

# **Versuch 601**

## **Der Franck-Hertz Versuch**

Jonah Nitschke  
lejonah@web.de

Sebastian Pape  
sepa@gmx.de

Durchführung: 30.05.2017

Abgabe: 06.06.2017

# 1 Theorie

## 1.1 Zielsetzung und Hintergrund

In dem Versuch V601 wird die Elektronenhülle eines Quecksilberatoms (Hg) untersucht. Das zugrunde liegende Ziel besteht aus der Überprüfung der Bohrschen Postulate, die 1913 von Nils Bohr formuliert wurden.

Der Franck-Hertz Versuch beschäftigt sich mit der Quantennatur der Elektronenhülle eines Atomes. Dieser Versuch ist nach den Physikern James Franck und Gustav Hertz benannt, die diesen in den Jahren 1911-1914 ausarbeiteten und durchführten.

Die Elektronenhülle lässt sich über Stoßexperimente erforschen. In dem Franck-Hertz Versuch werden möglichst monoenergetische Elektronen auf ein Quecksilbergas geschossen, sodass sie elastisch und unelastisch mit den Atomgas stoßen. Im Folgendem wird zuerst der schematische Aufbau des Versuches dargestellt, da sich anhand diesem die Gedankenzüge der Theorie verständlicher erläutern lassen.

## 1.2 Schematischer Aufbau

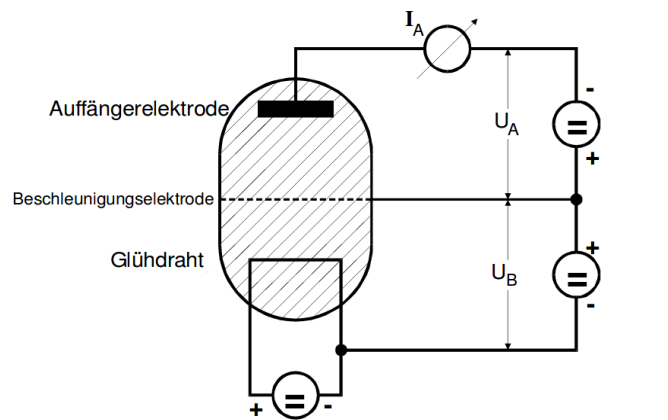


Abbildung 1: Schematischer Aufbau des Franck-Hertz Versuches.[1]

Der schematische Aufbau ist in Abb. 1 dargestellt. Der schraffierte Bereich im Inneren des Gefäßes ist ein evakuierter Bereich, in dem sich das Hg-Gas befindet. Der Glühdraht stellt die Elektronenquelle für die stoßenden Elektronen dar. Diese liegen aufgrund des Glühelektrischen-Effektes als Elektronengas um den Glühdraht. Der Glühdraht dient als Kathode. Die Beschleunigungselektrode ein von der Glühkathode verschiedenes Potential, welches auf die Elektronen eine anziehende Kraft ausübt. Der Beschleunigungsdraht dient somit als Anode. Zwischen den beiden erwähnten Elektroden liegt die Spannung  $U_B$  an. Beschleunigte Elektronen nehmen auf der Beschleunigungsstrecke die Energie  $e_0 \cdot U_B$  in Form von kinetischer Energie auf.

Die beschleunigten Elektronen landen letztendlich auf der Auffängerelektrode. Diese besitzt eine Bremsspannung  $U_A$ . Nur Elektronen, die ausreichend kinetische Energie haben können dieses Gegenfeld überwinden und an der Auffängerelektrode den Auffängerstrom  $I_A$  verursachen. Dabei gilt die folgende Energielation.

$$\frac{m_0}{2} v_z^2 \geq e_0 U_A \quad (1)$$

Die Elementarladung ist mit  $e_0$  zu identifizieren. Elektronen, die (1) erfüllen tragen zu  $I_A$  bei.

Der Energieverlust der Elektronen durch die Stöße wird mithilfe der Gegenfeldmessung bestimmt. Das Gegenfeld ist in dem Aufbau 1 durch die Bremsspannung  $U_A$  realisiert. Die Differenz zwischen Anfangsenergie und Endenergie spiegelt die vom Hg aufgenommene Energie wieder.

Bohr postulierte, dass Elektronen nur auf diskreten Bahnen um den Atomkern bewegen können. Für den Franck-Hertz Versuch bedeutet dies, dass der Auffängerstrom  $I_A$  bei bestimmten Beschleunigungsspannungen abrupt abfällt. Diese Energie ist genau dann erreicht, wenn die stoßenden Elektronen die Quecksilberatome anregen. Der Ablauf ist schematisch wie folgt zu verstehen.



Dabei markiert \* die höher energetischen Zustände. Für das Elektronen symbolisiert dies ein Zustand mit hoher kinetischer Energie.  $\text{Hg}^*$  ist dabei der erste angeregte Zustand von Quecksilber. Im ersten angeregten Zustand hat es eine Energie von  $E_1$ . Nach dem angeregten Zustand geht das  $\text{Hg}^*$ -Atom nach einer Relaxationszeit in der Größenordnung von  $10 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  unter Aussendung eines  $\gamma$ -Quanten in den Grundzustand über. Im Grundzustand hat das Quecksilberatom eine Energie von  $E_0$ . Der Lichtquant  $\gamma$  hat eine Energie von

$$h\nu = E_1 - E_0. \quad (3)$$

$h$  ist das Plancksche Wirkungsquantum und  $\nu$  die Frequenz des emittierten Lichtes.

Wird die Beschleunigungsspannung dem Auffängerstrom gegenüber aufgetragen ergibt sich theoretisch die Kurve aus Abb. 2.

In den Bereichen in denen kein Auffängerstrom gemessen wird ist die Energie der Elektronen nicht groß genug, um das Gegenfeld zu überwinden. Mit steigender Beschleunigungsspannung werden mehr Elektronen von dem Glühdraht angezogen. Deshalb nehmen die Maxima mit zunehmendem  $U_B$  ebenfalls zu. Zudem sind die Maxima äquidistant auf der x-Achse angeordnet. Die Abstände sind gleich dem ersten Anregungspotential

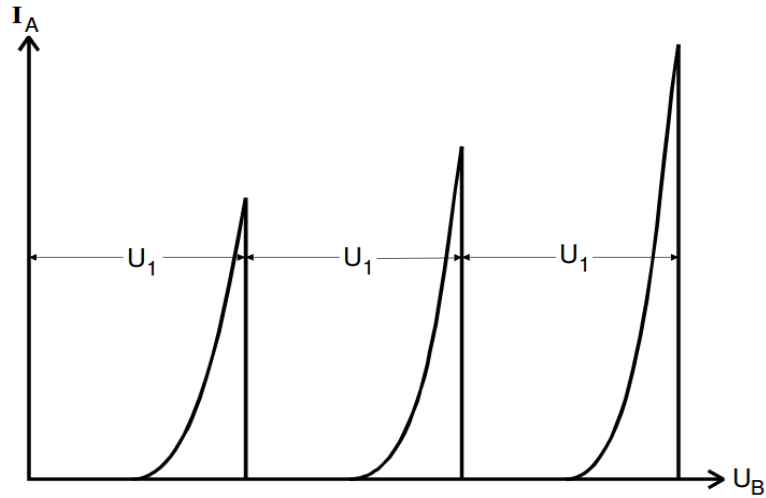


Abbildung 2: Theoretische Franck-Hertz-Kurve.[1]

$$U_1 = \frac{(E_1 - E_0)}{e_0}. \quad (4)$$

Abbildung 2 stellt die idealisierte Franck-Hertz Kurve dar. Die tatsächlich gemessene Kurve unterscheidet sich jedoch von der Theoriekurve. Insgesamt sind vier Gründe für das Abweichen der theoretisch von der praktisch bestimmten Franck-Hertz Kurve. Zum Einen werden die Maxima der Franck-Hertz Kurve aufgrund des Kontaktpotentials verschoben. Ein Kontaktpotential tritt auf, weil die Materialien des Glühdrahtes und des Beschleunigungsdrahtes verschieden sind. Das effektiv Beschleunigungspotential sieht wie folgt aus.

$$U_{B,\text{eff}} = U_B - \frac{1}{e_0} (\Phi_B - \Phi_G) \quad (5)$$

$\Phi_B$  ist dabei die Austrittsarbeit die für das Material des Beschleunigungsdrahtes verwendet wird und  $\Phi_G$  selbes für den Glühdraht. Der Verschiebungsfaktor der Maxima ist somit

$$K = \frac{1}{e_0} (\Phi_B - \Phi_G). \quad (6)$$

Dieser Ausdruck für  $K$  wird Kontaktpotential genannt.

Desweiteren ist die Energieverteilung der Elektronen im Glühdraht nicht monoenergetisch, wie in der Theorie angenommen wurde. Es liegt eine kontinuierliche Energieverteilung vor, die durch die Fermi-Dirac-Verteilung beschrieben wird. Damit ist die Geschwindigkeit der Elektronen nach dem Austreten bereits  $> 0$ . Für die Franck-Hertz Kurve bedeutet

das, dass der Anstieg an die Maxima abgeflacht, im Vergleich zu der Idealkurve ist und der abrupte Abfall nach dem Maxima nicht unstetig geschieht.

Zuzüglich wird die gemessene Kurve durch elastische Stöße im Bereich zwischen der Beschleunigungselektrode und der Auffängerelektrode, verglichen mit der Idealkurve weiter abgeflacht. Auftretenden Richtungsänderungen, hervorgerufen durch elastische Stöße führen auf eine Geschwindigkeitsverteilung der z-Komponente der Elektronen. Das Ankommen der Elektronen auf der Auffängerelektrode ist abhängig von der  $v_z$ -Komponente.

Der vierte Grund für die Unterschiede zwischen der Ideal- und der gemessenen Kurve hängt mit dem Einfluss des Dampfdruckes zusammen. Der Quecksilberdampf wird in dem evakuierten Gefäß (vgl. Abb. 1) durch spontan verdampfted Quecksilber bereitgestellt. Ein Tropfen Quecksilber ist in der Apparatur 1 eingearbeitet. Gemäß der Dampfdruckkurve stellt sich ein Gleichgewichtsdampfdruck  $p_{\text{saet}}$  ein, der von der Umgebungstemperatur  $T$  abhängt. Deshalb ist die mittlere freie Weglänge  $\bar{w}$  ein entscheidender Faktor des Versuches.  $\bar{w}$  sollte klein im Vergleich zu dem Abstand  $a$  zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode sein. Die mittlere freie Weglänge hängt über

$$\bar{w}[\text{cm}] = \frac{0,0029}{p_{\text{saet}}} [p \text{ in mbar}] \quad (7)$$

mit dem Sättigungsdruck  $p_{\text{saet}}$  zusammen. Es gibt einen Temperaturbereich, in dem die Apparatur optimal arbeitet. Wird der Bereich deutlich unterschritten ist die Stoßwahrscheinlichkeit zwischen Hg-Atomen und Elektronen zu gering. Die Franck-Hertz Kurve wäre dann die einhüllende der Idealkurve. Hingegen ist bei zu hohen Temperaturen das Auftreten von elastischen Stößen groß, sodass die Zahl der zu  $I_A$  beitragen verringert ist. In diesem Fall ist die Franck-Hertz Kurve gleich der Nullkurve.

## 2 Durchführung

Mit dem Aufbau 3 wurde der Versuch durchgeführt. Die Frank-Hertz-Apparatur ist in diesem integriert. Der Auffängerstrom  $I_A$  wird von dem Picoamperemeter gemessen. Mithilfe des X-Y-Schreibers werden die verschiedenen Messungen visualisiert. An den Y-Kanal wird immer der Auffängerstrom  $I_A$  den verschiedenen Messungen entsprechend einer anderen Spannung gegenüber gestellt. Der Heizgenerator kann manuell auf temperiert werden. Dieser dient dazu, die Temperatur in dem Glaskolben aus Abb. 1 variieren zu können. Die gesteuerten Gleichspannungsquellen dienen zur Manipulation der Beschleunigungsspannung und der Auffängerspannung. Die Gleichspannungsquellen können so eingestellt werden, dass sie die Spannung über einen festgelegten Zeitraum konstant erhöhen oder absenken können.

Zuerst ist die integrale Energieverteilung der beschleunigten Elektronen zu bestimmen. Die Bremsspannung  $U_A$  wird auf den X-Kanal des Schreibers gelegt. Der Auffängerstrom

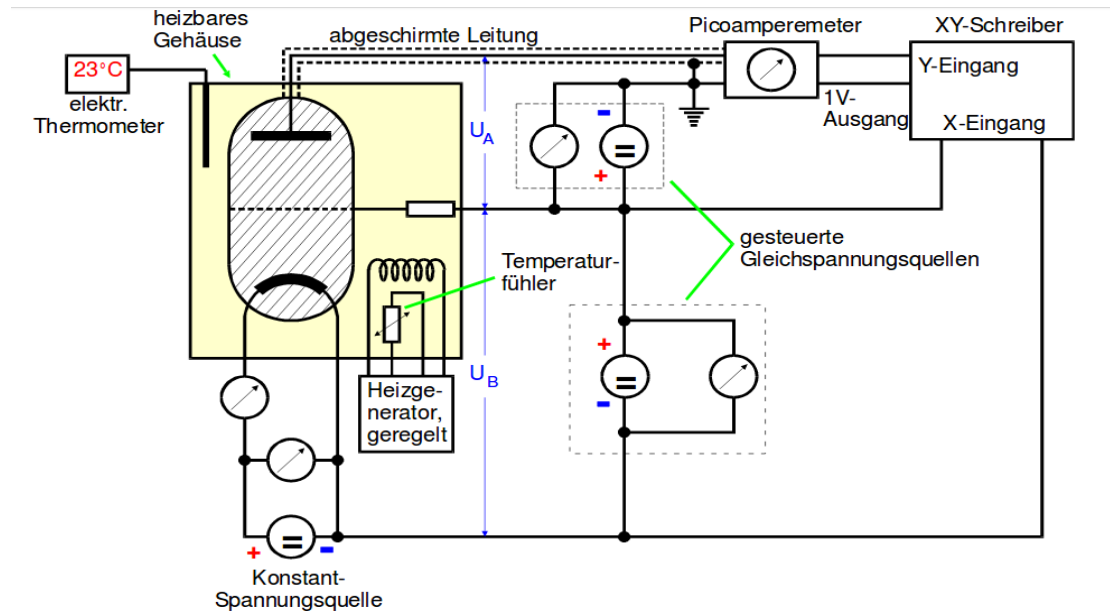


Abbildung 3: Theoretische Franck-Hertz-Kurve.[1]

$I_A$  wird in Abhängigkeit von der Bremsspannung gemessen. Die Beschleunigungsspannung  $U_B$  ist währenddessen konstant auf 11 V eingestellt. Die Messung wird einmal bei Umgebungstemperatur und einmal bei  $T = 140 - 160^\circ\text{C}$  durchgeführt.

Danach wird die Ionisierungsspannung  $U_{\text{ion}}$  von Quecksilber bestimmt. Dafür wird die Umgebungstemperatur auf  $T = 100 - 110^\circ\text{C}$  geregelt. Die Bremsspannung wird nun konstant bei  $U_A = -30\text{ V}$  gehalten. Der X-Kanal des XY-Schreibers wird mit der Beschleunigungsspannung  $U_B$  belegt, sodass der  $U_B$  dem Auffängerstrom gegenüber aufgetragen wird.

Abschließend ist die Temperatur auf  $T = 160 - 200^\circ\text{C}$  einzustellen. Im Folgendem wird beschrieben, wie die Franck-Hertz Kurve aufgenommen wird. Die Bremsspannung  $U_A$  wird konstant bei 1 V gehalten und die Beschleunigungsspannung durchläuft das Spannungsintervall von 0 – 60V. Die Bremsspannung ist an dem X-Kanal des Schreibers angeschlossen und wird gegenüber des Auffängerstromes gemessen. Die Temperatur ist zu variieren und es wird diejenige Kurve herangezogen, bei der die Charakteristik der Franck-Hertz Kurve besonders deutlich werden. Dabei sind Kurven mit vielen auftretenden Maxima zu bevorzugen.

### 3 Auswertung

Bei den folgenden Rechnungen wurden die Messwerte aus den vom XY-Schreiber erstellten Graphen abgelesen und mittels Python ausgewertet. Bei den Werten wurden Mittelwert und Standardabweichung des Mittelwerts nach folgenden Formeln ermittelt:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=0}^N x_i \quad (8)$$

$$s_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \cdot \sum_{i=0}^N (x_i - \bar{x})^2}. \quad (9)$$

Die linearen Regressionen bei der Auswertung der verschiedenen Messungen wurden alle an die selbe Formel gefittet ((10)), wobei die Parameter unterschiedlichen physikalischen Größen zugeordnet werden, welche in den einzelnen Messabschnitten noch einmal erwähnt werden.

$$f(x) = A * x + B \quad (10)$$

Bei jeder Messung wurden die Temperaturen möglichst konstant gehalten. Mit den gemessenen Temperaturen lassen sich gemäß Formel (??) und Formel (11) die mittlere freie Weglänge  $\bar{w}$  sowie das Verhältnis  $\frac{a}{w}$  mit dem Abstand zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode  $a$  ( $a = 1 \text{ cm}$ ) berechnen.

$$p_{\text{saet}}(T) = 5.5 \cdot 10^7 \exp -6876/T \quad (11)$$

Die ermittelten Werte sind in der folgenden Tabelle zu sehen.

Tabelle 1: Aus den Messwerten ermitteltes Ergebniss für  $\frac{a}{w}$ .

$T$ in K	$p_{\text{saet}}$ in mbar	$\bar{w}$ in cm	$\frac{a}{\text{bar}w}$
300.15	0.0062	0.4689	2.13
417.15	3.8174	0.0008	1316.34
459.15	17.2420	0.0002	5945.50
380.15	0.7674	0.0038	264.62

Zudem wurde bei allen Messungen mithilfe des XY-Schreibers ein X-Achse eingezeichnet, um die jeweiligen Spannungswerte ablesen zu können. Da die Skaleneinteilung bei jeder Messung bekannt ist, kann mithilfe einer linearen Regression nach Formel (10) berechnet werden, wieviel Volt ein mm auf den Graphen entspricht. Dabei wird die Spannung gegen

Tabelle 2: Der Abstand  $N$  in mm und die entsprechende Spannung.

Messung 3.1)			Messung 3.2) und 3.3)		
$U$ in V	$N$ bei 300,15 K	$N$ bei 417,15 K	$U$ in V	$N$ bei 459,15 K	$N$ bei 380,15 K
1	19	20	5	18	19
2	40	43	10	39	43
3	61	64	15	57	64
4	81	84	20	75	85
5	103	104	25	91	104
6	123	126	30	110	121
7	143	146	35	128	142
8	164	168	40	146	163
9	185	189	45	165	183
10	208	211	50	184	201
11	228	229	55	205	221
			57	215	232

den Abstand aufgetragen (Tabelle 2), so dass die Steigung  $A$  das gesuchte Verhältniss wieder gibt.

Die bestimmten Steigungen sind in der folgenden Tabelle zu sehen:

Tabelle 3: Bestimmte Werte für die X-Achsen der verschiedenen Messungen.

Messungen	3.1) bei 300,15 K	3.1) bei 417,15 K	3.2) bei 459,15 K	3.3) bei 380,15 K
$A$ in $\frac{1}{V}$	0.0479	0.0478	0.2696	0.2497
$\sigma_A$ in $\frac{1}{V}$	0.0002	0.0002	0.0025	0.0019

Da der bestimmte Fehler viel geringer als der Ablesefehler ist, werden die Werte bei den folgenden Berechnungen als fehlerfrei angenommen.

### 3.1 Bestimmung der Energieverteilung

Um die Energieverteilung bei den verschiedenen Temperaturen zu bestimmen, wird mit die Steigung der beiden Graphen an verschiedenen Punkten gemessen. Dafür wird immer die Steigung in einem Intervall von einem mm um den Punkt bestimmt. Die gemessenen Werte sind in der folgenden Tabelle sowie grafisch in den Abbildungen 4 und 5 zu sehen.

In Abbildung 4 sieht man, dass sich bei 8,147 V ein Piek befindet. Da es sich um die Fermi-Dirac-Verteilung handelt, sollte dieser Piek eigentlich bei der Beschleunigungsspannung  $U_B = 11$  V liege. Aus der Differenz dieser beiden Werte kann nun das Kontaktpotenzial bestimmt werden:



Tabelle 4: Abgelesene Werte bei Messung 3.1.

27 °C		144 °C	
x in V	$\frac{\Delta x}{\Delta y}$	x in V	$\frac{\Delta x}{\Delta y}$
0.048	62.60	0.191	125.59
0.479	41.73	0.382	104.66
0.958	52.17	0.573	125.59
1.438	41.73	0.860	83.72
1.917	41.73	1.051	104.66
2.396	31.30	1.338	83.72
2.875	41.73	1.529	104.66
3.355	41.73	1.720	62.79
3.834	31.30	1.911	83.72
4.313	31.30	2.102	62.79
4.792	31.30	2.245	62.79
5.272	31.30	2.437	62.79
5.751	20.87	2.580	41.86
6.230	20.87	2.723	41.86
6.709	20.87	2.867	31.40
6.997	31.30	3.058	52.33
7.285	20.87	3.201	41.86
7.524	20.87	3.297	20.93
7.764	20.87	3.392	20.93
7.860	20.87	3.488	20.93
7.955	31.30	3.583	20.93
8.051	41.73	3.679	20.93
8.147	41.73	3.774	0
8.243	41.73	3.870	0
8.339	31.30	3.965	0
8.435	20.87	4.061	0
8.531	20.87	4.156	0
8.866	0	4.539	0
9.345	0	5.064	0
9.872	0		

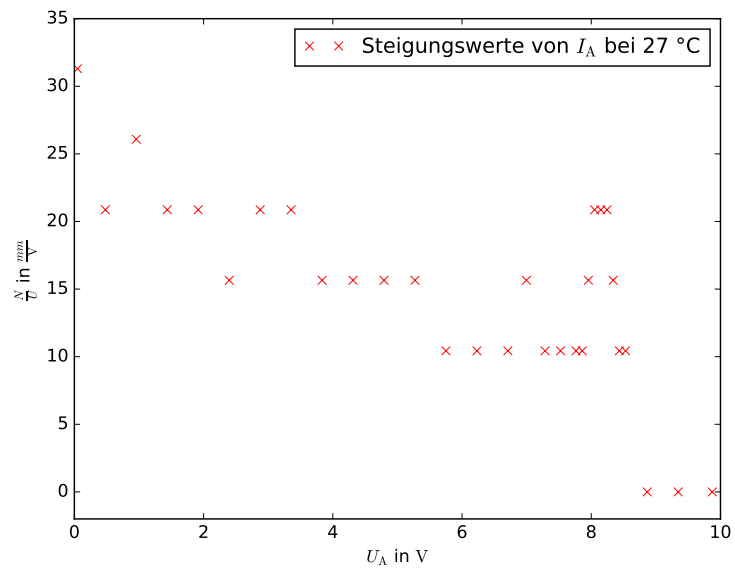
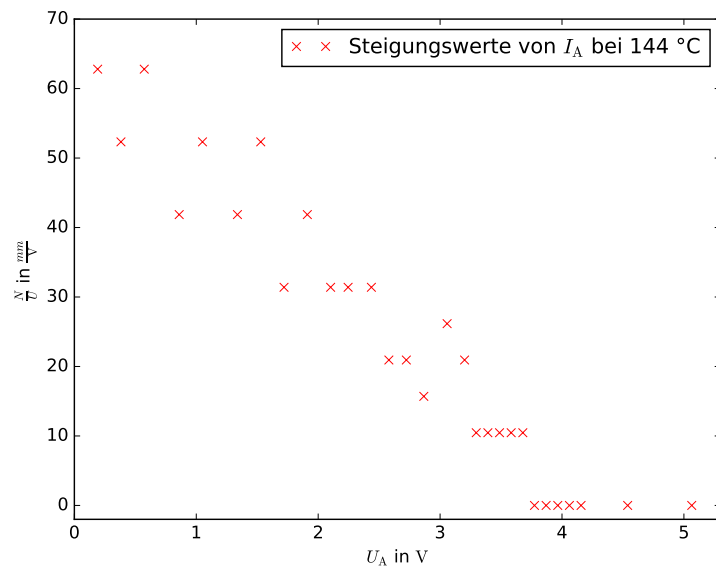


Abbildung 4: Abgelesene Steigungen bei Messung 3.1 bei 27 °C.



$$K_A = U_B - U_{B,\text{eff}} = 11 \text{ V} - 8,147 \text{ V} = 2,853 \text{ V}. \quad (12)$$

Beim zweiten Graphen ist so ein Energiemaximum nicht mehr erkenntlich (Abb. 5). Dies liegt an dem Verhältniss  $\frac{a}{w}$ , welches hier deutlich höher ist (siehe Tabelle 1). Somit treten deutlich mehr elastische Stöße auf, welche die Richtung der Elektronen beeinflussen. Dies führt zu einer deutlich geringeren Zahl an Elektronen, die an der Auffängerelektrode registriert werden, so dass die Energie-Verteilung in Feldrichtung verwischt wird und keinen Zusammenhang zur Fermi-Dirac-Verteilung mehr zeigt. Auffällig ist zudem, dass bei der zweiten Messreihe kaum Elektronen mit einer Energie über 5 eV die Auffängerelektrode erreichen. Dies liegt daran, dass die in 3.2 bestimmte Anregungsenergie von Quecksilber  $(5,160 \pm 0,035) \text{ V}$  (13) beträgt. Somit wechselwirken Elektronen mit einer größeren Energie mit den Quecksilber-Atomen und gelangen nicht mehr an die Auffängerelektrode.

### 3.2 Beobachtung der Franck-Hertz-Kurve

Mithilfe der Franck-Hertz-Kurve soll im Folgenden nun die 1. Anregungsenergie für Quecksilber bestimmt werden. Dafür werden auf dem Graphen die Abstände zwischen den Maxima gemessen. Mit Formel 8 wird dann der Mittelwert bestimmt. Die gemessenen Werte sind in der folgenden Tabelle eingetragen.

Tabelle 5: Gemessene Abstände zwischen den Maxima.

$\Delta x$ in mm	$\Delta U$ in V
19	5.121
19	5.121
18	4.852
19	5.121
21	5.661
19	5.121
19	5.121

Mit den Werten aus Tabelle 5 ergibt sich dann für die durchschnittliche Energiedifferent folgender Wert:

$$E_1 - E_0 = (5,160 \pm 0,035) \text{ eV}. \quad (13)$$

Der Fehler der Energiedifferenz wurde mit Formel (9) bestimmt.

Gemäß Formel (3) kann aus der Energiedifferenz nun die Wellenlänge des emittierten Lichtes bestimmt werden:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{c\hbar}{E_1 - E_0} = (240,3 \pm 1,6) \text{ nm.} \quad (14)$$

Bei dem emittierten Licht handelt es sich also um die ultraviolette Spektralfarbe. Mit der Franck-Hertz-Kurve kann nun zudem erneut das Kontaktpotenzial bestimmt werden, da sich für das erste Maximum eine Verschiebung um  $K$  ergibt. Da bei der gemessenen Kurve erst das zweite Maximum mit großer Sicherheit lokalisiert werden kann, gilt für das Kontaktpotenzial folgende Relation:

$$K_B = U_2 - 2 \cdot (E_1 - E_0) = (2,08 \pm 0,07) \text{ V.} \quad (15)$$

Vergleicht man diesen Wert mit dem Kontaktpotenzial aus Messung 3.1, so ergibt sich eine Abweichung von ca. 27 %.

### 3.3 Bestimmung der Ionisierungssspannung von Quecksilber

In dem letzten Abschnitt des Experimentes soll nun die Ionisierungsspannung von Quecksilber bestimmt werden. Dafür werden den vom XY-Schreiber angefertigten Graphen einige Messwerte in regelmäßigem Abstand entnommen. Mithilfe einer linearen Regression kann dann der Schnitt mit der X-Achse bestimmt werden. Die verwendeten Werte sind in der folgenden Tabelle sichtbar und in Abbildung 6 noch einmal grafisch dargestellt. Der erste Messwert wurde in einem Abstand von 20 mm zum Ursprung genommen und danach entspricht der Abstand zwischen zwei Messwerten  $\Delta x = 30 \text{ mm}$  ( $\Delta U = 7,5 \text{ V}$ ).

Tabelle 6: Entnommene Werte für die lineare Regression.

$U$ in V	$N_y$ in mm
4.99	0
12.49	0
19.98	1
27.47	9
34.96	25
42.46	50
49.70	81
57.44	127

Mithilfe der linearen Regression ergibt sich die Nullstelle bei  $U_{\text{Null}} = 15.4 \text{ V}$ . Mithilfe der Nullstelle kann nun die Ionisierungsspannung bestimmt werden, das folgende Relation gilt:

$$U_{\text{ion}} = U_{\text{Null}} - K. \quad (16)$$

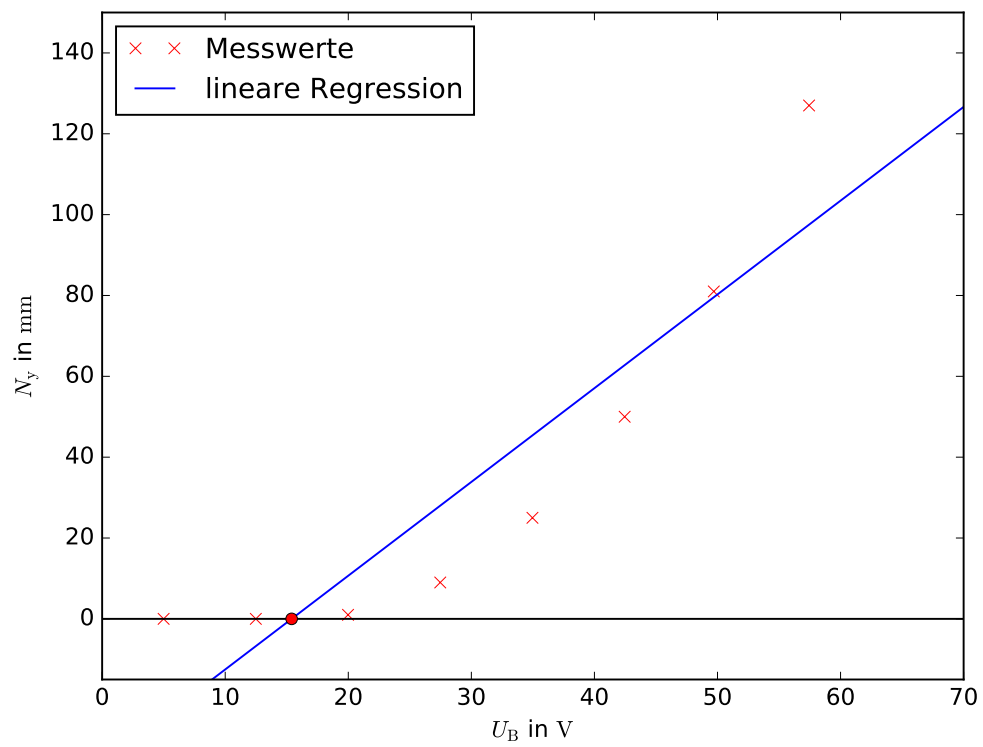


Abbildung 6: Lineare Regression durch die entnommen Messwerte.

Verwendet man nun die beiden Kontaktpotenziale aus den Abschnitten 3.1 und 3.2, ergeben sich für die Ionisierungsspannung folgende Werte:

$$U_{\text{ion,A}} = U_{\text{Null}} - K_{\text{A}} = 12.54\text{V} \quad (17)$$

$$U_{\text{ion,B}} = U_{\text{Null}} - K_{\text{B}} = (13.32 \pm 0.07)\text{V}. \quad (18)$$

## 4 Diskussion

Betrachtet man die beiden vom XY-Schreiber erstellten Graphen in Abschnitt 3.1 und die daraus resultierenden Energieverteilungen, dann sieht man bei der Messung bei Raumtemperatur eine deutliche Abweichung der Kurve von der Theorie. Hier sollte normalerweise eine Gauß-Kurve zu sehen sein. Jedoch ist die Steigung des Graphen schon bei geringer Bremsspannung ziemlich stark. Der Wendepunkt bei  $U_{B,eff}$  ist deshalb nicht deutlich ausgeprägt, jedoch schematisch erkennbar.

Bei der Messung 3.2 sind die Maxima der Franck-Hertz-Kurve deutlich ausgeprägt. Die mit Hilfe der Abstände bestimmte Anregungsenergie von Quecksilber zeigt hierbei eine Abweichung von lediglich 5 % im Vergleich zu dem Literaturwert[2]:

$$E_{exp} = (5,160 \pm 0,035) \text{ eV} \quad (19)$$

$$E_{Lit} = 4,9 \text{ eV}. \quad (20)$$

Auch hier wurde das Kontaktpotenzial erneut bestimmt, welches eine Abweichung von ca. 27 % zu dem in Messung 3.1 bestimmten Kontaktpotenzial zeigt:

$$K_A = 2,853 \text{ V} \quad (21)$$

$$K_B = (2,08 \pm 0,07) \text{ V}. \quad (22)$$

Die berechneten Kontaktpotenziale können jedoch nicht mit einem Literaturwert verglichen werden.

Bei Messung 3.3 wurde zweimal die Ionisierungsspannung von Quecksilber bestimmt. Im Vergleich mit dem Literaturwert  $U_{ion,lit} = 10,437 \text{ V}$ [3] ist unter Verwendung des Kontaktpotenzials aus Messung 3.1 eine kleinere Abweichung zu erkennen.

Tabelle 7: Ergebnisse für die Ionisierungsspannung aus Messung 3.3 .

$K$ in V	$U_{ion}$ in V	$(1 - U_{ion,lit}/U_{ion})$ in %
2.853	12.54	17
2.08	13.32	22

Unter Hinzuziehen des Kurvenverlaufs des vom XY-Schreiber erstellten Graphen (siehe Anhang, Messung c) ) lässt sich sagen, dass  $K_A$  somit vermutlich näher am tatsächlichen Wert des Kontaktpotenzials liegt.

Für die auftretenden Abweichungen bei diesem Versuch gibt es mehrere Quellen. Einerseits sollte bei dem Versuch bei jeder Messung der maximale Auffängerstrom mit Hilfe des

Speisestroms optimal eingestellt werden. Diese Variation war allerdings nicht möglich, da der Speisestrom auf einen konstanten Kompromisswert eingestellt war. Diese ermöglichte es zwar, bei allen Messungen vernünftige Ergebnisse zu erhalten ohne Gefahr zu laufen, dass die Apparatur beschädigt wird. Jedoch wurde die Qualität der Ergebnisse dadurch auch beeinflusst.

Eine weitere Fehlerquelle ist das Verbindungskabel zwischen der Franck-Hertz-Kammer und dem Piccoamperemeter. Dieses sollte normalerweise optimal isoliert sein, um Störungen durch Induktionsströme zu vermeiden. Da das Kabel etwas älter war, kann hier jedoch von einer auftretenden Störung ausgegangen werden.

Die nächste mögliche Störquelle ist die Regulierung der Temperatur. Aufgrund äußerer Gegebenheiten kam es immer wieder zu Temperaturschwankungen, welche zwar durch konstantes Regulieren der Temperatur gering gehalten werden sollte, jedoch zusätzlich Auswirkungen auf die Qualität der Kurven hatte. Besonders bei der Erstellung der Franck-Hertz-Kurve traten anfangs starke Temperaturschwankungen auf, aufgrund derer mehrere Graphen angefertigt werden musste. Bei allen Versuchen wurde versucht, die Temperaturschwankungen in einem Fehlerintervall von ca. 1 K zu halten.

Zusammengefasst haben das Alter der Apparatur und die nicht variable Einstellung des Speisestroms zwar erhebliche Auswirkungen auf die Qualität des Experimentes gehabt. Trotzdem ließen sich alle zu erwartenden Effekte in einem gewissen Rahmen gut beobachten, was sich auch durch die nicht allzu hohen Abweichungen der experimentell bestimmten Messwerte zu den Literaturwerten bestätigen lässt.

## Literatur

- [1] TU-Dortmund. *V601: Franck-Hertz Versuch*. 31. Mai 2017. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V601.pdf>.
- [2] Universität Göttingen. *Der Franck-Hertz-Versuch*. 2014. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/1612>.
- [3] UNI TERRA. *Erste Ionisierungsenergie*. 2006. URL: [http://www.uniterra.de/rutherford/tab\\_iong.htm](http://www.uniterra.de/rutherford/tab_iong.htm).