

Physik III - Anfängerpraktikum- Versuch 601

Sebastian Rollke (103095) und Daniel Brenner (105292)

21. September 2005

Inhaltsverzeichnis

1 Theorie	2
1.1 Grundlagen	2
1.2 Der Franck-Hertz-Versuch	2
1.3 Einflüsse auf die Gestalt der Kurve	3
1.3.1 Das Kontaktpotential	3
1.3.2 Einfluss des Energie-Spektrums der Elektronen	3
1.3.3 Einfluss des Dampfdrucks	3
2 Durchführung	4
2.1 Energieverteilung der beschleunigten Elektronen	4
2.2 Aufnahme von Franck-Hertz-Kurven	4
2.3 Ionisierungsspannung von Hg-Atomen	4
3 Auswertung	5
3.1 Allgemeines zur Fehlerrechnung	5
3.2 Dampfdruck und mittlere freie Weglänge	5
3.3 Bestimmung der Energieverteilung	5
3.3.1 bei Raumtemperatur 20,6°C	5
3.3.2 bei 137,5°C	7
3.4 Franck-Hertz-Kurve	7
3.5 Bestimmung der Ionisationsspannung	8
3.6 Fehlerbetrachtung	8

1 Theorie

1.1 Grundlagen

Die Hülle eines Atoms besteht aus Elektronen, die jedoch aufgrund ihrer (in diesem Versuch nachzuweisenden) Quantennatur nur diskrete Energiewerte annehmen kann. Das Atom ist somit nur in der Lage ganzzahlige Vielfache eines festen Energiewertes anzunehmen.

Erhält das Elektron nun einen hinreichend großen Energiebetrag, wird es in einen sog. angeregten Zustand gebracht. Nach einer gewissen Zeit kehrt das Atom dann meistens in seinen Ruhezustand zurück und die Energie wird als Photon einer bestimmten Wellenlänge emittiert. Aufgrund dieser Eigenschaften kommt es zum Beispiel beim Stoß mit Elektronen dazu, daß die Elektronen solange sie nicht genug kinetische Energie haben um das Atom anzuregen nur elastische Stöße mit diesem ausführen.

Besitzen jedoch die Elektronen genug kinetische Energie um das Atom anzuregen, kommt es zu unelastischen Stößen und das Atom absorbiert einen Teil oder die gesamte Energie des Elektrons.

1.2 Der Franck-Hertz-Versuch

Der Franck-Hertz-Versuch dient einmal zum Nachweis der oben beschriebenen Quantennatur der Elektronenhülle eines Atoms und nutzt diese auch um Daten über das Atom zu gewinnen.

Man mißt mit dem Franck-Hertz-Versuch

- Die Energiedifferenz zwischen den Anregungszuständen zweier Atome
- Die Energie, die nötig ist, um ein Atom zu ionisieren, daher Elektronen aus der Atomhülle herauszuschlagen
- Die Energieverteilung der austretenden Elektronen

Der Franck-Hertz-Versuch besteht aus einer mit Quecksilberdampf gefüllten Kammer. Man reguliert den Dampfdruck über die innerhalb der Kammer herrschende Temperatur, die wiederum über ein Heizelement gesteuert wird.

Innerhalb dieser Kammer werden nun von einer Heizkathode ausgehende Elektronen durch eine Beschleunigungsspannung U_B beschleunigt. Die Elektronen erhalten somit eine kinetische Energie

$$E_{kin} = \frac{mv^2}{2} = e_0 U_B \quad (1)$$

am Ende der Kammer befindet sich eine Auffängerelektrode, die die dort auftreffenden Elektronen (als Strom I_A) registriert. Vor diese wird jedoch noch eine Gegenspannung U_A angelegt, so daß nur Elektronen für die gilt

$$E_{kin} \geq e_0 U_A \quad (2)$$

die Auffängerelektrode erreichen.

Ist die Energie der Elektronen nun kleiner als die Anregungsenergie der Hg-Atome, kommt es lediglich zu elastischen Stößen. Durch die großen Massenunterschiede der beiden Stoßpartner ist die Energieabgabe des Elektrons vernachlässigbar klein. Somit steigt der gemessene Auffängerstrom an wenn die Beschleunigungsspannung steigt. Sobald jedoch die Anregungsenergie erreicht wird, bricht dieser somit (theoretisch) auf 0 ein, da die Atome die Energie der Elektronen absorbieren. Auch eine weitere leichte Erhöhung der Energie führt zu keinem Anstieg von I_A , da die Energie nicht ausreicht um die Bremsspannung zu überwinden:

$$E_{kin} - E_1 \leq e_0 U_A$$

Erst bei deutlich Erhöhung von U_B kommt es wieder zum ansteigen des Stromes I_A . Nach einer weiteren Erhöhung von U_B reicht die Energie der Elektronen für zwei "Anregungen", so daß die Kurve wiederum einbricht. Der Abstand U zwischen zwei Maxima gibt die Energie an, die nötig ist um das Atom von einem Zustand in den anderen zu bringen (hier am Beispiel des Grundzustandes und des ersten Anregungszustandes):

$$U_1 := \frac{1}{e_0}(E_1 - E_0) \quad (3)$$

1.3 Einflüsse auf die Gestalt der Kurve

Das oben beschriebene Verhalten gilt nur für idealisierte Franck-Hertz-Kurven. Beim realen Experimenten treten weitere Effekte hervor.

1.3.1 Das Kontaktpotential

Um hohe Elektronenemissionsraten zu erreichen, verwendet man für Glühdraht und Beschleunigungselektrode Materialien, die beide unterschiedliche Austrittsarbeiten besitzen, wobei der Glühdraht die deutlich kleinere Austrittsarbeit besitzt. Somit kommt es durch die verschiedenen Potentiale zu einer Verschiebung der Franck-Hertz-Kurve um das Kontaktpotential

$$K = \frac{1}{e_0}\Phi_B - \Phi_G \quad (4)$$

1.3.2 Einfluss des Energie-Spektrums der Elektronen

Da Elektronen in Materialien nicht alle den gleichen diskreten Energiewert besitzen, sondern es sich um eine statistische Energieverteilung handelt, treten die Elektronen auch mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten, und somit kinetischen Energien, aus dem Glühdraht aus.

Dies führt dazu, daß es keine Unstetigkeiten in der Kurve gibt, sondern die Abfälle auf $I_A = 0$ mit einer endlichen Steigung geschehen und sich einem Stromminimum nähert.

1.3.3 Einfluss des Dampfdrucks

Um aussagekräftige Kurven zu erhalten ist es nötig die Stoßwahrscheinlichkeit der Elektronen mit den Hg-Atomen ausreichend hoch zu halten. Dazu ist es nötig, daß die mittlere freie Weglänge \bar{w} klein gegen den Abstand a (Glühkathode - Auffängerelektrode) ist.

Dabei hängen \bar{w} und der Sättigungsdruck über

$$\bar{w}[cm] = \frac{0,0029}{p_{saett}}[pinmbar] \quad (5)$$

zusammen. Wobei gilt

$$p_{saett}(T) = 5,5 \cdot 10^{-7} e^{6876/T} [pinmbar, T in K] \quad (6)$$

\bar{w} sollte dabei um einen Faktor 1000 bis 4000 kleiner sein als der Abstand a .

2 Durchführung

2.1 Energieverteilung der beschleunigten Elektronen

Zur Messung der integralen Energieverteilung der beschleunigten Elektronen, wird der Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit von der Bremsspannung U_A gemessen.

Die Beschleunigerspannung U_B wird bei +11 V konstant gehalten.

Es wird jeweils eine Messung bei $T \approx 20^\circ\text{C}$ und bei $T = 140^\circ$ oder 160°C durchgeführt. Das Ergebniss wird mit einem XY-Schreiber festgehalten (X-Eingang: Beschleunigungsspannung, Y-Eingang: Auffängerstrom).

2.2 Aufnahme von Franck-Hertz-Kurven

Für drei unterschiedliche Temperaturen zwischen 160° und 200°C werden mit Hilfe eines XY-Schreibers (X-Eingang: U_B , Y-Eingang: I_A) Franck-Hertz-Kurven aufgenommen.

Als Bremsspannung U_A wird 1V gewählt, während U_B von 0V auf 60V steigt.

2.3 Ionisierungsspannung von Hg-Atomen

Zur Bestimmung der Ionisierungsspannung wird mit einem XY-Schreiber (X-Eingang: U_B , Y-Eingang: I_A) bei einer Temperatur zwischen 100° und 110°C die Ionisierungsspannung in Abhängigkeit von der Beschleunigerspannung aufgenommen. Die Bremsspannung liegt bei -30V liegen.

3 Auswertung

3.1 Allgemeines zur Fehlerrechnung

Im folgenden werden häufig diese drei Formeln genutzt, um das Protokoll nicht unnötig zu strecken geben wir sie hier einmal an und verweisen in Folge darauf:

Für den Mittelwert gilt:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n x_i$$

Für den absoluten Fehler gilt:

$$s_{\bar{x}} = \frac{1}{\sqrt{n}} \cdot \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

Für den relativen Fehler gilt:

$$s_{\bar{x},rel} = \frac{s_{\bar{x}}}{\bar{x}}$$

3.2 Dampfdruck und mittlere freie Weglänge

Temperatur [°C]	Temperatur [K]	Dampfdruck [mbar]	\bar{w} [cm]	$\frac{a}{\bar{w}}$
20,6	293,8	0,0038	0,77	1,3
100	373,2	0,55	0,0053	188,5
137,5	410,7	2,94	0,0010	1014,0
160	433,2	7,02	0,00041	2419,9
180	453,2	14,14	0,00021	4876,1
194	467,2	22,28	0,00013	7683,6

Tabelle 1: Freie Weglänge zum Abstand der Kathode und der Beschleunigerelektrode

In der Tabelle sieht man die nach (5) und (6) ausgerechneten Werte des Dampfdruckes und der freien Weglänge \bar{w} . Diese werden zum Verhältnis zum Abstand a der Kathode von der Beschleunigungselektrode gesetzt welcher 1 cm beträgt. Dieses Verhältnis sollte den Faktor 1000 bis 4000 haben um eine ausreichende Stoßwahrscheinlichkeit zu geben, man sieht leicht das dies bei dem verwendeten Wert von 194°C abweicht, doch dennoch ließen sich verwertbare Ergebnisse gewinnen.

3.3 Bestimmung der Energieverteilung

3.3.1 bei Raumtemperatur 20,6°C

Zuerst bestimmen wir den Maßstab der X-Achse auf der die Spannung aufgetragen wurde. Dieser ermittelt sich leicht durch die Messung der Länge der ganzen Kurve (25,2 cm) und das ablesen der aufgetragenen Spannung von 10V. Somit entspricht ein cm auf dem Milimeterpapier in X-Richtung also 0,397V. Unterteilt man nun die Achse in kleine Teilstücke, so lässt sich daraus für jedes dieser Stücke eine Teilsteigung als Näherung für die Steigung der Kurve bestimmen.

Abschnitt	U_A	$I(U_A) - I(U_A + \Delta U_A)$
1	0	0,40
2	0	0,79
3	0	1,19
4	0	1,59
5	0,05	1,98
6	0,05	2,38
7	0,05	2,78
8	0,05	3,17
9	0,05	3,57
10	0,05	3,97
11	0,05	4,37
12	0,05	4,76
13	0,1	5,16
14	0,1	5,56
15	0,15	5,95
16	0,2	6,35
17	0,25	6,75
18	0,3	7,14
19	0,4	7,54
20	0,5	7,94
21	0,7	8,33
22	1,2	8,73
22,25	0,55	8,83
22,5	0,75	8,93
22,75	1,4	9,03
23	2,2	9,13
23,25	1,35	9,23
23,5	0,65	9,33
24	0,55	9,52
25	0,1	9,92

Tabelle 2: Energieverteilung bei 20,6°C

Aus der Tabelle 1 und der Grafik kann man nun das Energiemaximum ablesen und auch seinen Fehler bestimmen, da dieser Wert auf 0,25 cm genau bestimmt ist, was einem Fehler von 0,099V entspricht. Somit ist also $U_{B_{eff}} = (9,13 \pm 0,10)$ V. Dieser Wert liegt sehr nah bei der angelegten Beschleunigungsspannung U_B von 11 V. Nach der Gleichung

$$U_{B_{eff}} = U_B - K$$

ergibt sich somit sofort für das Kontaktpotential K ein Wert von $(1,87 \pm 0,10)$ V.

Will man diese Kurve erklären so muss man sagen das bei der geringen Raumtemperatur noch kaum Hg-Atome sich im Gasförmigen Zustand befinden und so die Elektronen kaum Energie verlieren und somit ist die Kurve anfangs sehr flach. Erst wenn die Bremsspannung in die Größenordnung der Beschleunigungsspannung kommt steigt sie steiler an. Das Kontaktpotential erklärt dabei allerdings die Verschiebung so das das Maximum noch vor dem Wert der Beschleunigungsspannung liegt.

3.3.2 bei 137,5°C

Analog zur Auswertung der Kurve bei Raumtemperatur wird auch hier vorgegangen. Hier entspricht ein cm auf dem Papier der Spannung 0,398V.

Abschnitt	U_A	$I(U_A) - I(U_A + \Delta U_A)$
1	1,5	0,4
2	1,5	0,8
3	1,55	1,2
4	1,55	1,59
5	1,5	1,99
6	1,6	2,39
7	1,45	2,79
8	1,4	3,19
9	1,35	3,59
10	0,9	3,98
11	0,6	4,38
12	0,1	4,78
13	0,05	5,18
14	0,05	5,58
15	0,05	5,98
16	0,1	6,37
17	0,1	6,77
18	0,1	7,17
19	0,1	7,57
20	0,1	7,97
21	0,15	8,37
22	0,1	8,76
23	0,05	9,16
24	0,03	9,56
25	0	9,96

Tabelle 3: Energieverteilung bei 137,5°C

Gut zu erkennen aus der Tabelle 2 und der dazugehörigen Grafik sind, dass ab etwa 4,5V die Steigung der Kurve fast auf null fällt und dass sie vor 4 V fast eine Gerade darstellte. Dies hängt mit der hohen Temperatur zusammen und der damit verbundenen Tatsache, dass aufgrund des hohen Dampfdruckes die meisten Elektronen schon unter 5V unelastisch mit Hg-Atomen stoßen.

3.4 Franck-Hertz-Kurve

Bestimmt werden soll aus den verschiedenen Maxima der Frank-Hertz-Kurve die erste Anregungsenergie des Hg-Atoms. Nimmt man nun die Länge der Kurve in Richtung der x-Achse von 25,9 cm und das notierte zugehörige Messintervall von 55V, so erhält man das $1\text{cm} = 2,11\text{V}$. Grob lässt sich schon sehen, dass zwischen dem ersten und dem zehnten Maximum 20,9 cm liegen, wodurch sich eine erste Näherung für die Anregungsenergie von $\frac{20,9\text{cm}}{10} \cdot 2,11 \frac{\text{eV}}{\text{cm}} \approx 4,438\text{eV}$ ergibt. Dies entspricht etwa einer emittierten Strahlung von 279nm.

Da dies sehr ungenau ist folgt nun eine Messung für die einzelnen Abstände der Maxima. Aus dem Graphen lassen sich folgende Werte ablesen:

Maxima	Abstand [cm]	Anregungsenergie [eV]
1 bis 2	2,2	4,67
2 bis 3	2,25	4,78
3 bis 4	2,25	4,78
4 bis 5	2,30	4,88
5 bis 6	2,30	4,88
6 bis 7	2,35	4,99
7 bis 8	2,40	5,1
8 bis 9	2,40	5,1
9 bis 10	2,45	5,2
Mittelwert	2,32	4,93
absoluter Fehler	0,028	0,059
relativer Fehler	1,20%	1,20%

Tabelle 4: Anregungsenergie des Hg-Atoms

Der Messwert von $E_{Anregung} = (4,93 \pm 0,06)$ eV stimmt somit also innerhalb des Fehlerintervalls mit dem Literaturwert von 4,9 eV überein. Zur Bestimmung der Wellenlänge der emittierten Strahlung ermitteln wir nun zuerst, über die Gleichung

$$h\nu = E_{Anregung}$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum h , die Frequenz der Quelle ν . Zu beachten ist lediglich, dass dabei die Anregungsenergie natürlich in Joule umgerechnet werden muss. Somit erhalten wir eine Frequenz von $1,19 \cdot 10^{15}$ Hz. Dividieren wir die Lichtgeschwindigkeit durch die ermittelte Frequenz erhalten wir die gesuchte Wellenlänge $\lambda = (251 \pm 3)$ nm. Der relative Fehler von 1,2% bleibt erhalten, da wir nur mit Konstanten weitergerechnet haben die praktisch fehlerfrei sind.

Da der Energieverlust bei elastischen Stößen sehr viel kleiner ist als der festgestellte Fehler muss dieser in der Messung nicht berücksichtigt werden.

3.5 Bestimmung der Ionisationsspannung

Leider ließ sich aus den aufgenommenen Messergebnissen nicht der Wert $U_{ion} + K$ entnehmen, da sie nicht die Gestalt der Kurve entsprach die exemplarisch im Script vorgegeben war. Der Vergleich mit Messungen anderer Studenten ergab aber, dass es sich um einen Wert um etwa 12 V handeln müsste. Zur Ermittlung des Wertes der Ionisationsspannung muss man nun lediglich von dem ermittelten Wert das Kontaktpotential aus 3.3.1 abziehen. Man erhält somit also:

$$(U_{ion} + K)_{gemessen} - K_{Raumtemperatur} = U_{ion} \approx (10 \pm 0,10)V$$

3.6 Fehlerbetrachtung

Die größte Fehlerquelle bei diesem Versuch ist der XY-Schreiber und die Ungenauigkeit der Linie. Auch die Bestimmung der Steigung, kann nicht ganz exakt erfolgen.

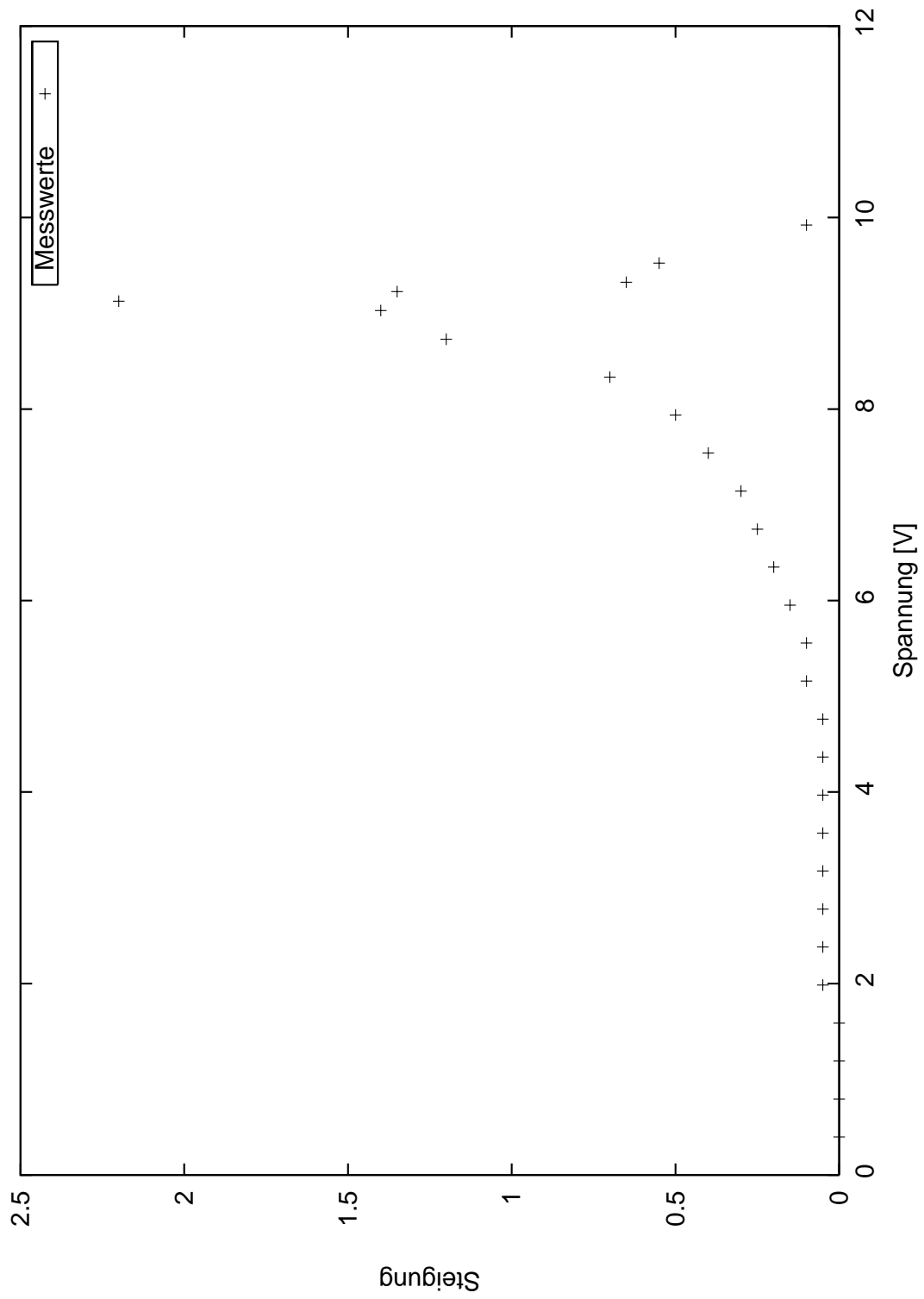


Abbildung 1: Diagramm mit den Messdaten der Tabelle 1

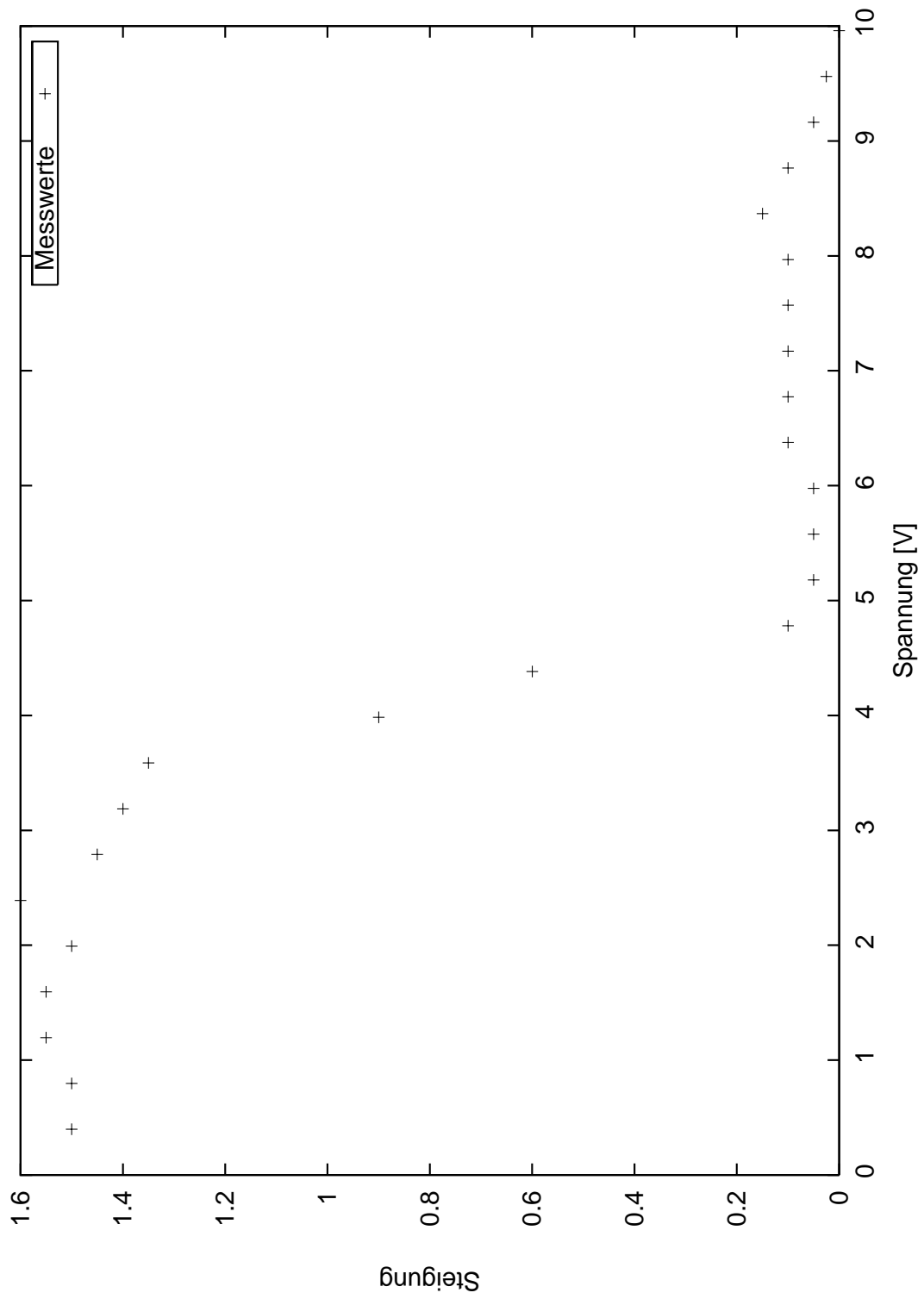


Abbildung 2: Diagramm mit den Messdaten der Tabelle 2