

Auswertung Vakuum

Marcel Köpke & Axel Müller (Do-30)

02.07.2012

Inhaltsverzeichnis

1	Demoversuch - Gasentladung in Abhängigkeit vom Druck	3
2	Leitwert des Metallrohres	4
3	Druckabhängiges Saugvermögen der Drehschieberpumpe	8
4	Saugvermögen der Turbomolekularpumpe	11
5	Einstufiges statisches Kalibrierungsverfahren	14
6	Durchschlagsfestigkeit	16
7	Aufdampfen einer Indiumschicht	18

1 Demoversuch - Gasentladung in Abhängigkeit vom Druck

Dieser Versuch wurde von allen Gruppen gemeinsam an der Apparatur 44 durchgeführt. Dabei sollte die Auswirkung des Drucks auf Gasentladungen beobachtet werden. Während an der Entladungsröhre die ganze Zeit über eine hohe Spannung anlag wurde mit Hilfe der Drehschieberpumpe der Druck in der Röhre verringert. Zunächst war die Röhre dunkel, es fand also keine Gasentladung statt. Nach weiterer Verringerung des Drucks konnte dann ein violettes Leuchten im kompletten Gasraum wahrgenommen werden. Das Fortführen der Evakuierung führte dazu, dass sich violette Leuchtscheiben entwickelten, die über die Röhre verteilt die selbe Dicke besaßen und zwischen den Leuchtscheiben dunkle Abschnitte entstanden, die ebenfalls jeweils gleich groß waren. Die Abstände zwischen den Scheiben und auch deren Dicke wuchsen mit sinkendem Druck und sie wanderten langsam hin zur Anode.

Dieses Phänomen kann mit dem Franck-Hertz-Versuch mit konstanter Spannung und variierender Teilchenanzahl verglichen werden. Bei hohem Druck ist die mittlere freie Weglänge zwischen den Gasteilchen relativ gering und die ausgesandten Elektronen können bis zum ersten Stoß mit einem Teilchen nicht genügend Energie aufnehmen, um dieses anzuregen. Wird nun der Druck in der Röhre verringert, sinkt somit auch die Teilchenanzahl und die mittlere freie Weglänge dazwischen steigt. Bei genügend niedrigem Druck ist die freie Weglänge gerade so groß, dass die Elektronen bis zu ihrem ersten Stoß genügend Energie aufnehmen können um das Teilchen anzuregen. Diese Stoßwahrscheinlichkeit verteilt sich offensichtlich über den gesamten Raum der Entladungsröhre. Bei weiterer Verringerung des Druck wächst natürlich die mittlere freie Weglänge weiter und statistisch gesehen besitzen nun alle Elektronen bereits früher genügend Energie um die Teilchen anzuregen. Dies ist der Grund für die Scheibenbildung. Da nun statistisch alle Elektronen auf einem beschränkten Abschnitt der Wegstrecke ihre Energie abgegeben haben, besitzen sie "nach" der Scheibe nicht genügend Stoßenergie. Dies ist die Erklärung für die dunklen Abschnitte zwischen den Leuchtscheiben. Da nun bei weiterer Evakuierung die mittlere freie Weglänge weiter zunimmt, verteilen sich die Stöße "innerhalb" eines Scheibchens über eine größere Strecke und die Scheibchen werden somit dicker. Anhand der Dicke der Scheibchen ist somit die mittlere freie Weglänge zwischen des Gasteilchen zu erkennen.

2 Leitwert des Metallrohres

Bei diesem Versuch haben wir den Metallschlauch zwischen Drehschieberpumpe und Rezipienten gegen ein dünnes Metallrohr mit einem Durchmesser von ca. 2mm ausgetauscht und den Druck an T_1 und T_2 während der Evakuierung gemessen. Es ergaben sich folgende Messwerte:

$Zeit[s]$	$T_1[mbar]$	$T_2[mbar]$
0,00	1000,00	1000,00
10,00	276,00	1000,00
20,00	208,00	1000,00
30,00	160,00	900,00
40,00	128,00	700,00
50,00	102,00	520,00
60,00	99,70	390,00
70,00	63,60	295,00
80,00	49,20	240,00
90,00	39,00	191,00
100,00	31,00	166,00
110,00	25,10	143,00
120,00	20,40	122,00
130,00	16,80	108,00
140,00	19,90	95,70
150,00	11,40	84,00

$Zeit[s]$	$T_1[mbar]$	$T_2[mbar]$
160,00	9,78	75,60
170,00	8,32	68,60
180,00	7,08	62,40
190,00	6,11	57,50
200,00	5,32	52,90
210,00	4,61	48,30
220,00	4,10	45,50
230,00	3,63	42,80
240,00	3,23	40,40
250,00	2,93	38,20
260,00	2,61	36,00
270,00	2,36	33,80
280,00	2,15	31,90
290,00	1,96	30,30
300,00	1,80	29,20

Tabelle 2.1: Messwerte

Der zeitlichen Verlauf der Drücke wurde in folgendem Schaubild dargestellt:

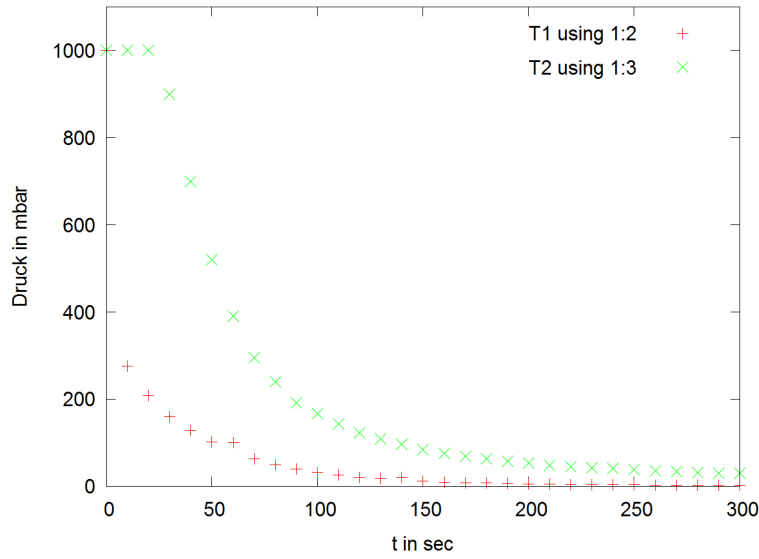


Abbildung 2.1: Messwerte

Dieser Druckverlauf zeigt, dass zu Beginn der Messung bei höheren Drücken die Druckdifferenz zwischen p_{T1} und p_{T2} relativ groß ist und diese mit abnehmendem Druck immer kleiner wird. Beide kurven haben einen exponentiell abfallenden Verlauf der sich asymptotisch an Null annähert. Das Verschwinden der Druckdifferenz bei niedrigen Drücken erscheint logisch, da dann nur noch sehr wenige Teilchen durch das Rohr strömen und somit Faktoren wie der Strömungswiderstand irrelevant werden. Um den Leitwert des Rohrs mit den gemessenen Drücken zu bestimmen sind noch Umformungen notwendig:

$$C = \frac{q}{\Delta p}$$

Dabei wurde der pV-Strom nicht direkt gemessen, sondern muss über

$$q = p_{T1} \cdot S = p_{T2} \cdot S_{eff}$$

bestimmt werden. Kombiniert ergibt sich:

$$C = \frac{1}{\frac{1}{S_{eff}} - \frac{1}{S}} = \frac{S \cdot S_{eff}}{S - S_{eff}}$$

Da weder das Saugvermögen S am Eingangsstutzen zur Pumpe noch das Saugvermögen S_{eff} am Rezipienteneingang bekannt sind müssen diese aus den $p(t)$ -Kurven extrapoliert werden. Dazu wird das Saugvermögen genauer betrachtet:

$$S = \frac{dV}{dt}$$

Mit der idealen Gasgleichung folgt:

$$S = \frac{d}{dt} \left(\frac{nRT}{p_{T1}} \right) = -\frac{nRT}{p_{T1}^2} \cdot \dot{p}_{T1} = -\frac{V}{p_{T1}} \cdot \dot{p}_{T1}$$

Diese DGL lässt sich nun durch Integration lösen:

$$\frac{S}{V} \cdot (t - t_0) = -(\ln p_{T1} - \ln p_0)$$

Daraus ergibt sich:

$$\ln p_{T1} = -\frac{S}{V} \cdot t + \frac{S}{V} \cdot t_0 + \ln p_0$$

Analog:

$$\ln p_{T2} = -\frac{S_{eff}}{V} \cdot t + \frac{S_{eff}}{V} \cdot t_0 + \ln p_0$$

Die Auftragung von $\ln p_{T1}$ und $\ln p_{T2}$ über die Zeit ergibt:

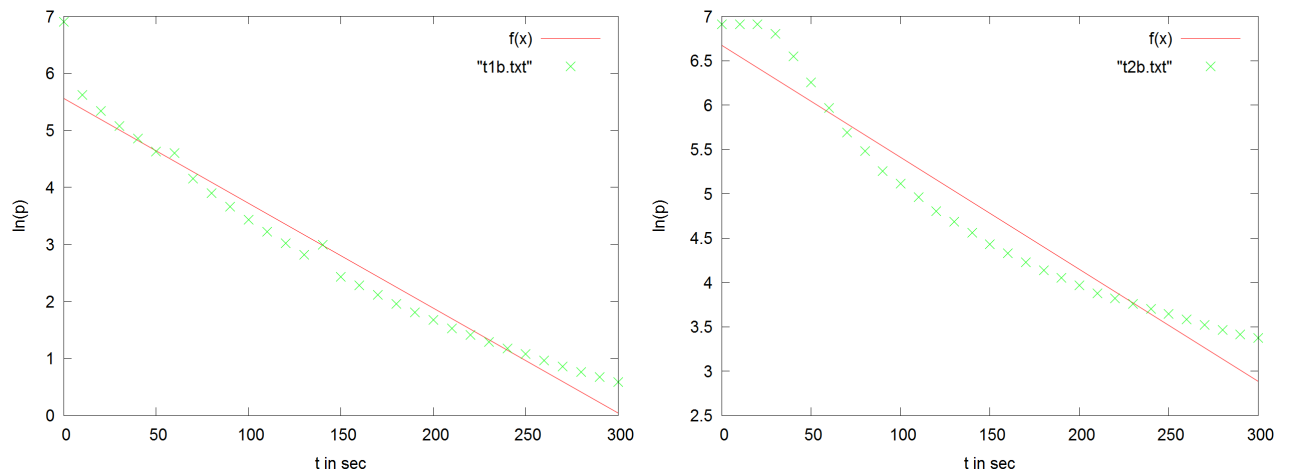


Abbildung 2.2: Ausgleichsgerade

Die Steigungen der Ausgleichsgeraden betragen:

$$m_{T1} = -0,0184 \frac{1}{s}$$

$$m_{T2} = -0,0126 \frac{1}{s}$$

Multipliziert mit des Gesamtvolumen $V = 0,0105 m^3$ ergeben sich:

$$S = 0,1932 \frac{l}{s}$$

$$S_{eff} = 0,1323 \frac{l}{s}$$

Damit erhalten wir mit obiger Formel für C:

$$C = \frac{S \cdot S_{eff}}{S - S_{eff}} = 0,420 \frac{l}{s}$$

Diesen Wert kann man nun mit dem theoretischen Wert der Knudsenformel vergleichen:

$$C' = 135 \cdot \frac{d^4}{L} \bar{p} + 12,1 \frac{d^3}{L} \cdot \frac{1 + 192 \cdot d \cdot \bar{p}}{1 + 237 \cdot d \cdot \bar{p}}$$

mit dem Rohrdurchmesser $d = 2mm$ und der Rohrlänge $L = 0,44m$ Somit erhält man für jedes Druckwertepaar einen Leitwert. Gemittelt ergibt sich für den theoretischen Gesamtleitwert:

$$C' = 0,791 \frac{l}{s}$$

Die Messung zeigt eine starke Abweichung vom theoretischen Wert. Dies kann mit Messfehler begründet werden.

3 Druckabhängiges Saugvermögen der Drehschieberpumpe

Nun haben wir das druckabhängige Saugvermögen der Drehschieberpumpe $S(p)$ bestimmt. Dazu wurde der Rezipient mit der Drehschieberpumpe evakuiert und der Verlauf des Drucks $p(t)$ gemessen.

Wir erhielten folgende Messwerte:

$Zeit[s]$	$T_1[mbar]$	$Zeit[s]$	$T_1[mbar]$
0,00	1000,00	150,00	0,100
5,00	1000,000	165,00	0,079
10,00	850,000	180,00	0,062
15,00	520,000	195,00	0,052
20,00	299,000	210,00	0,046
25,00	192,000	225,00	0,041
30,00	132,000	240,00	0,037
45,00	41,400	255,00	0,034
60,00	13,600	270,00	0,032
75,00	4,420	285,00	0,031
90,00	1,610	300,00	0,029
105,00	0,630	300,00	0,029
120,00	0,290	285,00	0,031
135,00	0,160	300,00	0,029

Tabelle 3.1: Messwerte

Das Saugvermögen erhalten wir nun durch:

$$S = -V \cdot \frac{\ln p_{T1}}{t}$$

Die Auftragung von $S(p)$ über p_{T1} ergibt:

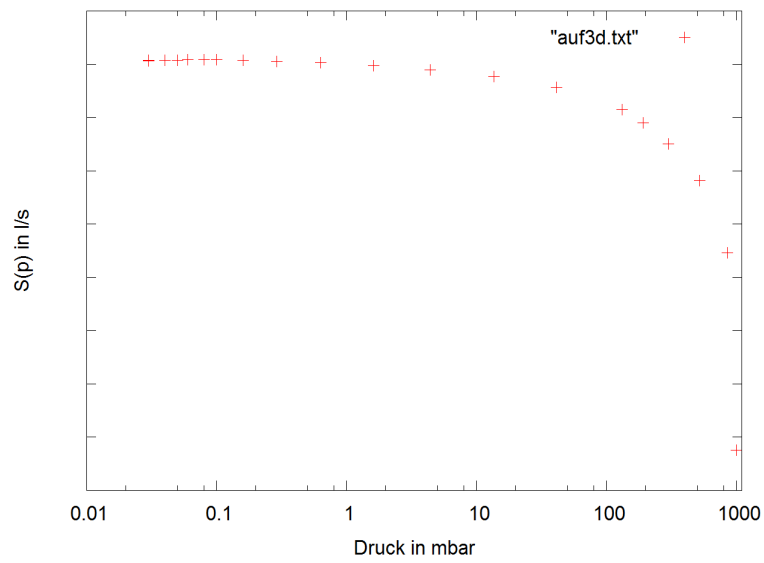


Abbildung 3.1: Saugvermögen

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Saugleistung der Drehschieberpumpe mit sinkendem Druck abnimmt. Um das mittlere Saugvermögen zu bestimmen tragen wir nun $\ln p_{T1}$ gegen t auf und führen lineare Regression im Anfangsbereich durch.

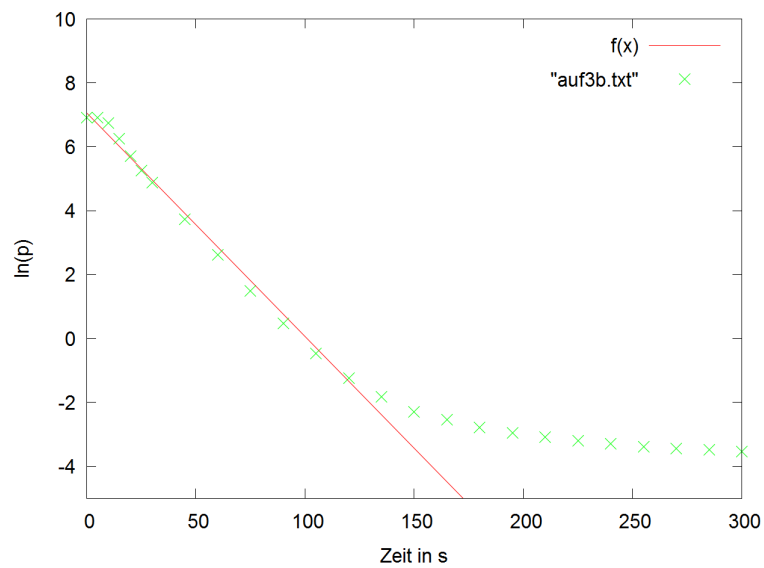


Abbildung 3.2: linearer Abfall

Es ergibt sich folgende Steigung:

$$m_{T1} = -0,0699 \frac{1}{s}$$

Multipliziert man dies mit dem negativen Volumen erhält man die mittlere Saugleistung:

$$\bar{S} = -mV = 0,735 \frac{l}{s}$$

Dies deckt sich mit dem angegebenen Literaturwert von:

$$S = 0,694 \frac{l}{s}$$

4 Saugvermögen der Turbomolekularpumpe

Um das Saugvermögen der Turbomolekularpumpe zu bestimmen gingen wir analog zur Drehschieberpumpe. Allerdings musste hier zunächst mit der Drehschieberpumpe ein Vorvakuum hergestellt werden. Wir erhielten folgende Messwerte:

<i>Zeit[s]</i>	<i>IM[mbar]</i>	<i>Zeit[s]</i>	<i>IM[mbar]</i>	<i>Zeit[s]</i>	<i>IM[mbar]</i>
0	0,000130	100	0,000054	210	0,000041
10	0,000102	110	0,000052	220	0,000040
20	0,000088	120	0,000050	230	0,000039
30	0,000080	130	0,000049	240	0,000039
40	0,000075	140	0,000047	250	0,000038
50	0,000070	150	0,000046	260	0,000038
60	0,000065	160	0,000045	270	0,000037
70	0,000061	170	0,000044	280	0,000036
80	0,000058	180	0,000043	290	0,000036
90	0,000056	190	0,000042	300	0,000036
		200	0,000042		

Tabelle 4.1: Messwerte

Zunächst tragen wir das Saugvermögen $S(p)$ über $\ln(p)$ auf:

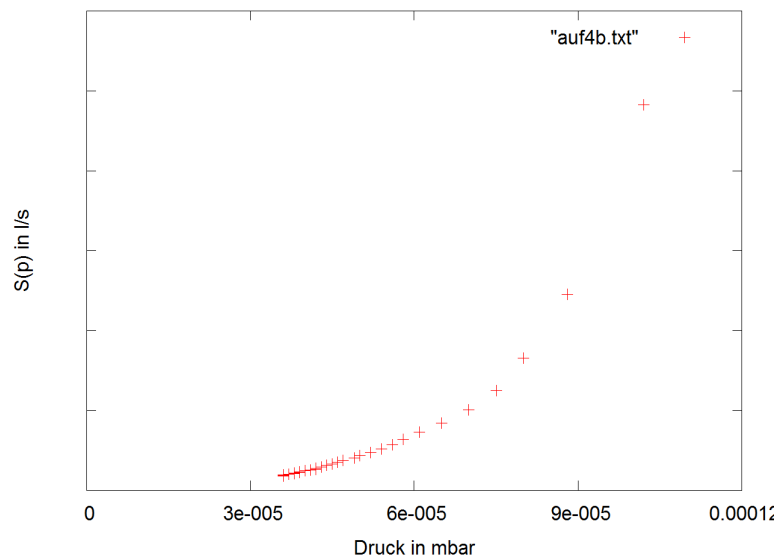


Abbildung 4.1: Saugvermögen

Auch hier nimmt das Saugvermögen mit sinkendem Druck ab. Die Auftragung von $\ln p_{IM}$ über t ergibt:

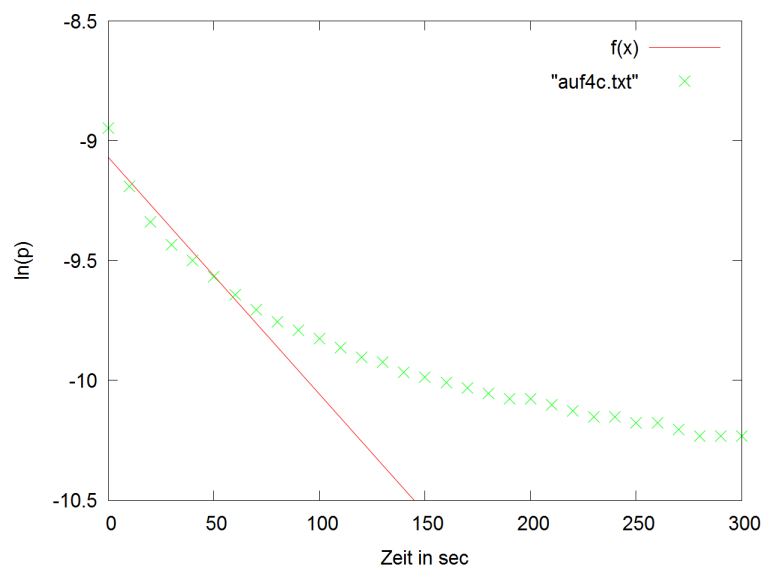


Abbildung 4.2: lineare Regression

Mit dem linearen Abschnitt erhalten wir analog zu oben:

$$\bar{S} = -mV = 0,104 \frac{l}{s}$$

Der angegebene Wert beträgt:

$$S' = 30 \frac{l}{s}$$

Er gilt jedoch nur im Bereich von Normaldruck, ist damit also völlig unbrauchbar für unsere Messung, da die Turbomolekularpumpe nicht bei Normaldruck betrieben werden kann. In diesem Bereich würde sie völlig zerstört werden.

5 Einstufiges statisches Kalibrierungsverfahren

Das einstufige statische Kalibrierungsverfahren wurde bereits in der Vorbereitung ausführlich behandelt. Da die Stoffmenge im Referenzvolumen verschwindend klein gegenüber der Stoffmenge im Rezipienten ist, nehmen wir an:

$$\begin{aligned} n_i &= n_{i-1} + n_{\text{zusatz}} \\ &= n_{i-1} + \frac{V_{\text{Ref}} \cdot p_{\text{Ref}}}{RT} \\ &= \frac{V_{\text{Ref}} \cdot p_{\text{Ref}}}{RT} \cdot i + n_0 \end{aligned}$$

Nun gilt:

$$n_i = \frac{p_i(V_{\text{Ref}} + V_{\text{Rez}})}{R \cdot T}$$

Daraus folgt:

$$p_i = \frac{V_{\text{Ref}} \cdot 1\text{bar}}{V_{\text{Rez}} + V_{\text{Ref}}} \cdot i = 3,22\text{mbar} \cdot i + \frac{n_0 RT}{V_{\text{Rez}} + V_{\text{Ref}}}$$

Das theoretische Expansionsverhältnis ist also 3,22. Im Experiment führten wir diese Kalibrierung bis 80 mbar durch und erhielten folgende Messwerte:

i	$T_3[\text{mbar}]$	i	$T_3[\text{mbar}]$
1	3,09	13	45,80
2	6,48	14	50,40
3	10,10	15	53,50
4	13,90	16	58,20
5	17,20	17	61,20
6	21,00	18	63,60
7	24,30	19	67,20
8	27,90	20	70,20
9	31,40	21	74,20
10	35,70	22	77,80
11	39,30	23	82,40
12	43,20		

Tabelle 5.1: Messwerte

Trägt man den Druck über die Schritte auf erhält man durch lineare Regression das Expansionsverhältnis als Steigung der Geraden:

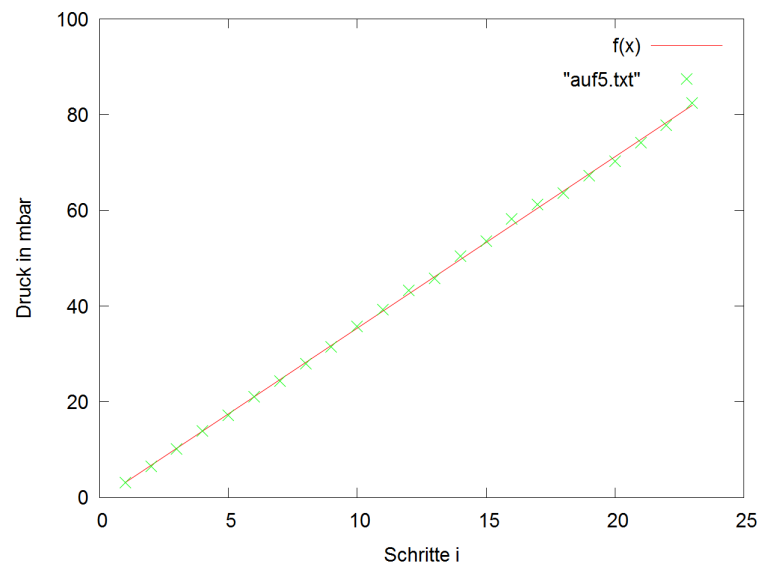


Abbildung 5.1: Ausgleichsgerade

Wir erhalten für die Steigung und damit für das Expansionsverhältnis:

$$m = 3,5841$$

Damit bestätigt die theoretische Überlegung.

6 Durchschlagsfestigkeit

Wir ermittelten die Durchschlagsfestigkeit in Abhängigkeit des Drucks, indem wir die Spannung zwischen zwei Elektronen stetig hochregelten, bis der Spannungsüberschlag in Form eines Lichtbogens zu sehen war. Bei niedrigen Drücken zeigte sich dieser Überschlag in Form einer Glimmentladung. Diese war schwer zu erkennen, weshalb wir die Spannung am Messgerät beobachteten und den Spannungsüberschlag am plötzlichen Einbruch der gemessenen Spannung registrieren konnten, da nun ein Strom floss. Wir erhielten folgende Werte für die Spannung in Abhängigkeit des Drucks:

$T_1[mbar]$	$U_1[V]$	$T_1[mbar]$	$U_1[V]$
1000	3290	1,95	256
500	1730	1	256
250	1380	0,52	318
125	1150	0,254	342
61,2	700	0,13	392
31,1	430	0,054	652
15,2	324	0,009	2840
7,57	303	0,008	2980
3,64	310	0,007	5730

Tabelle 6.1: Messwerte

Zeichnet man die Messwerte in ein Koordinatensystem so zeigt sich folgende Tendenz für die Durchschlagfestigkeit:

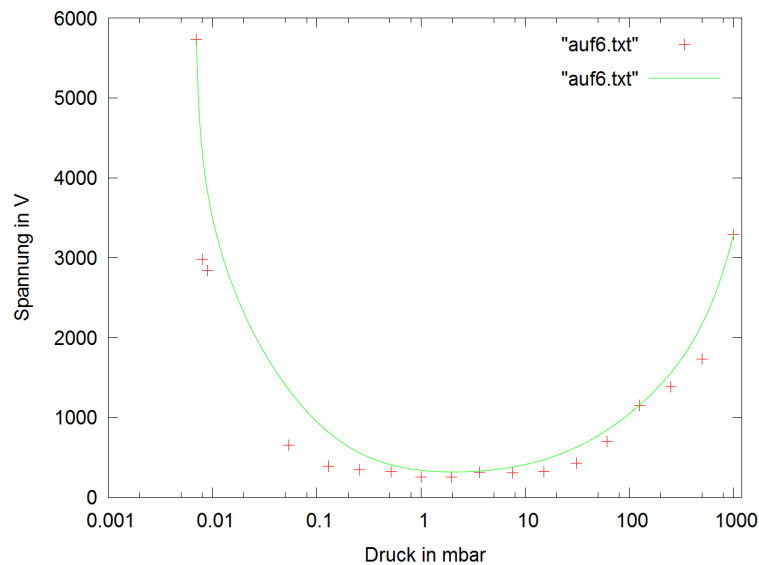


Abbildung 6.1: Schaubild

Die Kurve zeigt hierbei die Tendenz der Durchlagfestigkeit für zunehmenden Druck an. Sie stellt keinen Fit dar und soll nur zur optischen Aufbereitung der Messwerte dienen. Wie man erkennt nimmt die Durchschlagsfestigkeit zu Beginn mit steigendem Druck deutlich ab. In einem guten Vakuum gibt es nicht genügend Teilchen, die als Ladungsträger dienen können. Steigt der Druck, so steigt auch die Teilchenzahl und die benötigte Spannung für eine Gasentladung sinkt ab.

Wird die Teilchenanzahl ab einem bestimmten Druck zu groß, nimmt auch die Durchschlagsspannung mit dem Druck wieder zu. Dies erklärt sich mit der Tatsache, dass die freie Weglänge der Teilchen mit zunehmendem Druck abnimmt. Im statistischen Mittel nimmt also der Weg, auf welchem die Teilchen bis zu einem Stoß beschleunigen ab, sodass es zu weniger Stoßionisation kommt. Dadurch kann das Gas schlechter ‐zünden‐ und die Durchschlagsfestigkeit nimmt nun zu.

Zu bemerken ist noch, dass bei einem Druck von ungefähr $61,2 \text{ mbar}$ der Übergang von der Glimmentladung zur Funkenentladung stattfand und gut beobachtet werden konnte.

7 Aufdampfen einer Indiumschicht

Bei 3 verschiedene Drücken wurde nun eine Indiumprobe erhitzt und auf eine Plexiglas-scheibe aufgedampft. Bei niedrigem Druck ergab sich schnell ein starker und scharf ab-gegrenzter Indiumfleck. Mit steigendem Druck nahm die Aufdampfungsdauer (Dauer bis zur gleichen aufgedampften Menge) zu und die Randschärfe ab. Die mit dem Druck zunehmende Aufdampfungsdauer erklärt sich mit einer zunehmenden Teilchenzahl, die durch Stoßbewegungen die Wärmeenergie des Indiums aufnehmen. Somit erhitzt sich das Indium schneller und verdampft ebenfalls schneller. Die abnehmende Randschärfe hängt ebenfalls mit der Teilchendichte zusammen. Die verdampften Indiumteilchen stoßen bei höherem Druck öfter mit anderen Gasteilchen und werden somit stärker gestreut.