

V601

Der Franck-Hertz-Versuch

Theodor Zies

theodor.zies@tu-dortmund.de

Tom Troska

tom.troska@tu-dortmund.de

Durchführung: 19.04.2022

Abgabe: 26.04.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Anregung eines Quecksilberatoms	3
2.2	Idealisierte Franck-Hertz-Kurve	3
2.3	Störeffekte	5
2.3.1	Kontaktpotential	5
2.3.2	Energiespektrum der Elektronen	5
2.3.3	Dampfdruck	5
3	Durchführung	5
3.1	Energieverteilung der Elektronen	6
3.2	Franck-Hertz-Kurven	6
4	Auswertung	6
4.1	Differentielle Energieverteilung der Elektronen	6
4.2	Franck-Hertz-Kurve	11
5	Diskussion	12
	Literatur	13

1 Zielsetzung

Ziel des Franck-Hertz-Versuchs ist es, die Quantennatur der Elektronenhülle von Atomen nachzuweisen. Dafür wird gezeigt, dass Quecksilberatome in diskreten Energiespektren Energie aufnehmen, indem Stöße zwischen den Quecksilberatomen und Elektronen herbeigeführt werden.

2 Theorie

2.1 Anregung eines Quecksilberatoms

Damit die Anregungsenergie der Hg-Atome bestimmt werden kann, werden Elektronen mit einer bekannten Energie in Quecksilberdampf geschossen. Dabei stoßen die Elektronen mit den Hg-Atomen zusammen und es kommt sowohl zu unelastischen, als auch zu elastischen Stößen. Die elastischen Stöße sorgen vor allem dafür, dass sich die Geschwindigkeiten und Richtung der Elektronen ändern. Bei den unelastischen Stößen kommt es hingegen zu einer Erhöhung der Energieniveaus der Hg-Atome.

Durch Detektion der Energie der Elektronen vor und nach den Stößen lässt sich aus der Energiedifferenz die auf das Hg-Atom übertragene Energie

$$E_a = E_1 - E_0 = \frac{m_e v_{\text{vor}}}{2} - \frac{m_e v_{\text{nach}}}{2} \quad (1)$$

berechnen.

Die von dem Hg-Atom geht nach einer Relaxationszeit von $t \approx 10 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ in seinen Grundzustand über, wobei ein Lichtquant mit der Energie

$$E_a = hf \quad (2)$$

emittiert wird. Für Quecksilber hat diese Energie einen theoretischen Wert von $E_{a,\text{lit}} = 4,9 \text{ eV}$.

2.2 Idealisierte Franck-Hertz-Kurve

Die Energieniveaus der Hg-Atome lassen sich mit einer Franck-Hertz-Röhre bestimmen, deren schematischer Aufbau in Abbildung 1 dargestellt ist.

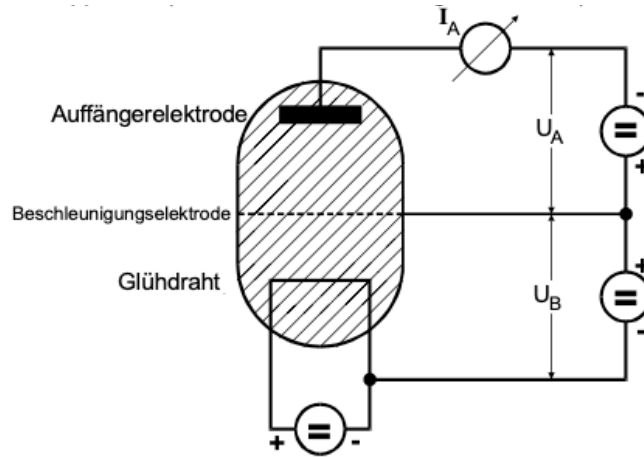


Abbildung 1: Aufbau einer Franck-Hertz-Röhre.[2]

Dafür wird eine Heizspannung an einer Glühkathode angelegt, wodurch Elektronen aufgrund des glühelektrischen Effekts austreten. Diese Elektronen werden mit einer Beschleunigungsspannung U_B zu der Beschleunigungsanode hin beschleunigt. Dabei kommt es zu den in 2.1 beschriebenen Stößen zwischen den Elektronen und den Hg-Atomen. Die Energie der Elektronen nach den Stößen wird mithilfe der Gegenfeldmethode bestimmt. Demnach gilt für die kinetische Energie der Elektronen

$$\frac{m_e v^2}{2} \geq eU_A \quad (3)$$

wobei hier U_A die Bremsspannung beschreibt. Dies ergibt sich aus der Tatsache, dass nur Elektronen mit hinreichend großer kinetischer Energie die Auffangelektrode erreichen. Die Elektronen können bei großer Beschleunigungsspannung nach einem Stoß erneut beschleunigt werden, sodass sich der Strom an der Auffangelektrode idealerweise wie in Abbildung 2 verhält.

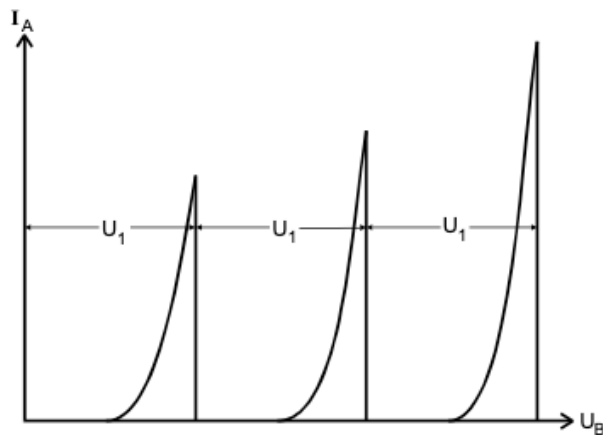


Abbildung 2: Idealisierte Franck-Hertz-Kurve.[2]

2.3 Störeffekte

Aufgrund experimenteller Beschränkungen weicht die tatsächlich zu beobachtende Franck-Hertz-Kurve von der idealisierten ab. Gründe und deren Effekte dafür werden im Folgenden aufgeführt.

2.3.1 Kontaktpotential

In der zu verwendenden Franck-Hertz-Röhre werden für die Glüh- und die Auffangelektrode unterschiedliche Materialien verwendet. Dadurch ist das Fermi-Potential zwischen den Materialien nicht ausgeglichen, was zu einer Veränderung der tatsächlichen Beschleunigungsspannung führt. Daher ist die Franck-Hertz-Kurve verschoben und die Effektivspannung entspricht nicht der Beschleunigungsspannung, sie lässt sich über die Differenz

$$U_{\text{eff}} = U_{\text{B}} - K \quad (4)$$

ausrechnen.

2.3.2 Energiespektrum der Elektronen

Die aus der Glühkathode austretenden Elektronen sind nicht monoenergetisch, da sie bereits im Inneren der Kathode ein Energiespektrum besitzen. Folglich weist die Franck-Hertz-Kurve keine diskreten Peaks auf und ist stattdessen abgeflacht und verbreitert.

2.3.3 Dampfdruck

Die Atome in der Franck-Hertz-Röhre müssen eine mittlere freie Weglänge \bar{w} haben, die klein gegenüber dem Abstand zwischen der Glüh- und der Auffangelektrode ist, damit viele Stöße zwischen Elektronen und Hg-Atomen auftreten.

Die freie Weglänge \bar{w} lässt sich über den Dampfdruck regulieren, welcher wiederum durch die Temperatur T gegeben ist. Aus der kinetischen Gastheorie folgten die Zusammenhänge

$$p_{\text{saet}} = 5,5 \cdot 10^7 e^{\frac{-6876}{T}} \quad [p_{\text{saet}}] = \text{mbar} \quad (5)$$

$$\bar{w}(T) = \frac{0,0029}{p_{\text{saet}}}. \quad [\bar{w}] = \text{cm} \quad (6)$$

Es ergibt sich, dass die Wahrscheinlichkeit für die erwünschten unelastischen Stöße für einen bestimmten Temperaturbereich optimal ist. Ist die Temperatur gering, ist auch die Stoßwahrscheinlichkeit niedrig. Im Fall einer hohen Temperatur kommt es vermehrt zu elastischen Stößen und somit zu keiner Anregung der Hg-Atome.

3 Durchführung

Für den Versuch wird eine Franck-Hertz-Röhre wie in Abbildung 3 zu sehen an Spannungsquellen und einen analogen x-y-Schreiber angeschlossen. Die Franck-Hertz-Röhre kann durch eine Heizung auf bis zu 200 °C erhitzt werden.

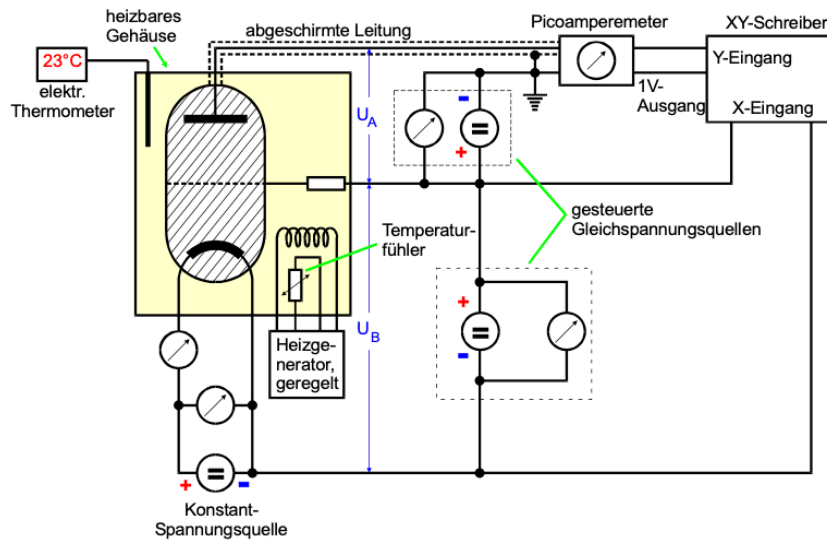


Abbildung 3: Schaltskizze des Versuchaufbaus.[2]

3.1 Energieverteilung der Elektronen

In einem ersten Schritt soll die Energieverteilung der Elektronen für zwei Temperaturen bestimmt werden. Dazu wird der Strom an der Auffangelektrode abhängig von der angelegten Bremsspannung mithilfe des analogen x-y-Schreibers gemessen. Die Beschleunigungsspannung wird hierbei konstant auf $U_B = 15 \text{ V}$ gesetzt. Die Messung wird einmal bei Raumtemperatur und einmal bei einer Temperatur zwischen 140°C und 160°C durchgeführt.

3.2 Franck-Hertz-Kurven

Damit die Stoßwahrscheinlichkeit zwischen den Elektronen und Hg-Atomen optimal ist, soll zur Bestimmung der Franck-Hertz-Kurven die Franck-Hertz-Röhre auf zwei verschiedene Temperaturen zwischen 160°C und 200°C erhitzt werden. Die Franck-Hertz-Kurven ergeben sich, wenn der Auffangstrom abhängig von der Beschleunigungsspannung gemessen wird. Die Bremsspannung wird konstant auf $U_A = 1 \text{ V}$ gesetzt.

4 Auswertung

4.1 Differentielle Energieverteilung der Elektronen

Zu Beginn wird die Messung bei $T = 20^\circ\text{C}$ ausgewertet. Die mithilfe des analogen x-y-Schreibers erzeugte Grafik ist in Abbildung 4 dargestellt. Sie stellt die integrale Energieverteilung der Elektronen dar.

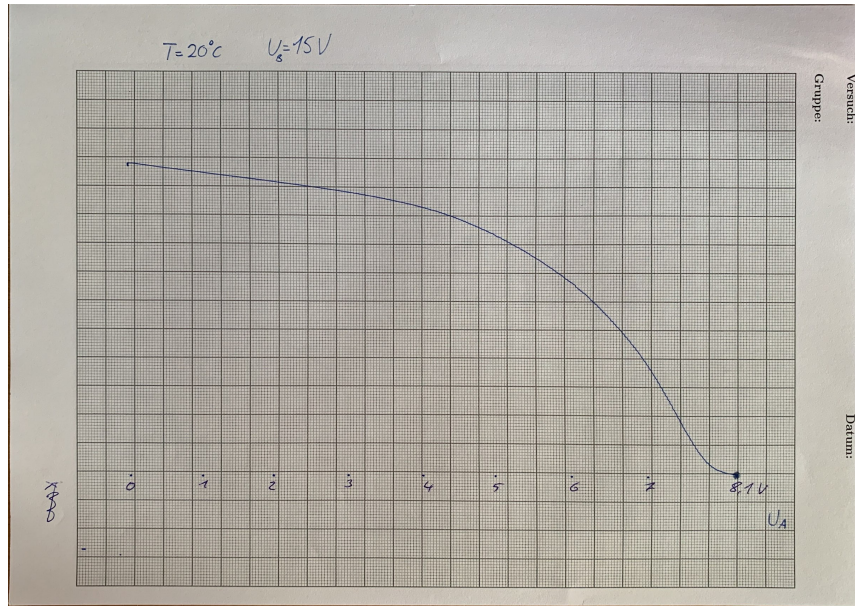


Abbildung 4: Aufgezeichnete Integrale Energieverteilung der Elektronen $T = 20^\circ\text{C}$.

Um nun die differentielle Energieverteilung der Elektronen zu erhalten, werden an mehreren Werten für U_A kleine Steigungsdreiecke verwendet. Deren Länge wird zu $\Delta U_A = 0.5\text{ V}$ gewählt. Dann berechnet sich die lokale Änderung des Auffängerstroms über die Gleichung

$$\Delta I_A(U_A) = I_A(U_A) - I_A(U_A + \Delta U_A).$$

Die so ermittelten Wertepaare sind in Tabelle 1 festgehalten.

Tabelle 1: Abgelesene Wertepaare für U_A und ΔI_A aus zehn Steigungsdreiecken in Abbildung 4

U_A / V	$\Delta U_A / \text{V}$	$\Delta I_A(U_A) / \text{A}$
0,0	0,5	3
0,5	0,5	2
1,0	0,5	2
1,5	0,5	1
2,0	0,5	2
2,5	0,5	2
3,0	0,5	2
3,5	0,5	3
4,0	0,5	4
4,5	0,5	6
5,0	0,5	7
5,5	0,5	9
6,0	0,5	12
6,5	0,5	18
7,0	0,5	23
7,5	0,5	14

In Abbildung 5 sind die Werte geplottet, zusammen beschreiben sie den Verlauf der gesuchten differentiellen Energieverteilung. Aufgrund der geringen Temperatur finden hier so gut wie keine Wechselwirkungen von Elektronen und Hg-Atomen statt. Für den Dampfdruck und die mittlere freie Weglänge ergeben sich mit den Formeln (5) und (6) die Werte

$$p_{\text{saet}} = 0,0036 \text{ mbar}$$

$$\bar{w}(T) = 0,810 \text{ cm.}$$

Der Abstand a zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode wird auf $a \approx 1 \text{ cm}$ geschätzt und es wird das Verhältnis $\frac{a}{\bar{w}}$ bestimmt, um eine gute Aussage über die Anzahl der Stöße treffen zu können. Ein großer Wert bedeutet hier, dass viele Stöße stattfinden. Es folgt

$$\frac{a}{\bar{w}} = 1,23.$$

Aus dem Kurvenverlauf lässt sich schließen, dass die Änderung des Auffängerstroms zunächst mit steigendem U_A zunimmt. Bei $U_A = 7 \text{ V}$ nimmt sie ihr Maximum an, dannach fällt die Änderung wieder schnell ab. Dies bedeutet, dass die meisten Elektronen eine Energie im Bereich um $U_A = 7 \text{ eV}$ aufweisen. Eine Erhöhung der Bremsspannung hat in diesem Bereich also einen besonders großen Einfluss auf den Auffängerstrom.

Das Kontaktpotential K berechnet sich somit aus der Differenz der tatsächlichen Beschleunigungsspannung und der des Peaks:

$$K = U_B - U_{\text{Peak}} = (15 - 7) \text{ V} = 8 \text{ V}$$

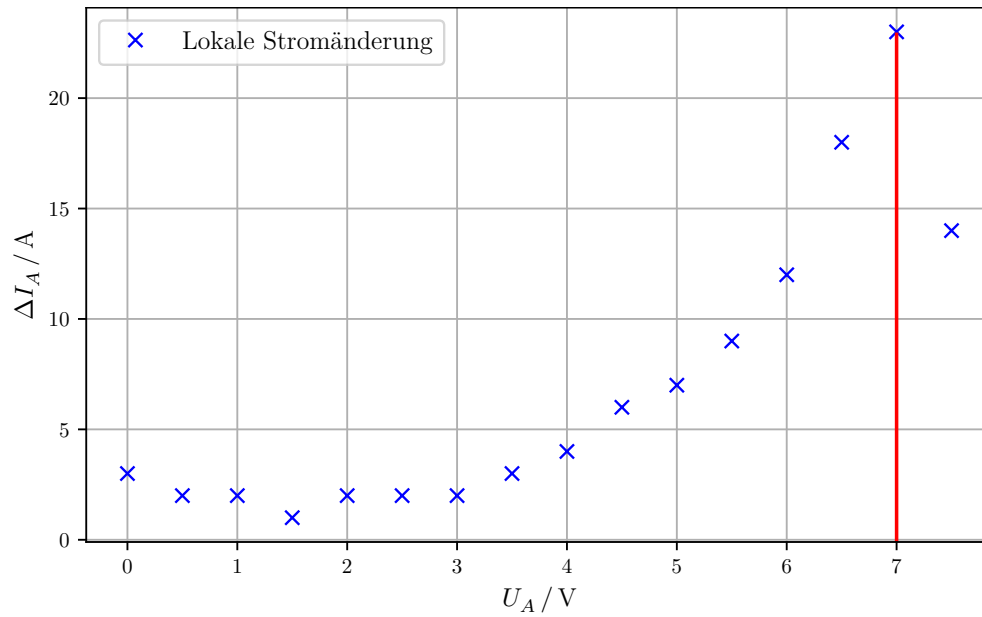


Abbildung 5: Differentielle Energieverteilung der Elektronen bei $T = 20^\circ\text{C}$.

Die Auswertung der Messreihe für $T = 145^\circ\text{C}$ erfolgt analog zur niedrigen Temperatur.

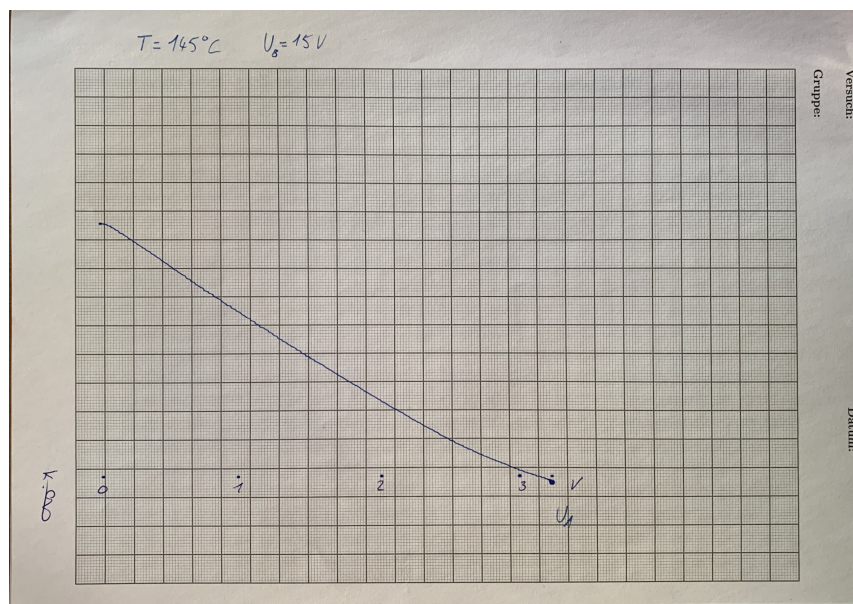


Abbildung 6: Aufgezeichnete Integrale Energieverteilung der Elektronen $T = 145^\circ\text{C}$.

Tabelle 2: Abgelesene Wertepaare für U_A und ΔI_A aus 4 Steigungsdreiecken in Abbildung 6

U_A / V	$\Delta U_A / \text{V}$	$\Delta I_A(U_A) / \text{A}$
0,0	0,5	15
0,5	0,5	15
1,0	0,5	16
1,5	0,5	17
2,0	0,5	14

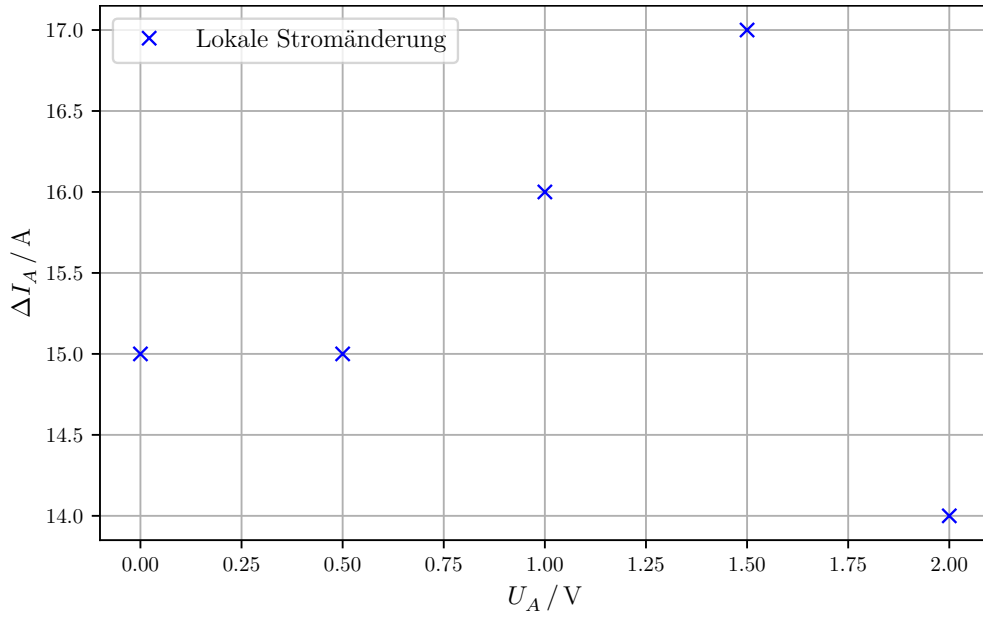


Abbildung 7: Differentielle Energieverteilung der Elektronen bei $T = 145^\circ\text{C}$.

Hier fällt der Auffängerstrom schnell auf Null ab, die Steigung ist dabei nahezu konstant. Aufgrund der deutlich höheren Temperatur können viele elastische Stöße zwischen den Elektronen und Hg-Atomen stattfinden. Dabei werden die Elektronen gestreut und besitzen nur noch eine geringe kinetische Energie in z-Richtung. Dies lässt sich durch die geringe freie Weglänge bestätigen, die lediglich $\bar{w}(T) = 7,303 \mu\text{m}$ beträgt. Der Dampfdruck und das Verhältnis $\frac{a}{\bar{w}}$ bestimmen sich zu

$$p_{\text{saet}} = 3,97 \text{ mbar}$$

$$\frac{a}{\bar{w}} = 1369.$$

4.2 Franck-Hertz-Kurve

Zur Bestimmung der Anregungsenergie der Hg-Atome werden die zwei aufgezeichneten Kurven getrennt ausgewertet. Entscheidend sind die relativen Abstände der Peaks zueinander, deren Mittelwert entspricht direkt der gesuchten Anregungsenergie. Die erste Kurve ist in Abbildung 8 dargestellt. Für den Dampfdruck, die mittlere freie Weglänge, und das Verhältnis $\frac{a}{\bar{w}}$ ergibt sich

$$p_{\text{saet}} = 8,72 \text{ mbar}$$

$$\bar{w}(T) = 3,33 \mu\text{m}$$

$$\frac{a}{\bar{w}} = 3006.$$

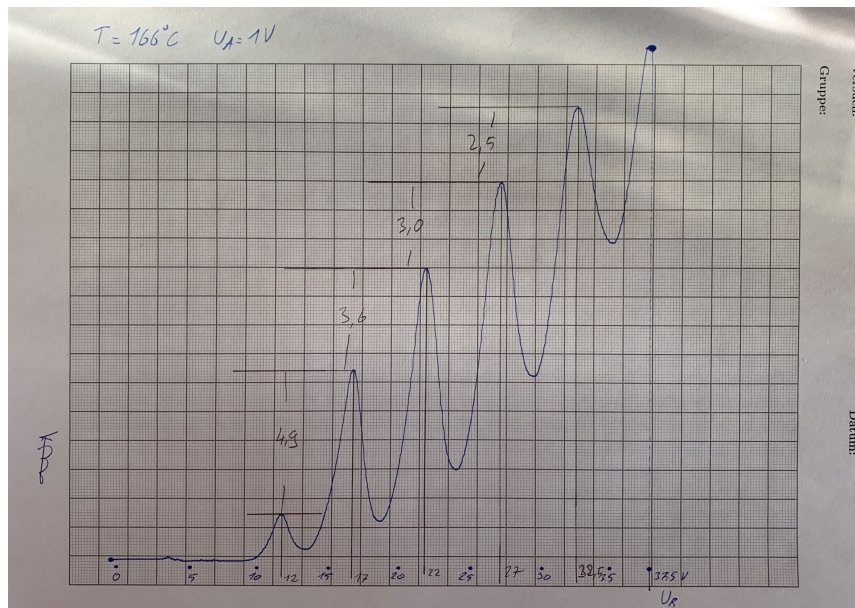


Abbildung 8: Aufgezeichnete Franck-Hertz Kurve bei $T = 166^\circ\text{C}$.

Die jeweiligen Abstände der Peaks sind bereits auf der x-Achse vermerkt, somit muss nur noch deren Mittelwert bestimmt werden. Mithilfe der Python Erweiterung *uncertainties* [1] ergibt sich als Ergebnis der ersten Versuchsreihe:

$$\bar{E}_1 = (5,12 \pm 0,22) \text{ eV}.$$

Mithilfe von (2) wird berechnet sich die Wellenlänge der beim Übergang in den Grundzustand emittierten Strahlung zu:

$$\lambda_1 = (242 \pm 10) \text{ nm}.$$

Für die zweite Messreihe wird identisch vorgegangen, die zugehörige Frank-Hertz Kurve ist in Abbildung 9 zu sehen. Die Werte für Dampfdruck, freie Weglänge, und das Verhältnis

$\frac{a}{\bar{w}}$ ergeben sich hier zu

$$p_{\text{saet}} = 22,99 \text{ mbar}$$

$$\bar{w}(T) = 1,26 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\frac{a}{\bar{w}} = 7929.$$

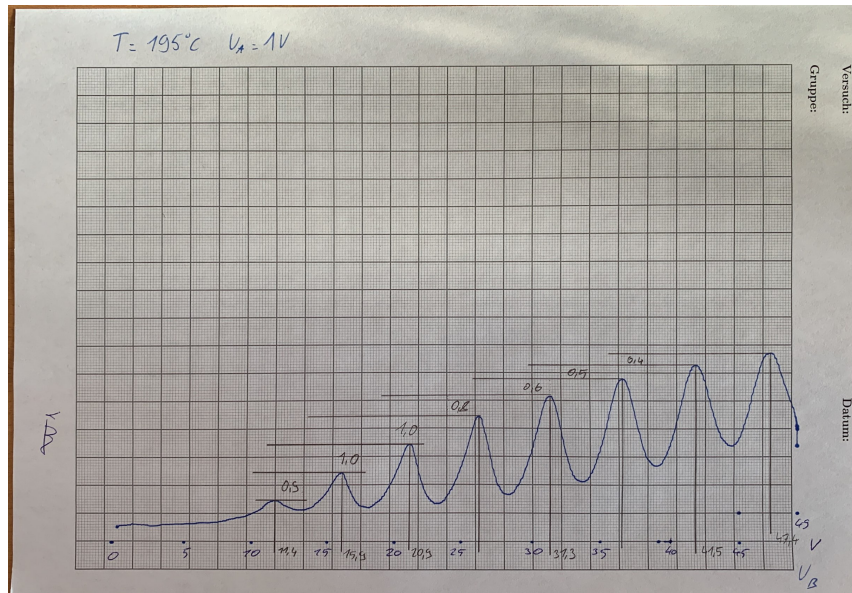


Abbildung 9: Aufgezeichnete Franck-Hertz Kurve bei $T = 195^\circ\text{C}$.

Es ergibt sich hier abschließend:

$$\bar{E}_2 = (5,1 \pm 0,4) \text{ eV}$$

sowie eine Wellenlänge von

$$\lambda_2 = (241 \pm 18) \text{ nm}.$$

Die elastischen Stöße der Elektronen haben keinen Einfluss auf das Ergebnis, da sie lediglich aufgrund des Energieverlustes die Höhe der Franck-Hertz Kurve beeinflussen. Die relativen Abstände der Peaks bleiben davon unverändert.

5 Diskussion

Bei der Bestimmung des Kontaktpotentials ist zu beachten, dass größere Ablesefehler bei der Bestimmung der Steigungsdreiecke nicht auszuschließen sind und daher der Wert des Kontaktpotentials als unsicher zu bezeichnen ist. Auch sind Ungenauigkeiten des analogen x-y-Schreibers nicht beachtet worden.

Die Bestimmung der Energieverteilung der Elektronen bei $T = 145^\circ\text{C}$ weist wie in Abbildung 6 zu sehen ist leider nicht die gewünschte Form auf. Bei diesen Temperaturen kommt es vermehrt zu elastischen Stößen zwischen Elektronen und Hg-Atomen, was bedingt, dass deutlich weniger Elektronen an der Auffangelektrode detektiert werden können, da diese starke Richtungsänderungen erfahren.

Die experimentell bestimmten Energiedifferenzen der Energieniveaus des Hg-Atoms von

$$\bar{E}_1 = (5,12 \pm 0,22) \text{ eV}$$

$$\bar{E}_2 = (5,1 \pm 0,4) \text{ eV}$$

lassen sich mit ihren Messunsicherheiten mit dem Literaturwert von

$$E_{\text{lit}} = 4,9 \text{ eV}$$

in Einklang bringen. Die nicht zu vernachlässigenden Messunsicherheiten lassen sich auch hier mit Ablesefehlern erklären.

Die in 4.2 berechneten Wellenlängen für die Übergänge der Grundzustände von

$$\lambda_1 = (242 \pm 10) \text{ nm}$$

$$\lambda_2 = (241 \pm 18) \text{ nm}$$

sind mit dem Literaturwert von $\lambda_{\text{lit}} = 253 \text{ nm}$ knapp vereinbar und liegen wie erwartet im Bereich der Röntgenstrahlung.

Literatur

- [1] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [2] *Versuch V601: Der Franck-Hertz-Versuch*. TU Dortmund, Fakultät Physik.