material is vaporized in the MBE ions occur. These are either generated by the particles of the gas hitting each other or by getting hit by electrons from the filament. The theory and the experiments verify the electrons hit the gas-particles. The existing vaporizer from type "Singel-Effusion-Cell" was modified to detect the ions. The measurement was made with well known silicium.

Another optimation was made by using a glassy carbon crucible. It has the advantage of higher energetic stability. So it does not vaporize on high temperatures like normal carbon crucibles.

The theory explains the flux of the particles and influences on the flux. Another task of the theory is to describe the electro deflection of the ions in the modified vaporizer due to a built-in condensator. Furthermore there is a look on the thermodynamic situation in the crucible and its immediate vicinity. At least the theory steps on to estimate the ratio between the rate of vaporization and the ioncurrent. This rate is finally validated by measuring.

Kapitel 7

Ausblick und Zusammenfassung

Bei jedem Verdampfer findet eine Ionisation des verdampfenden Materials in der Gasphase statt. Das es sich in unserem Fall nicht nur um Stoßionisation der Gasteilchen untereinander, sondern auch um Stoßionisation mit Elektronen handelt, konnte durch die Theorie vermutet und auch experimentell gezeigt werden. Eine ensprechende Modifikation des Verdampfertyps, der Single-Effusion-Cell, zur Messung der Ionen wurde etabliert. Diese Messungen fanden am Beispiel von Silizium statt.

Weiterhin wurde der Verdampfer verbessert, indem anstatt des bisher benutzten Graphittiegels ein Glasgraphittiegel verwendet wird. Dieser Vorteil ermöglicht eine sauberere Atmosphäre innerhalb der UHV-Kammer. Die geringere Verschmutzung ist auf den Kohlenstoff zurückzuführen. Aufgrund der energetisch höheren Stabilität des Glasgraphits, welches aus C_{60}-Makromolekülen besteht, trennt sich weniger Kohlenstoff aus dem Tiegel beim Verdampfungsprozess. Einhergehend mit den schon durchgeführten Verbesserungen gilt es den Verdampfer auch weiterhin zu optimieren. Dies wäre durch eine Kühlung des Verdampferquarzes, sowie durch eine zuverlässigere Befestigung zu machen. Ein weiterer Punkt ist die genaue Bestimmung der Tiegeltemperatur beim verdampfen. Dies müsste dann über ein Thermoelement geschehen.

Eine Deutung der Ionenströme bei unterschiedlichen Tiegelspannungen und Leistungen 4.4.1 war nicht möglich. Es könnte sein das sich die einzelnen Messreihen gleichen und nur verschoben sind. Deswegen besteht hier noch Bedarf an einer ausführlicheren Messung.

Durch die Simulation der elektrischen Felder innerhalb des Verdampfers könnte die Theorie weiter bestätigt oder besser angepasst werden. Dies würde für eine geplante Neukonstruktion des Verdampfers nützlich sein.

Ebenso ist es interessant die Messreihe mit anderen Materialien zu wiederholen. Anhand dieser Daten könnte man dann zuverlässiger die Verdampferrate ermitteln und unter den Materialien vergleichen. Insbesondere Untersuchungen, wie sich der Füllstand auf die Raten auswirkt, sind von Interesse. Aufgrund der Theorie liegt der Verdacht nah, daß der Verdampferstrahl wegen der Ablenkung im Kondensator aufgeweitet wird. Dies ist durch genaues Ausmessen des Molekularstrahls zu untersuchen.

Zudem gilt es zu untersuchen welchen Effekt nicht detektierte Ionen auf die Probe haben. Durch einen Vergleich bisheriger Proben mit neuen Proben

könnte man diesen Effekt sehen. Die neuen Proben müssten dann mittels Verdampfern präpariert werden, bei denen möglichst viele Ionen dem Molekularstrahl entzogen werden.

Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Professor Wollschläger für die überaus freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe "Grenzflächen und Dünne Schichten", die interessante und fordernde Aufgabenstellung sowie die hervorragende Betreuung und stete Hilfs- und Diskussionsbereitschaft.

Ich bedanke mich bei Bernd Zimmermann für seine Hilfe beim Erstellen dieser Arbeit und seinem bemerkenswerten Einsatz in allen Fragen.

Außerdem danke ich der gesamten Arbeitsgruppe "Grenzflächen und Dünne Schichten". Hierbei möchte ich besonders Thomas Weisemöller nennen, der immer super Ratschläge, aufmunternde Worte und gute Laune verbreitet hat. Zudem auch meinem "Zellengenossen" Lars Böwer für die hervorragende Arbeitsumgebung und den Unterrichtsstunden im Schach. Hinzu kommt noch Gregor Steinhoff dessen Know-How oftmals unentbehrlich war und last but not least Carsten Deiter bei dem ich viel gelernt habe.

Auch meinen Eltern danke ich für ihre jahrelange Unterstützung. Sowie meinen Freunden die immer mit Rat und Tat zur Seite standen.

Hiermit erkläre ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben.

Oliver Höfert

Osnabrück, den 26. Oktober 2006