

FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA

Physikalisch-Astronomische Fakultät

Fortgeschrittenenpraktikum

Versuch:

durchgeführt von:

Ausarbeitung erstellt von:

erster Versuchstag:

letzter Versuchstag:

Gesamtversuchstage:

abgegeben am:

Aufgabenstellung: gemäß Versuchsanleitung: ja / nein
Änderungen:

Betreuer:

- wird vom Betreuer ausgefüllt -

Bewertung der Ausarbeitung:

Note: _____

Protokollführung und Form:

Ergebnisse, Auswertung und Interpretation:

Bemerkungen/Hinweise des Betreuers:

Inhaltsverzeichnis

1	Aufgabenstellung	1
2	Grundlagen	1
2.1	Gase	1
2.1.1	Das kinetische Gas	1
2.1.2	Das Van-der-Waals-Gas	2
2.1.3	Strömung von Gasen	2
2.2	Vakuumerzeugung	2
2.2.1	Drehschieberpumpe [DSP]	3
2.2.2	Turbomolekularpumpe [TMP]	4
2.2.3	Meißnerfalle	4
2.2.4	Dichtheit des Rezipienten	4
2.3	Vakuummessgeräte	5
2.3.1	Membranmanometer	5
2.3.2	Wärmeleitungsvakuummeter [Pirani]	5
2.3.3	Ionisationsvakuummeter mit kalter Kathode [Penning]	5
2.4	Dünne Schichten	6
2.5	Schichtdickenmessung	7
3	Versuchsaufbau und -durchführung	8
3.1	Aufbau	8
3.2	Durchführung	8
4	Messergebnisse	10
5	Diskussion	10
6	Zusammenfassung	16
7	Literatur	17
8	Anhang	17

1 Aufgabenstellung

1. Bestimmen Sie das Saugvermögen der Vakuumpumpen durch Aufnahme einer Druck-Zeit-Kurve beim Evakuieren.
2. Bestimmen Sie die Dichte des Rezipienten. Vergleichen Sie Langzeit-Druckanstiegsmessung mit einer unmittelbar nach einem Pumpvorgang durchgeführten.
3. Bedampfen Sie ein Glassubstrat mit einer ca. 50 nm dicken Kupfer-Schicht und vergleichen Sie die Schichtdickenkontrolle über Einwaage, Quarzschichtdickenmesser und optisch-interferometrische Messung.
4. Bedampfen Sie obiges Substrat weiterhin mit einer Kupfer-Schicht der Dicke 100 nm, wobei Höhendifferenzen durch einen Draht als Maske erzeugt werden, und kontrollieren Sie die Dicke der bedampften Schicht optisch-interferometrisch.
5. Stellen Sie drei Kontaktstreifen $[Cu, Cu \& Sn, Sn]$ her und nehmen Sie den Widerstandsverlauf während und nach der Bedampfung für jeden auf.

2 Grundlagen

2.1 Gase

2.1.1 Das kinetische Gas

Die einfachste klassische Vorstellung von Gasen beschreibt diese als Menge von frei beweglichen punktförmigen Teilchen in einem Volumen V . Dabei interagieren die Massenpunkte der Masse m_0 lediglich bei elastischen Zusammenstößen untereinander oder mit den Begrenzungsflächen des Volumens. Es lassen sich somit sämtliche Effekte dieser Theorie auf kinetische Überlegungen zurückführen.

Befindet sich die Stoffmenge n eines idealen Gases bei einer Temperatur T [in Kelvin] im betrachteten Volumen, so steht es unter dem Absolutdruck p . Die Verknüpfung dieser Größen nennt man die

$$\text{Zustandsgleichung: } p \cdot V = n \cdot R \cdot T \quad (1)$$

des idealen Gases mit der universellen Gaskonstante $R = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$. Für konstante Temperatur und konstantes Volumen, wie in einem Laborsystem [Vakuumpumpstand ohne Heizung] meist gut erfüllt, hängt der Gasdruck also lediglich von der Stoffmenge der Teilchen im Volumen, nicht aber von der Art der Teilchen ab. Ziel der Vakuumtechnik wird es also sein, die Stoffmenge im Volumen und damit die Teilchenzahldichte zu verringern. Ein großer Verdienst dieser Theorie ist die Verknüpfung der mittleren Geschwindigkeit der Gasteilchen mit der Temperatur und somit dem Druck. Mit den obigen Voraussetzungen und der Annahme, dass die Gasteilchenzahl sehr groß ist, sodass sich ein kleiner Ausschnitt des Gases repräsentativ zum Gesamtvolumen des Gases verhält, leiteten Maxwell und Boltzmann die thermische Geschwindigkeitsverteilung des idealen Gases her.

$$f(v) = 4\pi \cdot \left(\frac{m_0}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot v^2 \cdot e^{-\frac{m_0 v^2}{2k_B T}} \quad (2)$$

Diese Verteilung nimmt ein Maximum bei der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit $v_{max} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_0}}$ an, mit der Boltzmannkonstante k_B . Die physikalisch bedeutsamere mittlere Geschwindigkeit \bar{v} liegt jedoch höher und ergibt sich zu

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{m_0 \cdot \pi}} \quad (3)$$

Je nach Temperatur der Teilchen stoßen diese aufgrund ihrer Geschwindigkeit verschieden häufig miteinander. Man definiert die sogenannte Stoßrate $z = \frac{\bar{v}}{\Lambda}$, wobei Λ die **mittlere freie Weglänge** der Gasteilchen darstellt. Das ist derjenige Weg, den ein Teilchen im statistischen Mittel zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen zurücklegt und es gilt

$$\Lambda = \frac{k_B T}{\sqrt{2\pi} \cdot p \cdot d^2} \quad (4)$$

mit dem gaskinetischen Teilchendurchmesser d . Eine weitere charakteristische Größe ist die **Wiederbedeckungszeit** τ , also diejenige Zeitspanne, die es braucht, dass eine ideal saubere Oberfläche von einer monomolekularen Schicht bedeckt wird [unter der Annahme, dass auftreffende Teilchen haften bleiben]. Es folgen die Grundgleichungen der Vakuumtechnik:

$$\Lambda[\text{mm}] \cdot p[\text{Pa}] \approx 6 \quad \text{und} \quad \tau[\text{s}] \cdot p[\text{Pa}] \approx 3 \cdot 10^{-4}. \quad (5)$$

2.1.2 Das Van-der-Waals-Gas

Oft sind die Annahmen der kinetische Gastheorie des idealen Gases zu einschränkend, um die Realität wiederzugeben. So ist bspw. die Beschreibung von Phasenübergängen völlig unmöglich bei der Annahme nicht weiter wechselwirkender Teilchen. Eine einfache Beschreibung realer Gase liefert die Van-der-Waals-Zustandsgleichung. Dabei berücksichtigt man das Eigenvolumen [molares Kovolumen b] und den verminderten Druck [molarer Kohäsionsdruck a] aufgrund Dipol-Dipol-Anziehung der Teilchen.

$$(V - nb) \left(p + \frac{an^2}{V} \right) = n \cdot R \cdot T. \quad (6)$$

Dabei sind a und b aus dem Experiment zu bestimmende Stoffkonstanten. Für die Vakuumtechnik ist es wichtig zu wissen, wie sich das Gas verhält. Das ideale Gas kann man auch als Grenzfall des Van-der-Waals-Gases für unendliche Verdünnung betrachten, sodass für Hochvakuum eine gaskinetische Beschreibung ausreicht, wohingegen im Grob- und Feinvakuum die Phasenübergänge des realen Gases zu berücksichtigen sind [siehe Abschnitt 2.2].

2.1.3 Strömung von Gasen

Wie oben bereits angedeutet, hängt das Verhalten eines Gases auch vom Druckbereich ab, in dem man arbeitet. Wichtig für die Vakuumtechnik ist dabei das druckabhängige Strömungsverhalten eines Gases. Zur Einteilung nutzt man die mittlere freie Weglänge, welche unmittelbar mit den charakteristischen Abmessungen [bspw. Rohrdurchmesser d] einer Vakuumanlage vergleichbar ist.

- **Viskose oder Kontinuumströmung**

- Druckbereiche mit $\Lambda \ll d$.
- Strömungsverhalten wird durch innere Reibung und Viskosität des Gases bestimmt, Vorzugsrichtung der Teilchen entspricht makroskopischer Strömungsrichtung.
- Strömungsprofil von Strömungsgeschwindigkeit abhängig, Grenze zwischen laminarer und turbulenter Strömung.
- Häufig parabolischer Geschwindigkeitsquerschnitt in Rohren [Poiseuille-Strömung].

- **Knudsenströmung**

- Übergangsbereich etwa $\frac{d}{100} < \Lambda < \frac{d}{2}$.
- Eigenschaften viskoser und molekularer Strömung.

- **Molekularströmung**

- Druckbereiche mit $\Lambda \gg d$.
- Teilchenbewegung durch Wechselwirkung mit Volumenbegrenzung bestimmt, kaum Interaktion der Teilchen untereinander [vereinfacht: Bewegung geradlinig von Wand zu Wand und Verweilzeiten].
- statistische Verteilung der Bewegungsrichtung, sodass keine eigentliche Strömung mehr vorliegt.

2.2 Vakuumerzeugung

Aufgrund des druckabhängigen Verhaltens der Gase ist es sinnvoll, zunächst eine Einteilung der Druckbereiche vorzunehmen.

Tabelle 1: Übersicht Druckbereiche

	p [Pa]	Λ [m]	Strömungsart
Grobovakuum	$10^5 \dots 10^2$	$10^{-8} \dots 10^{-5}$	viskos
Feinvakuum	$10^2 \dots 10^{-1}$	$10^{-5} \dots 10^{-2}$	Knudsen
Hochvakuum	$10^{-1} \dots 10^{-5}$	$10^{-2} \dots 10^2$	molekular
Ultrahochvakuum	$< 10^{-5}$	$> 10^2$	molekular

Die Erzeugung von Vakuum geschieht mit Hilfe von Pumpen, die den Druck im sogenannten Rezipienten verringern. Das jeweilige Prinzip ist an das entsprechende Verhalten des Gases im Druckbereich angepasst.

Die alle Pumpen gleichermaßen charakterisierende Größe ist das Saugvermögen

$$S = \frac{dV}{dt} = -\frac{V}{p} \frac{dp}{dt} \tag{7}$$

Es hängt mit der Saugleistung wie folgt zusammen:

$$q_{pV} = p \frac{dV}{dt} = p S. \tag{8}$$

2.2.1 Drehschieberpumpe [DSP]

Die Drehschieberpumpe gehört zu den Transportpumpen [Abtransport von Gas aus dem Rezipienten] und arbeitet im Bereich von Atmosphärendruck [etwa 10^5 Pa] bis unteres Feinvakuum [mehrstufige Systeme sogar bis oberes Ende Feinvakuum]. In diesem Bereich liegt eine makroskopische Gasströmung vor, sodass nach dem üblichen Prinzip einer Pumpe [Ansaugen, Verdichten, Ausstoßen] gearbeitet werden kann.

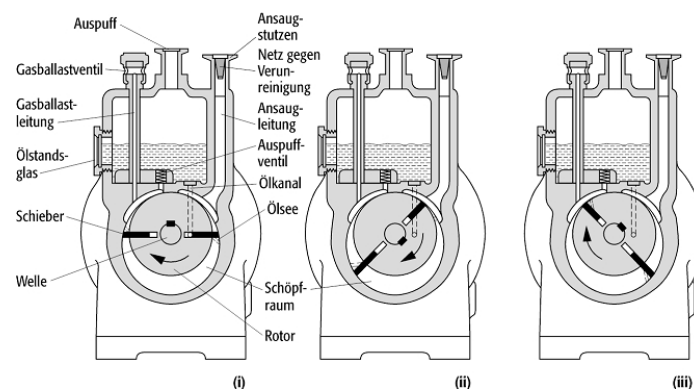


Abbildung 1: Aufbau der Drehschieberpumpe.¹

Die DSP besteht dabei im wesentlichen aus einem zylindrischen Gehäuse in dem sich ein kleinerer zylindrischer Rotor exzentrisch zum Gehäuse dreht. Mitbewegt werden dabei Schieber, welche den Schöpfraum [Volumen zwischen Gehäuse und Rotor] in Teilräume unterteilen. Durch das Drehen der Schieber wird der rezipientenseitige Teil des Schöpfraumes vergrößert, sodass Gas angesaugt wird bis der nächste Schieber die Ansaugöffnung abtrennt [(i) bis (ii)]. Nun wird das Gas im Schöpfraum verdichtet bis ein gewisser Druck erreicht ist, sodass sich das Ventil am Auslass öffnet und das Gas ausgestoßen werden kann [(iii)].

Der erreichbare Enddruck einer DSP hängt vom Schöpfvolumen, dem Totvolumen beim Ausstoßen, dem Grad der Verdichtung und dem Sättigungsdampfdruck des verwendeten Öls ab. Durch eine Gasballasteinrichtung, welche verhindert, dass beim umgebungsseitigen Verdichten das Gas kondensiert und eventuell mit dem Öl emulgiert, kann der Enddruck deutlich abgesenkt werden. Ohne diese Vorkehrung dürfte die Verdichtung nicht den niedrigsten Partialsättigungsdampfdruck des geförderten Gasgemisches erreichen.

¹Aus [5].

2.2.2 Turbomolekularpumpe [TMP]

Die Turbomolekularpumpe als weiterer Vertreter der Transportpumpen arbeitet ab einem Druck unter 10 Pa und erreicht Hochvakuum. Es wird dabei hinter der TMP ein entsprechendes Vorvakuum benötigt. Die TMP



Abbildung 2: Aufbau Turbomolekularpumpe.²

besteht aus einem zylindrischen Gehäuse auf dessen Innenseite fächerartig Statorblätter (vgl. zweites, viertes,.. Flügelrad in Abbildung 2) angebracht sind. Entlang der Symmetrieachse des Zylinders befindet sich mittig eine Welle, welche die Rotorblätter (vgl. erstes, drittes,.. Flügelrad in Abbildung 2) trägt. Diese drehen sich zwischen den Statorblättern, wenn die Welle über einen Motor angetrieben wird. Bei Arbeitsdruck der TMP bewegen sich die Gasteilchen bereits annähernd frei durch den Rezipienten, sodass kein Sog der Teilchen in die Pumpe entsteht. Der rezipientenseitige Ansaugflansch muss ausreichend groß sein, damit die Teilchen statistisch häufig in die Öffnung der TMP diffundieren. Dabei werden diese nur dann abtransportiert, wenn sie durch die Rotorblätter eine Impulsänderung in Richtung Austrittsflansch erfahren, die größer ist als die anderen Richtungskomponenten [sonst keine effektive Richtungsbeeinflussung]. Der Antriebsmotor muss also je nach Rezipiententemperatur bei ausreichend Umdrehungen arbeiten. Die mittlere Geschwindigkeit von Gasteilchen bei Umgebungstemperatur liegt im Bereich $200 \frac{\text{m}}{\text{s}} \dots 1500 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, sodass durchaus 90 000 Umdrehungen je Minute benötigt werden können. Der erreichbare Enddruck hängt von der Drehzahl und dem Querschnitt des Ansaugflansches ab.

2.2.3 Meißnerfalle

Die Meißnerfalle ist eine Kryopumpe und damit vom Prinzip eine Speicherpumpe [Binden des Gases im Rezipienten]. Mit Hilfe von Flüssigstickstoff [LN_2] kühlt man im Rezipienten eine Oberfläche herunter, sodass Gase mit höherer Kondensationstemperatur auf dieser auskondensieren und sich der Absolutdruck im Rezipienten absenkt. Diese Methode dient zur Verbesserung eines bereits erzeugten Vakuums, sodass der erreichbare Enddruck nicht anzugeben ist. Dieser wird jedoch umso niedriger liegen, je größer das Speichervolumen, also die gekühlte Oberfläche, und der Vorrat an Flüssigstickstoff der Meißnerfalle ist.

2.2.4 Dichtigkeit des Rezipienten

Der mit einer Vakuumpumpe erreichbare Enddruck hängt immer auch vom Rezipienten selbst ab, da jede Vakuumkammer eine endliche Abdichtung gegenüber dem Atmosphärendruck hat. Über Lecks strömt Gas von außen in den Rezipienten, wobei der Volumenstrom umso größer wird, je niedriger der Druck gegenüber dem Außenraum abgesenkt wird. Gleichzeitig nimmt mit sinkendem Druck die Saugleistung der Pumpen ab, sodass

²Aus [7].

sich ein Gleichgewichtsdruck [Enddruck genannt] einstellt, bei dem eben soviel Gas pro Zeiteinheit einströmt, wie die Pumpe in der Zeit absaugen kann. Als Maß für die Dichtigkeit des Gesamtsystems gilt die Leckrate:

$$Q = V_0 \frac{dp}{dt} = -pS, \quad (9)$$

mit dem Gesamtsystemvolumen V_0 und der Saugleistung S .

Im Hochvakuumbereich befinden sich signifikant weniger Teilchen im Volumen als auf der Oberfläche des Rezipienten. Gase lagern sich in vielen Millionen Schichten auf der Oberfläche ab [unterste Schichten durch Van-der-Waals-Bindung, weitere Schichten durch Kondensation]. Die kondensierten Gase beginnen zu verdampfen, wenn durch Auspumpen der Druck aus dem Gleichgewichtszustand [Sättigungsdampfdruck] gebracht wird. Dieser Gasstrom ist in seiner Größenordnung oftmals gravierender als in Folge realer Undichtheiten, sodass man auch von virtuellen Lecks spricht. Das vollständige Abpumpen der kondensierten Gase lässt sich nicht so einfach und wenn überhaupt nur innerhalb mehrerer Tage durch Ausheizen der Wände erreichen und beschränkt damit häufig den in sinnvollen Zeiten erreichbaren Enddruck.

2.3 Vakuummessgeräte

Beim Messen des Druckes gilt die gleiche Regel wie beim Erzeugen: für jeden Druckbereich gibt es eigenständige Methoden, welche nur in dem dafür vorgesehenen Druckbereich richtig funktionieren. Von Herstellerseite sind die Druckbereiche meist sehr großzügig angegeben [und auch auf den Skalen aufgedruckt], der Fehler beträgt an den Skalendenen unter Umständen jedoch 100%.

2.3.1 Membranmanometer

Dabei wird das Prinzip eines U-Rohr-Manometers übernommen. Eine geschlossene Kammer mit definiertem Druck [bspw. Umgebungsdruck] ist über eine dehnbare Membran vom Rezipienten getrennt. Infolge eines Druckunterschiedes zwischen Kammer und Rezipient wirkt eine Kraft auf die Membran, welche sich ausdehnt. Diese Deformation kann mit Hilfe von Dehnmessstreifen elektronisch aufgezeichnet werden oder über eine Mechanik direkt einen Zeigerausschlag bewirken. Für große Druckunterschiede ist der Effekt jedoch stark nichtlinear, sodass die Skala angepasst werden müsste. Zudem bedürfte es einer ständigen mechanischen Offsetkompensation, da die absolute Druckänderung immer geringer wird. Membranvakuummeter arbeiten zuverlässig bis zu einem Druck von 10^2 Pa.

2.3.2 Wärmeleitungsvakuummeter [Pirani]

Bei diesem Druckmessgerät nutzt man die Druckabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Gasen. Die Druckanzeigen sind somit gasartabhängig. In einer Kammer wird bei Rezipientendruck ein Draht durch eine konstante Leistung erwärmt. Es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Wärmeabtransport und Joulescher Wärme durch die elektrische Leistung ein, sodass der Draht einen Gleichgewichtswiderstand annimmt. Senkt man den Druck und damit die Teilchenzahldichte in der Kammer ab, sinkt auch die pro Zeiteinheit vom Gas transportierte Wärme, sodass sich eine höhere Gleichgewichtstemperatur und damit -Widerstand einstellt. Die Widerstandsänderungen können durch Einbauen des Drahtes in eine Wheatstonebrücke gemessen werden.

Es ist eine kontinuierliche Druckmessung von einigen 10 Pa bis etwa 10^{-1} Pa möglich. Bei niedrigeren Drücken erfolgt der wesentliche Wärmetransport nicht mehr über Wärmeleitung, sondern Wärmestrahlung [nicht druckabhängig]; bei zu großen Drücken überwiegt die Wärme-Konvektion.

2.3.3 Ionisationsvakuummeter mit kalter Kathode [Penning]

Ein Ionisationsvakuummeter nutzt das Prinzip der selbstständigen Gasentladung. In einem Glaskolben befinden sich zwei Elektroden, an die ein zeitlich konstantes elektrisches Feld angelegt wird. Ständig im Gas vorhandene Ladungsträger dienen als Primärelektronen und werden im Feld beschleunigt. Die Elektronen stoßen an anderen Gasteilchen und ionisieren diese, sodass weitere Ladungsträger frei werden, welche selbst wieder zum Ionisieren anderer Gasteilchen in der Lage sind. Somit entsteht eine Flut an Ladungsträgern, welche makroskopisch als Strom zwischen den Elektroden messbar ist. Dabei ist die Zahl an Gasteilchen - somit den transportierenden Ladungen - proportional zum Gasdruck, sodass der gemessene Strom bei sinkendem Druck ebenfalls abnimmt.

Die Druckanzeige ist aufgrund unterschiedlicher Ionisierungsenergien ebenfalls gasartabhängig. Ein Penning darf dabei erst ab einem Druck unter etwa 10^{-1} Pa betrieben werden. Bei größerem Druck wird die empfindliche Messapertur durch zu große Ströme zerstört. Der Druckbereich für niedrigere Drücke kann dabei durch Anlegen eines Magnetfelds erweitert werden. Durch die Ablenkung auf eine Schraubenbahn legen die Ladungsträger einen längeren Weg zwischen den Elektroden zurück und treffen damit auch bei niedrigeren Drücken auf ausreichend Gasteilchen.

2.4 Dünne Schichten

Für eine dünne Schicht ist es nicht möglich, eine genaue Dicke anzugeben; diese ist vom jeweiligen Material und von der jeweiligen Anwendung abhängig. Es gilt jedoch, dass die Dicke sich zwischen nm und μm befindet. Durch diese kleine Ausdehnung in mindestens einer Dimension weist die jeweilige Schicht andere Eigenschaften als ein massiver Block desselben Materials auf; die Oberflächeneigenschaften überwiegen!

Bei der Herstellung dünner Schichten mittels *Physical Vapor Deposition* [PVD] [bei anderen Verfahren, wie Sputtern oder Plasmaverfahren, gelten andere Gesetzmäßigkeiten] treten nach dem Modell von *B.A. Movchan* und *A.V. Demchishin* [„**Drei-Zonen-Modell**“] abhängig von der Substrat- T_S und der Schmelztemperatur des zu verdampfenden Materials T_M drei charakteristische Strukturen auf [siehe Abbildung 3].

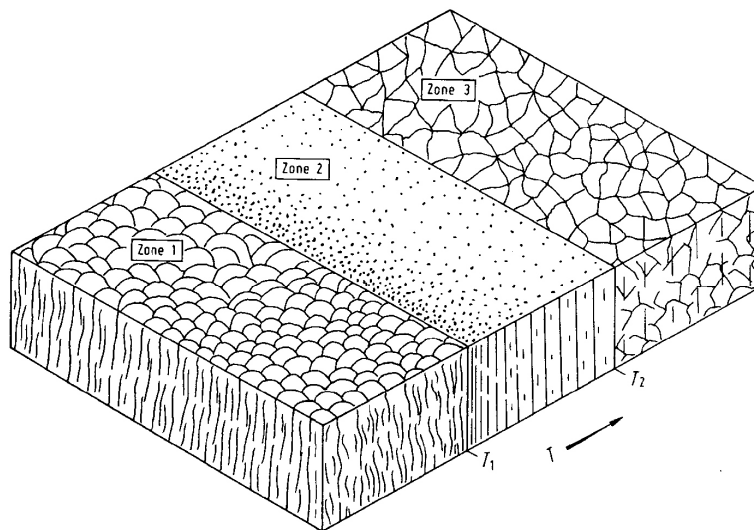


Abbildung 3: Struktur der aufgedampften Schicht in Abhängigkeit von $\frac{T_S}{T_M}$ nach *B.A. Movchan* und *A.V. Demchishin*.³

In **Zone 1** [$T_S < T_1 \approx 0,25T_M$] ist ein einmal angelagertes Atom [„Adatom“] schwach beweglich. Bei Ablagerung auf einer rauhen Oberfläche führt dies zu stengelförmigen Kristalliten mit Kuppenförmigen Enden und Hohlräumen dazwischen. Es ist eingängig, dass diese Schicht porös ist und eine wesentlich geringere Dichte aufweist, als das massive Material.

In **Zone 2** [$T_1 < T_S < T_2 \approx 0,45T_M$] entstehen aufgrund der nun vorhandenen eingeschränkten Bewegungsfähigkeit der Adatome „stengelförmige Strukturen großer Packungsdichte“ [3]. Die Oberfläche ist weniger rauh als in Zone 1.

In **Zone 3** [$T_2 < T_S$] sind die Adatome ziemlich beweglich; es tritt verstärkt Volumendiffusion auf und die entstehende Schicht hat eine hohe Packungsdichte und sehr geringe Rauheit.

Das **Wachstum** während des Beschichtungsprozesses [theoretische Beschreibung über Tröpfchen- oder Teilchen-Modell] gliedert sich dabei wesentlich in die folgenden Schritte:

1. Bildung adsorbierter Monomere.
2. Bildung unterkritischer Keime aus den Monomeren [können auch wieder desorbieren].

³Aus [2].

3. Bildung kritischer Keime aus den unterkritischen Keimen [desorbieren nicht mehr; „Nukleation“].
4. Wachstum der kritischen zu überkritischen Keimen [durch Einfang von Monomeren, unterkritischen Keimen und neu abgelagerten Teilchen].
5. Berühren sich verschiedene Keime, so entstehen „Inseln“ und es werden wieder Nukleationspunkte frei. [„Inselwachstum“]
6. Große Inseln wachsen zusammen; die Löcher/Kanäle zwischen ihnen werden durch „sekundäre Nukleation“ geschlossen. [„Lagenwachstum“]

Dabei unterscheidet man zwischen der homogenen [Ablagerung erfolgt rein statistisch, da nur Teilchen gleicher Art aneinander geraten] und der heterogenen Keimbildung [Ablagerung bevorzugt an Defekten des Substrats].

Durch intrinsische [z.B. aufgrund verschiedenr Gitterkonstanten von Substrat und dünner Schicht] und thermische [aufgrund unterschiedlicher Ausdehnungskoeffizienten] Spannungen wird die Bindung jedoch benachteiligt. Durch das Anwachsen der intrinsischen Spannungen mit der Dicke der Schicht, gibt es eine Dicke, bei der die Schicht vom Substrat abplatzt [„kritische Schichtdicke“]. Dies kann unter Umständen schon bei 100 nm auftreten.

2.5 Schichtdickenmessung

Zur Schichtdickenbestimmung gibt es viele Möglichkeiten. Praktisch ist es jedoch am besten, die problemangepasste Methode zu wählen! Möchte man also optische Eigenschaften durch die Beschichtung verändern, so ist auch eine optische Kontrolle sinnvoll. Möchte man hingegen eine gewisse Schichtdicke erreichen, so ist die Schwingquarz-Methode die bessere Wahl.

Für eine erste Abschätzung für die benötigte Materialmenge [Dichte ρ] hat sich die Näherung des Verdampferschiffchens als Punktquelle mit einer $\cos(\vartheta)$ -Abstrahlcharakteristik als gut herausgestellt. Befindet sich der Mittelpunkt einer zu bedampfenden Fläche unter dem Winkel ϑ zur z -Achse [der Normalenrichtung auf dem Schiffchen], so gilt, möchte man am Mittelpunkt die Dicke d bedampfen, dass die benötigte Masse

$$\Delta m = \frac{\pi r^2 d}{\cos(\vartheta)} \rho \quad (10)$$

ist. Im Experiment spielen jedoch viele weitere Faktoren [Geometrie, Vakuum, Temperatur, ...] eine Rolle, so dass dies nicht mehr als eine Abschätzung liefern kann.

Bei der **Schwingquarzmethode** misst man, hat man den Schwingquarz zuvor nah genug an die Probe gebracht, genau die Schichtdicke auf der Probe. Dabei nutzt man aus, dass für die Resonanzfrequenz f eines Quarzes der Masse m gilt:

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{\Delta m}{m}. \quad (11)$$

Mit dieser Methode erhält man also ein der Messgröße $[\Delta m]$ proportionales Signal; dies ist über einen weiten Bereich möglich.

Misst man die **optische Transmission** durch die bedampfte Schicht entweder auf dem Substrat selbst oder auf einem Referenzsubstrat, so findet man einen umgekehrt-exponentiellen Zusammenhang $[\propto e^{-\frac{x}{\xi}}$, wobei ξ für Metalle im Bereich einiger zehn Nanometer liegt] mit der Schichtdicke. Man sieht, dass der sensitive Messbereich wesentlich kleiner ist als beim Schwingquarz.

Da das System gegen Streu- und Fremdlicht immun sein muss, choppt man das optische Signal und verstärkt anschließend frequenz- und phasenselektiv [Lock-In] das Messsignal.

Mit Hilfe des **Tolansky-Interferometers** kann man Höhenunterschiede auf einer optisch gut reflektierenden Schicht bestimmen.

Da die Interferenzstreifen $\frac{\lambda}{2}$ [einstrahlendes Licht der Wellenlänge λ] auseinander liegen, kann man durch Ausmessen der Verschiebung der Interferenzstreifen den Höhenunterschied über einen Dreisatz bestimmen. Ist

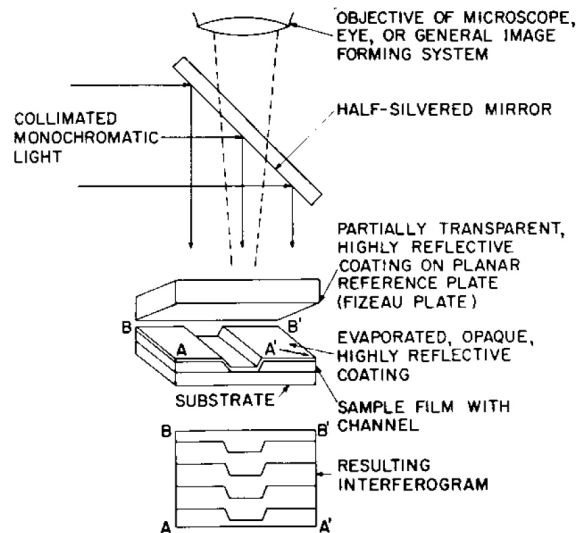


Abbildung 4: Tolansky-Interferometer - schematisch; mit Interferenzbild.⁴

die Interferenzordnung nicht bekannt, können so nur Höhenunterschiede bis $\frac{\lambda}{2}$ aufgelöst werden.

3 Versuchsaufbau und -durchführung

3.1 Aufbau

Der Versuchsaufbau bestand im Wesentlichen aus einer Bedampfungsanlage [Typ B30], deren Diffusions- durch eine Turbomolekularpumpe ersetzt worden war; das Volumen von Rezipient und Anbauten betrug 56 L. Das Grobvakuum konnte mit einem Dosenmanometer, das Feinvakuum sowohl im Rezipienten als auch vor der Turbomolekularpumpe jeweils mit einem *Pirani* und das Hochvakuum schließlich mit einem *Penning* gemessen werden.

Zur alternativen Bestimmung des Pumpvermögens der Drehschieberpumpe stand ein Durchflussmesser zur Verfügung.

Zum Verdampfen von Zinn [*Sn*, kleine Kugeln] und Kupfer [*Cu*, ca. 3 mm lange Drahtstückchen, $\varnothing 0,5$ mm] waren zwei getrennte Wolfram-Schiffchen vorhanden, die mit elektrischem Strom beheizt werden konnten. Die Auswahl des zu beheizenden Schiffchens war von außerhalb des Rezipienten möglich. Zur Beobachtung des Bedampfungsvorganges [die Heizstromregelung erfolgte manuell], war ein Guckloch im Rezipienten vorhanden.

Zur Schichtdickenbestimmung standen einmal ein MIKI-FFV THIN FILM THICKNESS AND DEPOSITION RATE MONITOR [Typ: MSV-184 1/A N; Schwingquarzmessgerät] zur Verfügung, als auch ein frequenz- und phasenselektiv verstärkter, infrarot-optischer Transmissionsmesser.

Die Aufzeichnung von kurzzeitigen Spannungsverläufen erfolgte an einem PC mit einem LabView-Programm über einen AD-Wandler [USB1208FS]. Die Aufzeichnung des längerfristigen Verhaltens der Kontaktstreifen erfolgte mit einem Datenlogger mit 3 Messkanälen.

3.2 Durchführung

zu 1.: Die Druck-Zeit-Kurve wurde mit Hilfe einer Kamera aufgenommen und anschließend am PC manuell ausgelesen.

Die nötigen 1. Ableitungen wurden numerisch gemäß $\frac{\partial x}{\partial t} \approx \frac{x_n - x_{n-1}}{t_n - t_{n-1}}$ berechnet.

⁴Aus [2].

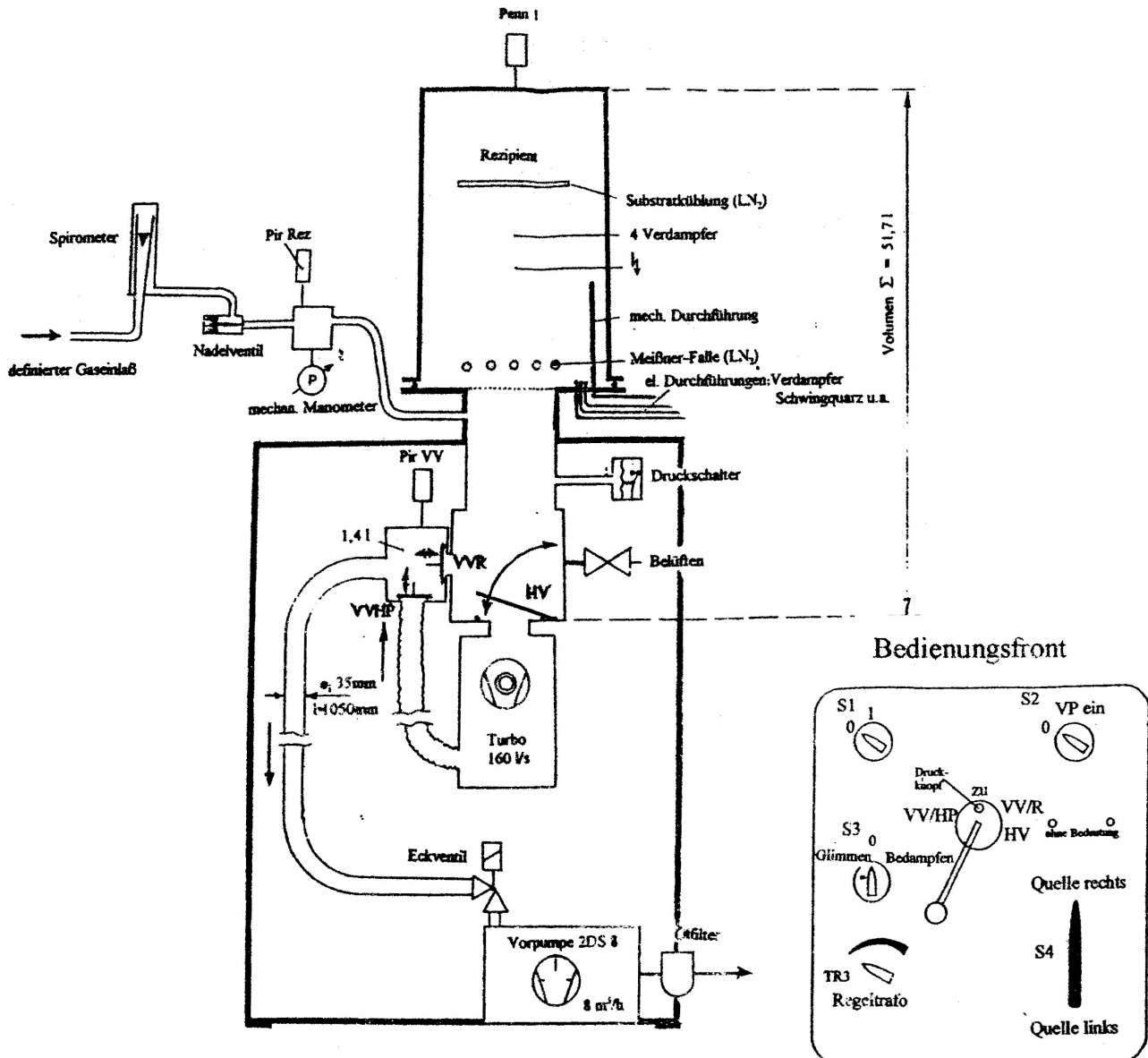


Abbildung 5: Bedampfungsanlage Typ B30 [turbo] - schematisch.

zu 2.: Analog 1..

zu 3.: Die Bedampfung erfolgte im mit der Meißner-Falle erreichbaren Hochvakuum [ca. $2 \cdot 10^{-3}$ Pa] durch Einstellen eines Heizstromes, so dass die Verdampfungsrate zwischen $0,6 \frac{\text{nm}}{\text{s}}$ und $0,8 \frac{\text{nm}}{\text{s}}$ lag, bis das gesamte eingelegte Material auf das Quarzglas verdampft war. Zum Vergleich wurden die Messungen von Quarz- und Transmissionsmesser dabei mit dem PC aufgezeichnet.

zu 4.: Zum Umwickeln der Drahtmaske wurden der Rezipient belüftet, die Probe aus dem Rezipienten entnommen und anschließend wieder Vakuum gepumpt. Die Bedampfung erfolgte analog 3.. Das benutzte Abbe-Fizeau-Interferometer zur optisch-interferometrischen Schichtdickenbestimmung wurde mit einer Natriumdampfampe [$\lambda = 589 \text{ nm}$] beleuchtet.

zu 5.: Die Vakuumerzeugung und Bedampfung erfolgten analog oben, jedoch befanden sich das *Cu* und *Sn* von Anfang an im Rezipienten und wurden durch Umschalten nacheinander und ohne zwischenzeitiges Belüften des Rezipienten durch eine Streifenmaske auf das Substrat gedampft. Der jeweils nicht zu bedampfende Streifen wurde durch einen verstellbaren Metallstreifen abgedeckt.

Zur Bestimmung der Widerstände der Kontaktstreifen wurden selbige an ein *Chauvin Arnoux 5001*

angeschlossen, dieses in Widerstandsmessung betrieben, und die am Kontaktstreifen abfallende Spannung mit PC aufgezeichnet. Um den aktuellen Widerstand zu bestimmen, wurde dieser Aufbau vor der eigentlichen Messung mit Hilfe eines Potentiometers kalibriert.

Der Datenlogger wies zwei Betriebsmodi auf: $I = 10 \text{ mA}$ für Widerstände kleiner 120Ω und $I = 1 \text{ mA}$ für Widerstände kleiner 1200Ω , dies musste entsprechend eingestellt werden. Das Auslesen erfolgte über eine MMC-Karte mit PC.

4 Messergebnisse

Tabelle 2: Gemessene Nennsaugvermögen der Vakuumpumpen mit dem entsprechenden Druck [$\pm 15\%$].

Drehschieberpumpe	$2,8 \frac{\text{L}}{\text{s}}$	-	$1,1 \cdot 10^3 \text{ Pa}$
Turbo-Molekular-Pumpe	$14 \frac{\text{L}}{\text{s}}$	-	$7 \cdot 10^{-1} \text{ Pa}$
Meissner-Pumpe	$1,9 \frac{\text{L}}{\text{s}}$	-	$2 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}$

Tabelle 3: Leckrate des gesamten Vakuumsystems.

Direkt nach dem Abschalten der Pumpen	$15 \cdot 10^{-2} \frac{\text{PaL}}{\text{s}}$
Etwa 6 Tage nach dem Abschalten der Pumpen	$4 \cdot 10^{-2} \frac{\text{PaL}}{\text{s}}$

5 Diskussion

In einigen Diagrammen sind Sprünge enthalten; diese sind bei dem Wechsel eines Messgeräts bzw. dem Umschalten auf einen anderen Bereich entstanden. Da es im Folgenden nur um eine Abschätzung geht, wurde auf eine genaue Fehlerrechnung verzichtet, diese Sprünge sollen aber die Fehler in der Anzeige der Geräte verdeutlichen.

zu Aufgabe 1.:

Der Druckverlauf beim Abspumpen des Rezipienten mit der Drehschieberpumpe ist, wie in Abbildung 6 zu sehen, in guter Näherung reziprok-exponentiell. Dies rührt von dem in diesem Druckbereich viskosen Strömungsmechanismus her.

Das daraus numerisch berechnete Saugvermögen der Drehschieberpumpe schwankte zwischen $2,0 \frac{\text{L}}{\text{s}}$ und $2,8 \frac{\text{L}}{\text{s}}$. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem in der Anleitung gegebenen Wert von $2,2 \frac{\text{L}}{\text{s}}$. Es ist zu beachten, dass es sich bei dem gemessenen um ein lokales Maximum und somit einen möglicherweise durch Fehler in der Messung überhöhten Wert handelt. Um genauere Aussagen über das Saugvermögen machen zu können wären öftere und genauere Messungen nötig gewesen. Es ging hier jedoch lediglich um eine Abschätzung, um für die Bedampfung eine grobe Kenntnis über den Zeitpunkt des Einschaltens der Turbo-Molekular-Pumpe zu erhalten.

Die Vergleichsmessung mit dem Durchflussmesser lieferte $2,6 \frac{\text{L}}{\text{s}}$ bei 220 Pa ; der aus der Druck-Zeit-Kurve gewonnene Wert in diesem Bereich betrug $2,2 \frac{\text{L}}{\text{s}}$. Beide Werte wurden mit den selben Messinstrumenten und nur 25 min nacheinander aufgenommen. Bei der Vergleichsmessung herrschte jedoch zuvor ein niedrigerer Druck [ca. 100 Pa] im Rezipienten als im Gleichgewicht, bei der Druck-Zeit-Kurve war die Drehschieberpumpe am Abspumpen. Daher wird bei der Durchflussmessung die Desorption von den Rezipientenwänden kleiner gleich der beim Gleichgewichtsdruck gewesen sein; beim Abspumpen gilt das Gegenteil. Unter Berücksichtigung der Messfehler [ca. 15%] stimmen diese Ergebnisse also sehr gut überein. Dass der Wert, der mit dem Durchflussmesser bestimmt

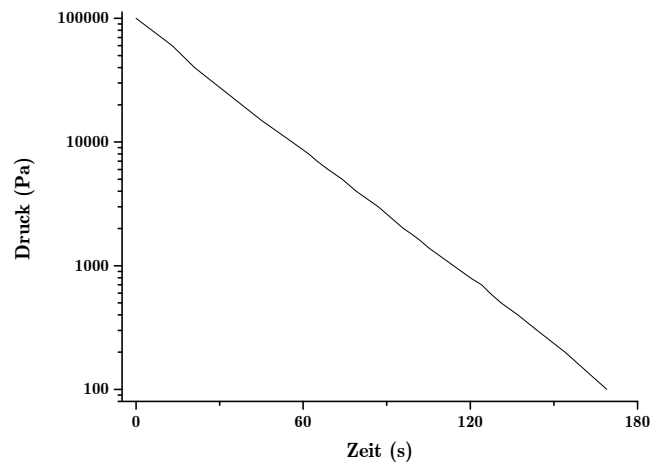


Abbildung 6: Druckverlauf beim Abspumpen des Rezipienten mit der Drehschieberpumpe.

wurde, größer sein muss, ist ebenfalls evident.

Der Druckverlauf beim Abspumpen des Rezipienten mit der Turbomolekularpumpe ist, wie in Abbildung 7 zu sehen, in keinsten Weise exponentiell. Dies liegt daran, dass die Gasteilchen im anfänglichen Druckbereich noch eine mittlere freie Weglänge von $\Lambda \approx 6 \text{ mm}$ haben und somit noch gegenseitig stark wechselwirken, also viskos strömen. Am Pumpbereichsende jedoch gilt $\Lambda \approx 60 \text{ cm}$, das ist mehr als die Rezipientendimension in jeder Richtung; hier wird nur noch [fast] jedes zufällig in die Pumpe gelangende Teilchen heraustransportiert.

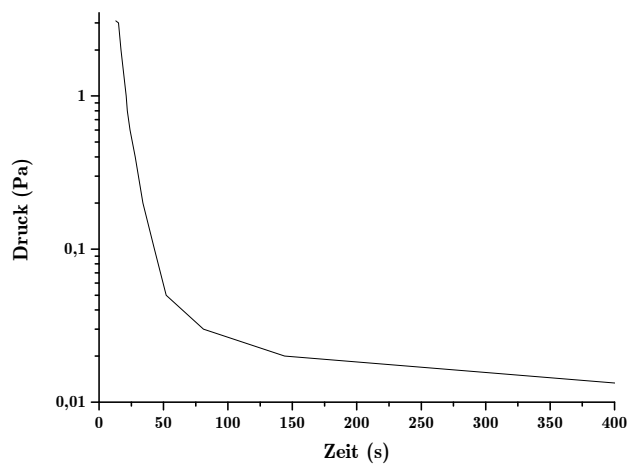


Abbildung 7: Druckverlauf beim Abspumpen des Rezipienten mit der Turbo-Molekular-Pumpe.

Als maximales Saugvermögen lieferte die Druck-Zeit-Kurve während des Abspumpens einen Maximalwert von $14 \frac{\text{L}}{\text{s}}$ bei $7 \cdot 10^{-1} \text{ Pa}$; laut Anleitung beträgt es jedoch $160 \frac{\text{L}}{\text{s}}$. Diese Diskrepanz können wir uns nur so erklären, dass dieser Wert bei einem höheren Druck angegeben ist. Die Diskretisierung der Zeitachse [ca. 3 s bei schneller Veränderung] sollte nicht zu Mittelungen geführt haben, die anfängliche Spitzen herausgefiltert hätten. Es haben zwar die Leckrate des Rezipienten und die Desorption von den Wänden das Saugvermögen negativ beeinflusst, eine ganze Größenordnung sollten diese jedoch nicht ausmachen!

Um wirkliche Aussagen über das Saugvermögen der Meißner-Falle zu machen, war auch die eine Messung hier nicht ausreichend. Der Druckverlauf in Abbildung 8 sieht anfangs aufgrund der wenigen Messwerte linear aus. Analog der Turbomolekularpumpe werden auch hier nur auf die Pumpe treffende Teilchen gebunden; die freie Weglänge ist noch größer.

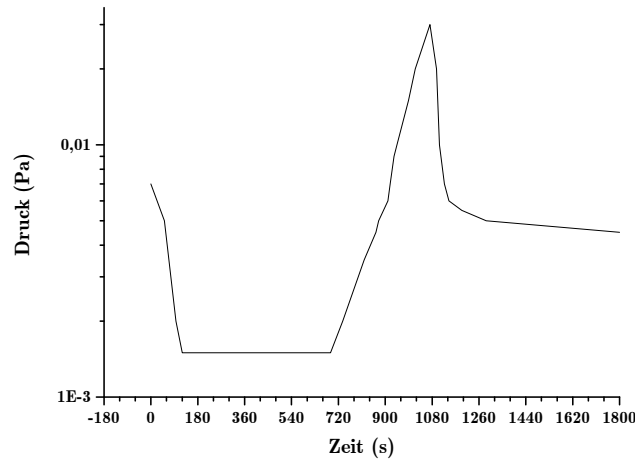


Abbildung 8: Druckverlauf beim Auspumpen des Rezipienten mit der Meissner-Falle.

Als grober Richtwert für das Nennsaugvermögen ergaben sich $1,9 \frac{\text{L}}{\text{s}}$.

zu Aufgabe 2.:

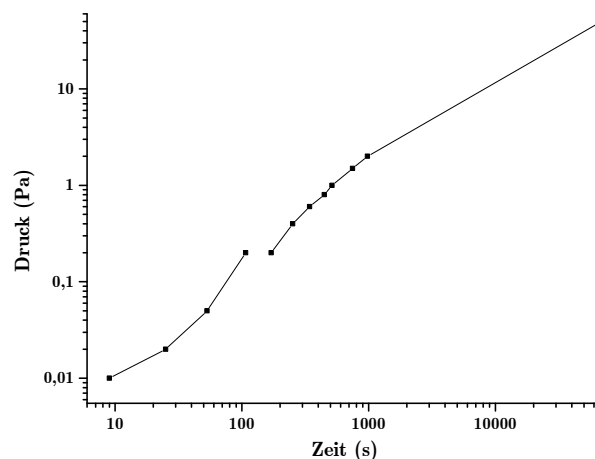


Abbildung 9: Druckanstieg im Rezipienten nach dem Schließen aller Ventile.

Aus Abbildung 9 ergab sich über die Formel 9 auf Seite 5 die Leckrate direkt nach dem Abschalten der Pumpen zu $15 \cdot 10^{-2} \frac{\text{PaL}}{\text{s}}$; etwa 6 Tage später ergab sich für den Zeitraum bis dahin $Q = 4 \cdot 10^{-2} \frac{\text{PaL}}{\text{s}}$. Der relativ hohe Wert am Anfang rührt hauptsächlich von der Ausgasung sublimierter Gase auf der Rezipientenwand her; man erkennt, dass dieser Teil anfangs ungefähr dreimal so groß ist, wie das eigentliche „Leck“ des Rezipienten.

Da diese Anlage für das Bedampfen von Schichten konzipiert ist, ist dies ein ausreichend guter Wert!

Aus der Annahme einer zum Druckunterschied von Rezipient und Umgebung proportionalen Leckrate ergibt sich ein umgekehrt exponentieller Verlauf des Druckes gegen Luftdruck; da die Messung davon aber noch mehr

als zwei Größenordnungen entfernt ist und anfänglich das Ausgasen die Leckrate enorm vergrößert, ist dieser Verlauf in Abbildung 9 noch nicht zweifelsfrei zu erkennen.

zu Aufgabe 3.:

Bei den ersten Bedampfungen haben wir verschiedene Messverfahren zur Bestimmung der Schichtdicken verglichen. Per Einwaage wurden 41,2 mg Kupfer in das Verdampfungsschiffchen gegeben. Die sich ergebende maximale Schichtdicke bestimmt man aus dem Vergleich der Volumina.

$$V_{Schicht} = h \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta R^2 \sin(\vartheta) \cos(\vartheta) = \pi h R^2 = \frac{m}{\rho_{Kupfer}} = V_{Kupfer} \quad (12)$$

Mit $R = [15 \pm 2]$ cm und $\rho_{Kupfer} = 8,96 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ ergibt sich eine Schichtdicke von (65 ± 22) nm. Der Schwingquarz hat dabei 78 nm gemessen. Berücksichtigt man die ungenaue Positionierung zueinander und das grobe Abschätzen der Entfernung zwischen Schiffchen und Substrat durch Ranhalten eines Lineals, stimmen die Werte gut überein. Während des Bedampfens mit Kupfer wurde die optische Transmission der Schicht untersucht. Der normierte Verlauf der transmittierten Intensität über der Schichtdicke ist in folgender Abbildung dargestellt. Nach

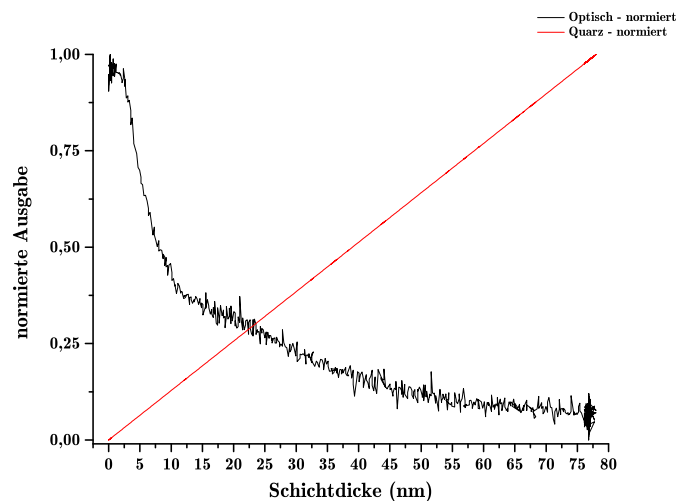


Abbildung 10: Ausgabe [Spannung - normiert] der Schichtdickenmessung mit Quarz und optisch im Vergleich.

Durchdringen der 77 nm dicken Kupferschicht beträgt die Restintensität weniger als 10 %. Eine halbwegs kratzfeste Schicht Kupfer [im μm -Bereich] ist somit als optisch undurchlässig zu betrachten. Während des Wachstums der Schicht erkennt man den typischen exponentiellen Abfall nach dem Lambert'schen Gesetz. Dabei treten jedoch charakteristische Knicke bei einer Dicke von etwa 5 nm und 10 nm auf. Unterhalb von 5 nm ist die Kupferschicht nicht leitend und besteht somit lediglich aus Inseln, welche noch nicht zusammengewachsen sind. Daher ist die Transmission zunächst konstant. Beim Überschreiten der 5 nm wird die Schicht plötzlich immer leitfähiger, sodass die Energie der elektromagnetischen Strahlung absorbiert wird. Bei 10 nm knickt der exponentielle Abfall ab zu einer kleineren Abfallkonstante ab. Bei dieser Dicke geht vermutlich das Insel- in Lagenwachstum über [vgl. zu Aufgabe 5 auf Seite 14; dies stimmt gut überein]. Zuvor waren die Inseln lediglich immer weiter zusammengewachsen und bildeten Kanäle aus. Eine Vermutung könnte sein, dass während des Inselwachstums diese das einfallende Licht immer stärker streuten; beim Übergang zum Lagenwachstum jedoch tritt hauptsächlich nur noch Abschwächung in Transmission auf.

Für eine Abschätzung der charakteristischen Abfalllänge x_0 betrachten wir den exponentiellen Verlauf zwischen 30 nm und 55 nm. Die Intensität fällt dabei von 25 % auf etwa 10 %. Nach dem Lambert'schen Gesetz ergibt sich mit $I(x) = \exp(-\frac{x}{x_0})$

$$\frac{0,1}{0,25} = \exp\left(-\frac{25\text{nm}}{x_0}\right) \Leftrightarrow \ln(0,4) = -\frac{25\text{nm}}{x_0} \Leftrightarrow \underline{\underline{x_0 \approx 30\text{nm}}} \quad (13)$$

Betrachten wir die Restintensität von etwa 5% nach Durchdringen der Schicht unter Berücksichtigung der eben gewonnenen Abschätzung, so ergäbe sich mit Hilfe dieser Methode eine Schichtdicke von 90 nm. Dieses Ergebnis

liegt ebenfalls nahe bei jenen der anderen Methoden.

zu Aufgabe 4.:

Die optisch-interferometrische Schichtickenmessung nach Tolansky mit einer Natrium-Dampfampe ($\lambda = 589 \text{ nm}$) lieferte einen Höhenunterschied von der Schicht unter der Drahtmaske zu der daneben von $[80 \pm 30] \text{ nm}$. Laut Schwingquarz-Methode ergab sich eine bedampfte Schichtdicke von 78 nm . Dies ist in sehr guter Übereinstimmung.

Der große relative Fehler dieser Methode erklärt sich dadurch, dass entweder die Interferenz-Grenzen oder die Linien in der Optik zur Abstandbestimmung stark verschwommen erschienen.

Das Einspannen der Glasplatten in die Halterung auf dem Auflagetisch führte dabei schon dazu, dass der Winkel zwischen der Referenz- und der Test-Glas-Platte zu groß wurden. Um den Winkel möglichst klein zu bekommen haben wir schließlich die Referenzplatte einfach auf die zu Messende aufgelegt; der benötigte Winkel entsteht durch Ablagerungen auf den Platten und Nicht-Parallelitäten der Flächen der Referenzplatte.

zu Aufgabe 5.:

Zur Auswertung des gemessenen Spannungsabfalls über den Widerständen, näherten wir den analogen Widerstandsmesser als Spannungsquelle $[1,52 \text{ V}]$ mit einem Innenwiderstand. Durch anfitzen an die Kalibrierungsmessungen ergaben sich sehr genau passende Werte $[x1 R_i = 420 \Omega, x100 R_i = 14\,200 \Omega]$. Diese Werte stimmen nicht mit den im Benutzerhandbuch angegebenen werten der Messwiderstände ein.

Im Folgenden untersuchten wir den elektrischen Widerstand einer dünnen Metallschicht während und nach dem Bedampfungsvorgang. Nach dem Wachstumsmodell für dünne Schichten erwarten wir unterhalb einer gewissen Schichtdicke keine Leitfähigkeit der Schicht, da lediglich einzelne Inseln gewachsen und teilweise miteinander verbunden sind. Ab einer charakteristischen Dicke der Schicht beginnen die zusammengewachsenen Inseln Schläuche und schließlich eine vollständige Lage auszubilden, sodass die Leitfähigkeit der Schicht rapide mit der Schichtdicke zunimmt. Diese Erwartungen werden bei den Verläufen beider Metalle erfüllt. Bei Kupfer ist die

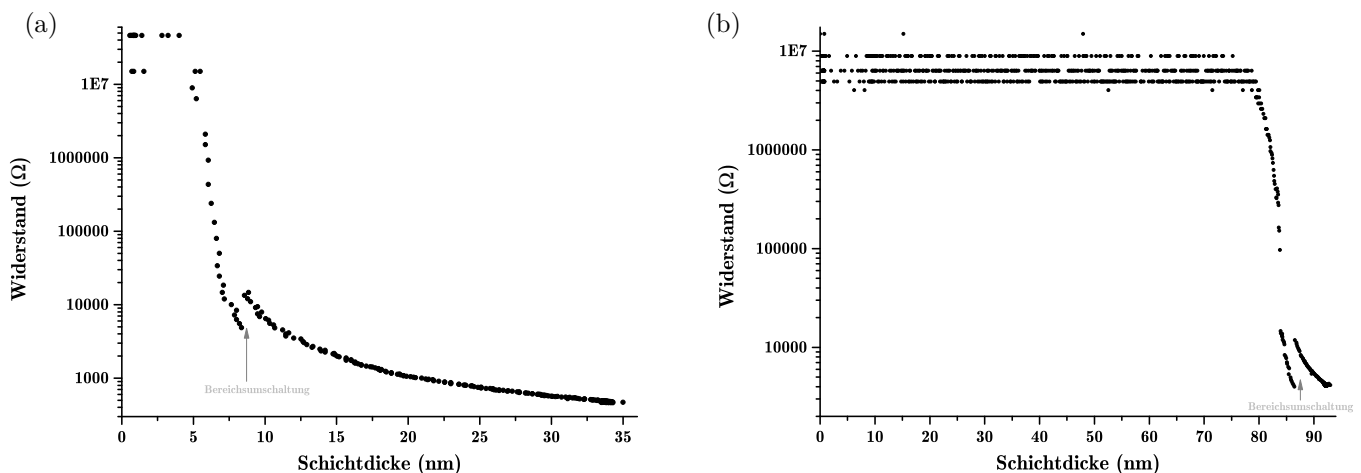


Abbildung 11: Der Widerstand einer ca. $0,5 \text{ mm}$ breiten und 2 cm langen Schicht während der Bedampfung für (a) Kupfer und (b) Zinn.

Schicht bereits ab einer Dicke von 5 nm vom Insel- zum Lagenwachstum übergegangen, wobei dies für Zinn erst bei etwa 80 nm der Fall ist. Mit weiter anwachsender Schichtdicke fällt der Widerstand der Schichten immer weiter, wobei dieser gegen den Wert des ausgedehnten Materials strebt.

Interessant ist nun die Entwicklung der elektrischen Eigenschaften der Schichten nach vollständigem Aufdampfen. Der Widerstand der Kupferschicht sinkt im weiteren Verlauf und erreicht nach etwa 6 Stunden ein Minimum bei 130Ω . Die durch das Aufdampfen entstandene Struktur ist abhängig von der Substrattemperatur, welche bei uns vor dem Bedampfen Zimmertemperatur betrug. Während des Wachstums befinden wir uns nach dem 3-Zonen-Modell also in Zone 1. Das Kupfer bildet eine poröse stängelförmige Kristallitstruktur. Aufgrund der niedrigen Temperatur diffundieren die Kupferatome nur langsam und ordnen sich nach und nach zu einer geordneteren

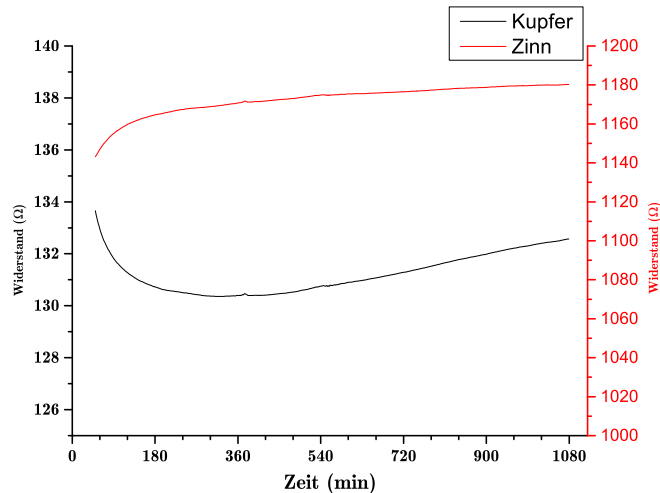


Abbildung 12: Entwicklung der Widerstände der Schichten aus Abbildung (11) ab ca. 1 h nach Bedampfung.

Kristallstruktur [Rekristallisation] an, deren elektrischer Widerstand geringer ist. Dieser Prozess wird nun jedoch überlagert von weiteren Effekten, da im Folgenden der Widerstand ansteigt. Da wir für die Messung über Nacht die Vakuumpumpen ausgeschaltet hatten, stieg auch der Druck im Rezipienten wieder an, sodass mehr und mehr Gase auf die Oberfläche der Schicht gelangen konnten. Beim Umordnen der Kristallstruktur in der Schicht wurden somit auch Fremdatome eingebaut bzw. es bildeten sich Kupferoxide, welche den effektiven Leitungsquerschnitt des reinen Kupfers weiter verringerten.

Für das Zinn zeigt sich nun ein ganz anderes Verhalten. Der Widerstand dieser Schicht ist nach Beendigung des Bedampfungsvorganges stetig angestiegen, während noch das Betriebsvakuum vor dem Bedampfen aufrecht erhalten wurde. Das Einbauen von Fremdatomen dürfte daher weniger ins Gewicht fallen. Jedoch besitzt Zinn eine etwa dreimal niedrigeren Schmelztemperatur als Kupfer, sodass nach dem Zonenmodell durchaus eine völlig andere Struktur beim Wachstum des Zinns entstanden ist als bei Kupfer.

Insgesamt liegt der Widerstand der Zinnschicht deutlich höher als bei Kupfer, was auch für ausgedehnte Körper für diese Materialien zu erwarten gewesen wäre.

Die Messung der Bronze-Schicht muss wohl schief gegangen sein, der Logger hatte nur leicht um 0 mV schwankende Werte aufgezeichnet. Entweder gab es irgendwo einen Kurzschluss, der Logger ist kaputt oder [am wahrscheinlichsten] unsere anfängliche Wahl von $I = 1 \text{ mA}$ nach einer Messung von ca. 140Ω für diese Schicht war in dem Sinne falsch, als dass der Widerstand entgegen der ersten Erwartung nicht runter sondern hoch ging. Da das Zinn über das Kupfer bedampft wurde, hätte man so den Einfluss der Oxidation oder Volumendiffusion von Fremdatomen ins Kupfer wesentlich verringern und somit bestimmen können.

6 Zusammenfassung

Die Bedeutung der Vakuumtechnik für das Bedampfen ungestörter Schichten ist deutlich geworden.

Die für die Vakuumerzeugung wesentlichen Zeiten für das Zuschalten der jeweiligen Pumpen wurden ermittelt [Drehschieberpumpe 3 min, Turbomolekularpumpe 5 min], die Wirkungsdauer der Meißner-Falle [10 min] bestimmt; der anschließende Überschwinger des Druckes nach Ende der Meißner-Kühlung dauerte noch einmal 8 min.

Drei unterschiedlichen Beschichtungsschichtdickenmessverfahren wurden ausprobiert; das vorige Abwiegen nach der Näherung eines Lambert-Strahlers für die Abstrahlcharakteristik liefert Werte im $\pm 15\%$ -Bereich. Die Schwingquarzmethode war bei optimaler Positionierung des Schwingquarzes die genaueste und stabilste Methode; die Überprüfung dieser Messmethode mittels des Tolansky-Verfahrens ergab sehr gute Übereinstimmung. Die optische Transmissionsmessung lieferte ein sehr verrauschtes Signal, welches aber exponentiell abfiel und somit für kleine Schichtdicken genauere Messungen erlaubt.

Für den elektrischen Widerstand von Cu und Sn ergab sich während der Bedampfung ein sehr starker Abfall ab Einsetzen des Lagenwachstums [Cu ab 5 nm, Sn ab 80 nm]. Und obwohl der Schmelzpunkt von Cu mehr als 2,5-mal so hoch liegt wie der von Sn , setzt das Lagenwachstum bei letzterem wesentlich später ein; dies kann nur an einer viel stärkeren Bindung der Sn -Atome untereinander als mit dem Quarz-Substrat liegen.

In der längerfristigen Entwicklung stiegen sowohl der Widerstand von Cu als auch von Sn wieder an, woran Oxidation und Fremdatomvolumendiffusion schuld sind.

7 Literatur

- [1] CHAMBERS, AUSTIN: *Modern Vacuum Physics (Master's Series in Physics and Astronomy, 4.)*. CRC Press, 2004.
- [2] DR. A. BERGAUER, DR. C. EISENMENGER-SITTNER: *Physik und Technologie Dünner Schichten*. 2006.
- [3] (HG.) H. FREY, (HG.) G. KIENEL: *Dünnschichttechnologie*. VDI-Verlag Düsseldorf, 1987.
- [4] (HG.) K. JOUSTEN: *Wutz Handbuch Vakuumtechnik (German Edition)*. Vieweg+Teubner Verlag, 2009.
- [5] TECHNIK LEXIKON: *Drehschieberpumpe*, 2013.
- [6] W. UMRATH: *Grundlagen der Vakuumtechnik*, 1997.
- [7] WIKIPEDIA: *Vakuumpumpe*, 2013.

8 Anhang

- Handschriftliches Protokoll