

V601

Franck-Hertz-Versuch

Julian Hochhaus
julian.hochhaus@tu-dortmund.de

Niko Salewski
niko.salewski@tu-dortmund.de

Durchführung: 16.05.2017

Abgabe: 23.05.2017

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Prinzipieller Aufbau des Franck-Hertz-Versuchs	3
2.2	Einflüsse auf die Gestalt der Franck-Hertz-Kurve	5
2.2.1	Einfluss des Kontaktpotentials	5
2.2.2	Einfluss des Energiespektrums der Elektronen	5
2.2.3	Einfluss des Dampfdruckes	6
3	Durchführung	6
3.1	Versuchsaufbau	6
3.2	Versuchsbeschreibung	7
4	Auswertung	8
4.1	Berechnung des Sättigungsdampfdruckes und der mittleren freien Weglänge	8
4.2	Bestimmung der Skalierungen	8
4.2.1	Skalierung der Messung bei $T = 299,75\text{ K}$	8
4.2.2	Skalierung der Messung bei $T = 415,95\text{ K}$	9
4.2.3	Skalierung der Messung bei der Franck-Hertz-Kurve	10
4.2.4	Skalierung der Messung zur Bestimmung der Ionisationsspannung.	10
4.3	Bestimmung der differentiellen Energieverteilung	11
4.3.1	Messung bei $299,75\text{ K}$	11
4.3.2	Temperatur $415,95\text{ K}$	11
4.4	Franck-Hertz-Kurve	15
4.5	Bestimmung der Ionisationsspannung von Quecksilber	16
5	Diskussion	16
	Literatur	17

1 Zielsetzung

Der vorliegende Franck-Hertz-Versuch gehört zu den ersten Experimenten, in denen es gelang, die Quantennatur der Elektronenhülle eines Atoms zu bestätigen. Im vorliegenden Versuch wird die Energiedifferenz $E_1 - E_0$ zwischen dem ersten angeregten Zustand und dem Grundzustand eines Hg-Atoms bestimmt. Zudem wird die Energieverteilung der Elektronen untersucht sowie die Ionisationsenergie von Quecksilber bestimmt.

2 Theorie

Der Franck-Hertz-Versuch belegt die Aussage von Niels Bohrs Atommodell, dass Atome diskrete Energieniveaus besitzen. Dies bedeutet, dass Atome – in diesem Fall Quecksilber – durch diskrete Anregungsenergien in einen höherenergetischen Zustand versetzt werden können und bei der Rückkehr in den Anfangszustand einen Lichtquanten mit einer Energie emittieren, die der Energiedifferenz zwischen Anfangszustand und angeregtem Zustand, also

$$h\nu = E_1 - E_0 \quad (1)$$

entspricht. Hierbei entspricht h dem Planck'schen Wirkungsquantum und ν der Frequenz des emittierten Lichtquants. Die Anregung der Atome kann durch zwei unterschiedliche Methoden realisiert werden. Zum Einen durch Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit den Atomen. Zum Anderen mit den hier betrachteten Stoßprozessen von Elektronen mit den Atomen, den sogenannten **Elektronenstoßexperimenten**. Um dieses Phänomen näher zu behandeln wird zunächst der prinzipielle Aufbau des Franck-Hertz-Versuchs erläutert.

2.1 Prinzipieller Aufbau des Franck-Hertz-Versuchs

Der prinzipielle Aufbau des Franck-Hertz-Versuchs ist in Abbildung 1 dargestellt. In einem evakuierten Gefäß befinden sich ein Glühdraht, eine Beschleunigungselektrode, eine Auffängerelektrode und die Quecksilberatome. Die Dichte der Quecksilberatome ist gemäß der Dampfdruck-Kurve temperaturabhängig. Der Glühdraht, bestehend aus einem Material mit niedriger Austrittsarbeit, wird durch eine Gleichspannung erhitzt und es treten gemäß dem glühelektrischen Effekt Elektronen aus dem Draht aus. Da zwischen dem Glühdraht und der Beschleunigungselektrode eine positive Spannung anliegt, erhalten die Elektronen – vorausgesetzt sie besitzen unmittelbar nach dem Austritt aus dem Draht keine kinetische Energie – bis zur Beschleunigungselektrode die kinetische Energie

$$E_{\text{kin}} = \frac{m_0 v_{\text{vor}}^2}{2} = e_0 U_B, \quad (2)$$

wobei m_0 der Elektronenmasse und e_0 der Elementarladung entspricht. Am Ende des Gefäßes ist eine Auffängerelektrode angebracht, die ein Gegenfeld mit der Spannung U_A erzeugt, sodass nur Elektronen die Auffängerelektrode erreichen, die die Ungleichung

$$\frac{m_0}{2} v_z^2 \geq e_0 U_A \quad (3)$$

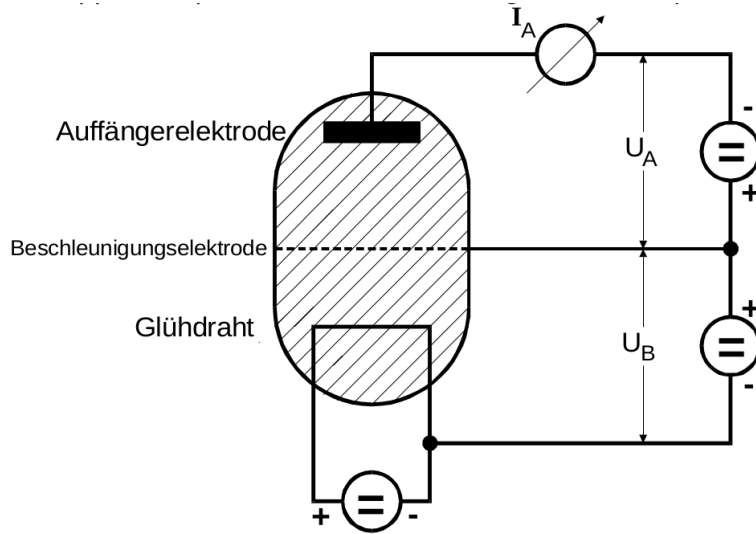


Abbildung 1: Prinzipieller Aufbau des Franck-Hertz-Versuchs [4].

erfüllen. Das v_z stellt die z-Komponente des Geschwindigkeitsvektors dar, angenommen die z-Achse liegt in Richtung der Auffängerelektrode.

Treffen die Elektronen auf Quecksilberatome können zwei Arten von Stößen auftreten: die Elastischen und die Unelastischen. Bei den elastischen Stößen reicht die Energie der Elektronen nicht aus um das Atom anzuregen. Aufgrund der großen Massendifferenz der beiden Stoßpartner kann die Energieabgabe der Elektronen vernachlässigt werden. Allerdings erfahren die Elektronen beim elastischen Stoß eine Richtungsänderung. Bei den unelastischen Stößen hingegen besitzen die Elektronen eine hinreichend große Energie um das Atom in einen höherenergetischen Zustand zu versetzen und übertragen diesen dafür nötigen Energiebetrag $E_1 - E_0$ auf das Atom. Das angeregte Atom relaxiert in den Anfangszustand und emittiert dabei ein Photon gemäß Formel (1). Durch diese Stoßprozesse ergibt sich ein theoretischer Verlauf des an der Auffängerelektrode gemessenen Auffängerstroms I_A in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_B wie in Abbildung 2 zu sehen ist. Dieser Graph wird als **Franck-Hertz-Kurve** bezeichnet. Es wird idealisierend von einer monoenergetischen Energieverteilung der Elektronen ausgegangen. Dann werden die Elektronen beschleunigt, bis sie eine hinreichend hohe Energie besitzen, um das Gegenfeld zu durchqueren. Die Anzahl der Elektronen steigt mit steigender Beschleunigungsspannung bis ein instantaner Abfall des Auffängerstroms erfolgt. Die Elektronen haben an diesem Punkt genau die Energie, um die Quecksilberatome anzuregen. Dieser Vorgang wiederholt sich periodisch. Außerdem lässt sich an der Franck-Hertz-Kurve das Anregungspotential als äquidistanter Abstand der Maxima zu

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

bestimmen. Im Folgenden werden Einflüsse diskutiert, die zur Folge haben, dass die Franck-Hertz-Kurve nicht wie in Abbildung 2 bestimmt werden kann.

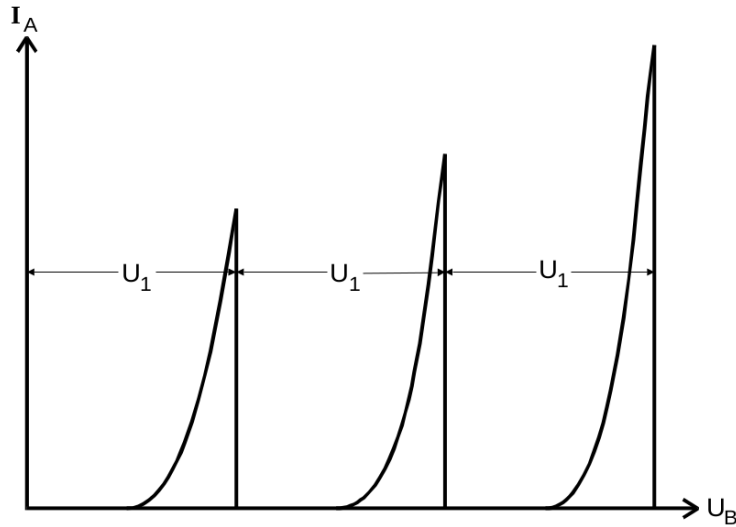


Abbildung 2: Charakteristische Gestalt der idealen Franck-Hertz-Kurve [4].

2.2 Einflüsse auf die Gestalt der Franck-Hertz-Kurve

2.2.1 Einfluss des Kontaktpotentials

In der Regel besteht der Glühdraht aus einem Material mit niedriger Austrittsarbeit Φ_G , einer niedrigeren als bei der Beschleunigungselektrode Φ_B . Dadurch verändert sich die effektive Beschleunigungsspannung $U_{B,\text{eff}}$ wie in Abbildung 3 illustriert. Es ergibt sich das effektive Beschleunigungspotential

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

Hierbei wird der Subtrahend

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

als **Kontaktpotential** bezeichnet. Die Franck-Hertz-Kurve wird durch diesen Einfluss um das Kontaktpotential K verschoben.

2.2.2 Einfluss des Energiespektrums der Elektronen

Ein weiterer Einfluss auf die Franck-Hertz-Kurve ist die nicht gegebene monoenergetische Energieverteilung der Elektronen. Die Elektronen besitzen nach der Fermi-Dirac-Statistik ein statistisch verteiltes Energiespektrum im Draht und es ergibt sich somit nach Austritt der Elektronen aus dem Draht eine Geschwindigkeitsverteilung. Dies hat zur Folge, dass die Maxima der Franck-Hertz-Kurve nicht mehr einer bestimmten Beschleunigungsspannung zuzuordnen sind, sondern sich aufgrund der statistischen Verteilung über ein Intervall erstrecken.

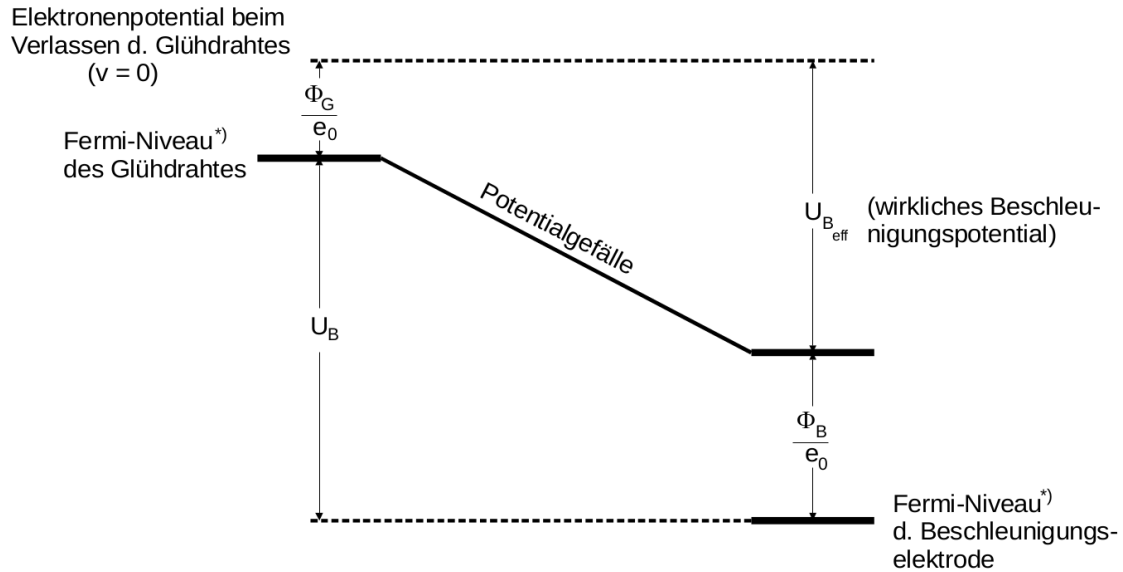


Abbildung 3: Darstellung der Potentialverhältnisse zwischen Glühkathode und Beschleunigungselektrode [4].

2.2.3 Einfluss des Dampfdruckes

Voraussetzung für den Franck-Hertz-Versuch sind Stöße der Elektronen mit Atomen. Daher muss die mittlere freie Weglänge \bar{w} klein gegen den Abstand a zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode sein. Die mittlere freie Weglänge ergibt sich über Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ gemäß der kinetischen Gastheorie zu

$$\bar{w} = \frac{0,0029}{p_{\text{sät}}}. \quad (7)$$

Der Sättigungsdampfdruck ist abhängig von der Temperatur und berechnet sich wie folgt:

$$p_{\text{sät}} = 5,5 \cdot 10^7 \exp(-6876/T). \quad (8)$$

3 Durchführung

3.1 Versuchsaufbau

Der vorliegende Versuchsaufbau besteht aus einem mit Hg-Dampf gefüllten Glasrohr. Dieses befindet sich in einer beheizbaren Blechkammer. Die Blechkammer kann mittels eines Heizgenerators geheizt werden und ihre Innentemperatur kann mittels eines elektrischen Thermometers gemessen werden.

In dem Glasrohr befindet sich unten ein Heizdraht mit niedriger Elektronenaustrittsarbeit. Dieser wird mittels eines Kontaktspannungsgerät mit konstanter Heizleistung beheizt. Mittig der Glasröhre befindet sich eine Beschleunigungselektrode und am oberen Ende

der Glasröhre eine Auffängerelektrode. Die beiden Elektroden werden über gesteuerte Gleichspannungsquellen versorgt. Diese sind so konfiguriert, dass sich ihre Ausgangsspannung proportional zur Zeit ändern kann.

Mithilfe eines XY-Schreibers können die gemessenen Ströme und Spannungen und ihre Abhängigkeiten zueinander graphisch dargestellt werden. Der Auffängerstrom kann mittels eines Pikoamperemeters gemessen werden. Das Pikoamperemeter ist als Gleichstromverstärker realisiert und sein Ausschlag ist proportional zum anliegenden Eingangstrom. Das Ausgangssignal des Pikoamperemeters wird daher verwendet, um den Auffängerstrom I_A auf dem XY-Schreiber aufzugeben.

3.2 Versuchsbeschreibung

Vor Beginn jeder Messung muss der XY-Schreiber geeignet kalibriert werden. Das verwendete Millimeterpapier lässt sich hierbei elektrostatisch auf dem XY-Schreiber fixieren. Bevor ein Signal auf die Eingänge des XY-Schreibers gegeben wird, muss der Nullpunkt der Messung festgelegt werden. Dazu wird mit den beiden "Zero"-Knöpfen der Messskalen der Schreibkopf mit etwas Abstand zum Rand in der linken, unteren Ecke des Millimeterpapiers platziert. Zur Justierung der Empfindlichkeit der beiden Eingänge wird der Versuch ohne Aufzeichnung einer Messkurve durchgeführt. Dafür werden die zu messenden Signale auf die jeweiligen Eingänge des XY-Schreibers gegeben. Die Empfindlichkeit beider Eingänge wird so geregelt, dass die jeweiligen maximalen und minimalen Werte mit etwas Abstand zum Rand liegen. Für jede Messung können nun Messkurven aufgezeichnet werden. Hierfür wird die Schutzhülle vom Schreibkopf des XY-Schreibers entfernt, und der Schreibkopf vorsichtig auf das Millimeterpapier gesetzt.

Nach dem Abschluss jeder Messreihe ist es notwendig, die x-Achse zu skalieren. Hierfür wird das auf die Y-Achse aufgegebene Signal entfernt und die Messung wird bezüglich des Signals auf dem X-Eingang wiederholt. Der Schreibkopf wird hierfür nicht auf das Millimeterpapier gesetzt. In regelmäßigen Abständen der gemessenen Spannung am Voltmeter werden Zwischenwerte auf der X-Achse markiert und die zugehörigen Spannungen notiert.

Zur Messung der integralen Energieverteilung der beschleunigten Elektronen wird der Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit der Bremsspannung U_A bei konstanter Beschleunigungsspannung $U_B = 11\text{ V}$ gemessen. Der Auffängerstrom wird hierfür auf den Y-Eingang des XY-Schreibers aufgegeben und die Bremsspannung auf den X-Eingang. Die Bremsspannung wird über die anliegende gesteuerte Gleichspannungsquelle hierbei von 0 V bis 11 V variiert. Die Messung wird einmal bei Zimmertemperatur und einmal bei etwa 150°C durchgeführt. Während der Messung soll die Temperatur im Versuchsaufbau möglich konstant gehalten werden. Dafür wird die Temperatur permanent am elektronischen Thermometer abgelesen und der Heizgenerator entsprechend nachgeregelt.

Zur Aufnahme der Franck-Hertz-Kurve wird die Temperatur im Versuchsaufbau auf den maximal möglichen Wert des vorliegenden Versuchsaufbaus von etwa 180°C erhöht. Die Bremsspannung wird hierfür permanent auf 1 V gestellt und die Beschleunigungsspannung von 0 V bis 60 V über die gesteuerte Gleichspannungsquelle variiert. Die variable Beschleunigungsspannung wird auf den X-Eingang und mittels des Pikoamperemeters

eine Spannung proportional zum Auffängerstrom I_A auf den Y-Eingang des XY-Schreibers aufgegeben.

Zur Bestimmung der Ionisationsspannung von Quecksilber wird die Innentemperatur des Aufbaus auf etwa 100°C geregelt, der Auffängerstrom wird hierbei auf den Y-Eingang gegeben. An den X-Eingang wird die Beschleunigungsspannung U_B aufgegeben. Die Bremsspannung ist hierbei konstant $U_A = -30\text{ V}$.

4 Auswertung

4.1 Berechnung des Sättigungsdampfdrucks und der mittleren freien Weglänge

Die mittlere freie Weglänge \bar{w} wird über den Sättigungsdampfdruck nach Formel (7) und (8) für alle im Experiment gemessenen Temperaturen des Innenraums der Versuchsanordnung bestimmt (vgl. Tabelle 1). Ein Vergleich mit dem Abstand $a = 1\text{ cm}$ zwischen der Beschleunigungselektrode und der Kathode zeigt, dass für alle gemessenen Temperaturen außer der Messreihe bei $T = 299,75\text{ K}$ die Bedingung erfüllt ist, dass die mittlere Weglänge mindestens um den Faktor 1000 kleiner ist, daher ist eine ausreichende Stoßwahrscheinlichkeit gegeben, sodass der Franck-Hertz-Effekt beobachtet werden kann.

Tabelle 1: Berechnung des Sättigungsdampfdrucks $p_{\text{sät}}$ und der mittleren freien Weglänge.

T/K	$p_{\text{sät}}/\text{mbar}$	\bar{w}/cm
299,75	$6 \cdot 10^{-3}$	$4,83 \cdot 10^{-1}$
381,35	0,812	$3,57 \cdot 10^{-3}$
415,95	3,6	$7,97 \cdot 10^{-4}$
458,9	17,1	$1,70 \cdot 10^{-4}$

4.2 Bestimmung der Skalierungen

4.2.1 Skalierung der Messung bei $T = 299,75\text{ K}$

Zur Skalierung der Messung der integralen Energieverteilung bei $T = 299,75\text{ K}$ wird zunächst jeder Abstand zwischen zwei Punkten bekannter Bremsspannung gemessen und über alle Abstände mittels python/numpy [7] gemittelt. Die zugehörigen Messdaten befinden sich in Tabelle 2. Es ergibt sich als mittlere Länge x pro 1 V:

$$x = (20,3 \pm 0,3) \frac{\text{mm}}{\text{V}}, \quad (9)$$

beziehungsweise als mittlere Spannung pro Kästchen auf dem Millimeterpapier:

$$f = (4,93 \pm 0,07) \cdot 10^{-2} \frac{\text{V}}{\text{mm}}. \quad (10)$$

Da die Fehler unter der Messauflösung liegen, werden sie im Folgenden nicht weiter berücksichtigt.

Tabelle 2: Messdaten zur Bestimmung der Achsenskalierung bei $T = 299,75$ K.

Bereich U_A / V	Abstand zwischen Messpunkten/ mm
0-1	21,5
1-2	18,5
2-3	20,0
3-4	20,0
4-5	20,0
5-6	19,5
6-7	20,5
8-9	20,5
7-8	20,5
9-10	22,0

4.2.2 Skalierung der Messung bei $T = 415,95$ K

Die abgelesenen Werte für die Skalierung der Messung bei $423,15$ K sind in Tabelle 3 aufgetragen. Es ergibt sich mit einer linearen Ausgleichsrechnung mit python/scipy [6]

Tabelle 3: Messdaten zur Bestimmung der Skalierung bei der Messung bei $T = 423,95$ K.

U_B / V	Abstand / cm
0	0
1	2,1
2	4,1
3	5,9
4	7,9
5	9,9
6	12,0
7	14,0
8	16,1
9	18,1
10	20,2

gemäß

$$y = m \cdot x + b$$

und den abgelesenen Werten aus Tabelle 3 der Skalierungsfaktor

$$f = (0,497 \pm 0,002) \frac{\text{V}}{\text{cm}}.$$

4.2.3 Skalierung der Messung bei der Franck-Hertz-Kurve

Zunächst wird erneut die Skalierung der x-Achse bestimmt. Die gemessenen Abstände befinden sich in Tabelle 4. Es ergibt sich als mittlere Länge x pro 5 V:

Tabelle 4: Messdaten zur Bestimmung der Achsenskalierung der Franck-Hertz-Kurve.

Bereich U_B / V	Abstand zwischen Messpunkten/ mm
0-5	16,5
5-10	18,0
10-15	17,5
15-20	17,5
20-25	18,5
25-30	17,5
30-35	17,0
35-40	19,0
40-45	18,5
45-50	18,5
50-55	18,0

$$x = (17,9 \pm 0,2) \frac{\text{mm}}{\text{V}}, \quad (11)$$

beziehungsweise als mittlere Spannung pro Kästchen auf dem Millimeterpapier:

$$f = (28,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-2} \frac{\text{V}}{\text{mm}}. \quad (12)$$

4.2.4 Skalierung der Messung zur Bestimmung der Ionisationsspannung.

Die abgelesenen Werte zur Bestimmung der Skalierung sind in Tabelle 5 aufgetragen. Es ergibt sich mit einer linearen Ausgleichsrechnung mit python/scipy [6] gemäß

$$y = m \cdot x + b$$

und den abgelesenen Werten aus Tabelle 5 der Skalierungsfaktor

$$f = (2,47 \pm 0,01) \frac{\text{V}}{\text{cm}}.$$

Tabelle 5: Messwerte zur Skalierung bei der Bestimmung der Ionisationsspannung.

U_B / V	Abstand / cm
0	0
5	1,9
10	3,9
15	6,0
20	7,8
25	9,9
30	11,9
35	14,0
40	16,1
45	18,2
50	20,1

4.3 Bestimmung der differentiellen Energieverteilung

4.3.1 Messung bei 299,75 K

Um aus der integralen Energieverteilung schließlich die differentielle Energieverteilung zu erhalten, wird die Steigung der integralen Energieverteilung mittels Steigungsdreiecken, wie in den Messdaten im Anhang (Blatt 1) eingezeichnet, bestimmt. Die bestimmten Steigungen samt der zugehörigen Position bezüglich des Nullpunkts der Messung finden sich in Tabelle 6. In Abbildung 4 findet sich die daraus ermittelte differentielle Energieverteilung. Aus der Lage des Maximums bei $x_{\max} = 7,5$ V ergibt sich das Kontaktpotential über die angelegte Beschleunigungsspannung $U_B = 11$ V zu:

$$K_2 = U_B - x_{\max} = 3,5 \text{ V}. \quad (13)$$

4.3.2 Temperatur 415,95 K

Die differentielle Energieverteilung ist in Tabelle 7 aufgetragen. Daraus ergibt sich die differentielle Energieverteilung, die in Abbildung 5 dargestellt ist. Das Kontaktpotential wird abgelesen zu

$$K = 1 \text{ V}.$$

Tabelle 6: Messdaten zur Bestimmung der differentiellen Energieverteilung.

Position $x \cdot f/V$	Steigung $\frac{\Delta y}{\Delta x}$
0,0	1,25
0,2	1,4
0,4	1,5
0,7	1,6
0,9	1,2
1,2	1,42
1,5	1,25
1,8	1,17
2,1	1,0
2,4	1,0
2,8	1,0
3,2	0,89
3,6	1,0
4,0	0,92
4,3	0,71
4,6	0,75
4,9	0,83
5,2	0,75
5,5	0,75
5,7	0,7
6,0	0,62
6,2	0,62
6,4	0,8
6,6	0,6
6,8	0,75
7,0	0,67
7,1	1,0
7,2	1,0
7,4	0,67
7,5	1,5
7,6	1,0
7,7	0,5
7,8	0,5
7,9	0,0

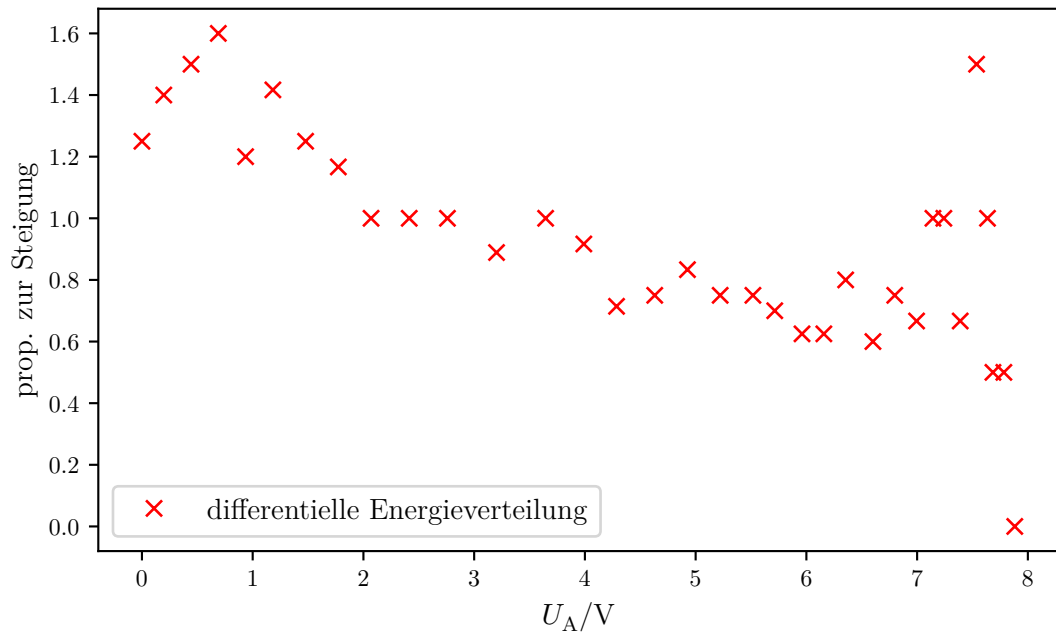


Abbildung 4: Differentielle Energieverteilung bei $T = 299,75 \text{ K}$.

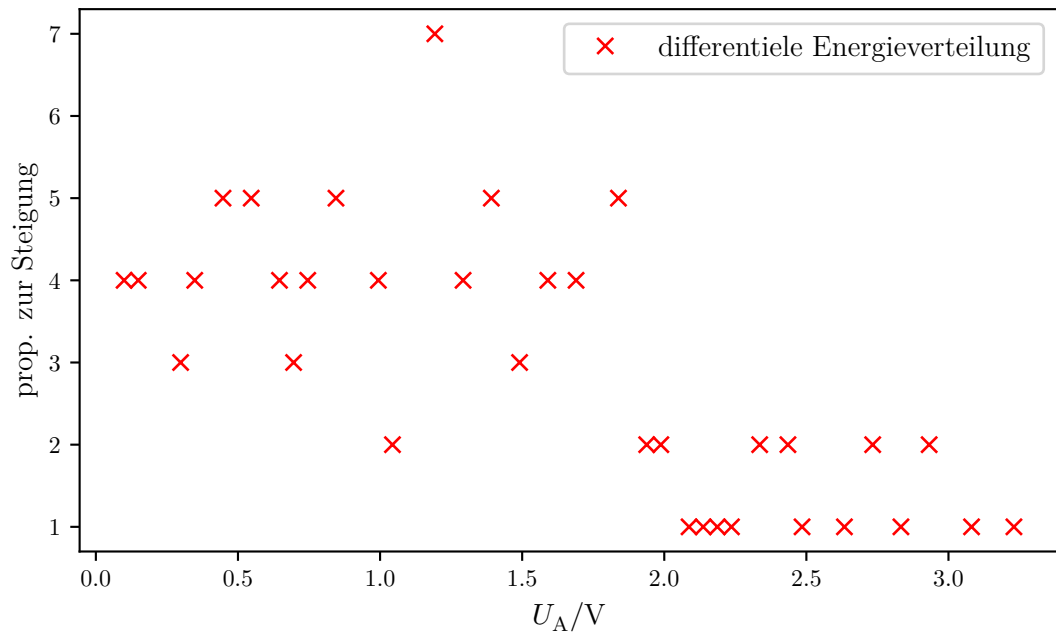


Abbildung 5: Differentielle Energieverteilung bei $T = 415,95 \text{ K}$.

Tabelle 7: Messdaten zur Bestimmung der differentiellen Energieverteilung.

Position $x \cdot f/\text{V}$	Steigung $\frac{\Delta y}{\Delta x}$
0.10	4
0.15	4
0.30	3
0.35	4
0.45	5
0.55	5
0.65	4
0.70	3
0.75	4
0.84	5
0.99	4
1.04	2
1.19	7
1.29	4
1.39	5
1.49	3
1.59	4
1.69	4
1.84	5
1.94	2
1.99	2
2.09	1
2.14	1
2.19	1
2.24	1
2.34	2
2.44	2
2.48	1
2.63	1
2.73	2
2.83	1
2.93	2
3.08	1
3.23	1

4.4 Franck-Hertz-Kurve

Es wird der Abstand zwischen den Maxima der Franck-Hertz-Kurve gemessen. Diese Abstände entsprechen, multipliziert mit der Elementarladung e_0 nach [1] der 1. Anregungsenergie des Hg-Atoms (vgl. Formel (1)). In Tabelle 8 finden sich die gemessenen Abstände sowie die daraus bestimmten U_1 .

Tabelle 8: Abstände der Maxima der Franck-Hertz-Kurve.

k	Abstand $U_{k+1} - U_k$ / mm	$\Delta E = E_1 - E_0$ / eV
3	17,5	4,9
4	18,0	5,0
5	18,5	5,2
6	17,5	4,9
7	19,5	5,5
8	20,0	5,6
9	19,0	5,3
11	21,0	5,9

Aus einer Mittelung mittels python/numpy [7] ergibt sich

$$\Delta E = (5,3 \pm 0,1) \text{ eV.} \quad (14)$$

Mit der Beziehung $\lambda = \frac{c}{\nu}$ und unter Verwendung von Formel (1) ergibt sich für die Wellenlänge des emittierten Lichts

$$\lambda = (235 \pm 5) \text{ nm} \quad (15)$$

Hierbei wurde die Lichtgeschwindigkeit nach [3] und die Planksche Konstante h nach [2] verwendet. Es handelt sich also um ultraviolettes Licht. Da für den Glühdraht und für die Beschleunigungselektrode ein Material mit unterschiedlicher Elektronenaustrittsarbeit verwendet wurde, ist die Franck-Hertz-kurve um das Kontaktpotential verschoben. Die ersten Maxima können aus der aufgenommenen Franck-Hertz-Kurve allerdings nicht eindeutig bestimmt werden, daher wird ihre Lage anhand des bekannten Abstands zwischen zwei Maxima $U_1 = \Delta E / eV = (5,3 \pm 0,1) \text{ V}$ und der Lage des dritten Maximums der Franck-Hertz-Kurve bei $U_B = 16,85 \text{ V}$ bestimmt. Für die Lage des ersten Maximums ergibt sich

$$U_{1,\text{max}} = 6,25 \text{ V} = U_1 + K_1, \quad (16)$$

mit dem bestimmten Wert für U_1 ergibt sich:

$$K_1 = (0,95 \pm 0,10) \text{ V.} \quad (17)$$

Der Energieverlust beim zentralen elastischen Stoß muss nicht berücksichtigt werden, da dieser aufgrund des großen Massenunterschieds zwischen beiden Stoßpartnern kleiner ist als die Messungenauigkeit.

4.5 Bestimmung der Ionisationsspannung von Quecksilber

Auf der Messkurve auf Blatt 4 im Anhang ist der Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_B bei einer Gegenspannung von -30 V aufgetragen. Es ergeben sich mit einer linearen Ausgleichsrechnung gemäß

$$y = m \cdot x + b$$

die Parameter zu

$$m = 0.49(3),$$

$$b = -13(1).$$

Die Summe von der Ionisationsspannung U_{ion} und dem Kontaktpotential K ergibt sich als Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden mit der x-Achse zu

$$U_{\text{ion}} + K = (26 \pm 3)\text{ V}.$$

5 Diskussion

Bei der ersten Messung zur differentiellen Energieverteilung war prinzipiell aufgrund der großem freien Weglänge \bar{w} erwartet worden, dass sich ein recht scharfes Maximum der differentiellen Energieverteilung bei $U_A = U_B - K$ ausbildet. Stattdessen zeigt sich bereits zu Beginn der Messung ein großes Maximum und erneut eines ungefähr bei der erwarteten Gegenspannung. Dies deutet darauf hin, dass bereits zu Beginn der Messung die Energie vieler Elektronen nicht ausreicht, um gegen die Gegenspannung der Auffängerelektrode anzulaufen. Dies würde prinzipiell bedeuten, dass die Beschleunigungsspannung effektiv nicht dem eingestellten Wert von $U_B = 11\text{ V}$ entsprach, oder eventuell auch schwankte. Selbiges ließe sich für die Bremsspannung U_A vermuten. Allerdings würde sich dann wiederum das zweite Maximum bei $U_A = 7,5\text{ V}$ schwerlich erklären lassen. Allgemein ließe sich eine Unschärfe im Maximum der differentiellen Energieverteilung mit der Fermi-Dirac-Statistik erklären. Danach hätten die ausgelösten Elektronen aber eine größere, als durch die Beschleunigungsspannung U_B induzierte Energie. Wodurch der starke Abfall auch bei niedrigen Bremspannungen verursacht wird, lässt sich also nicht eindeutig klären.

Bei der zweiten Messung zur differentiellen Energieverteilung (vgl. Blatt 2 im Anhang), zeigen sich ähnliche Ungenauigkeiten in der Messung. Erwartet worden wäre etwa eine konstante differentielle Energieverteilung bis $U_A = \frac{\Delta E}{e_0} - K$, und für größere Bremspannungen wären keine auftreffenden Elektronen an der Auffängerelektrode mehr erwartet worden. Tendenziell war aufgrund der höheren Stoßwahrscheinlichkeit der Elektronen mit den Quecksilberatomen aufgrund der kürzeren freien Weglänge \bar{w} eine stetig geringer werdende Anzahl an auftreffenden Elektronen an der Auffängerelektrode erwartet worden. Die kürzere freie Weglänge wird hierbei verursacht durch den höheren Dampfdruck, welcher wiederum verursacht wird durch die höhere Temperatur. Da keine

Raumrichtung ausgezeichnet ist, wurde eine geringere Geschwindigkeit in Richtung der Auffängerelektrode und da die Bremsspannung kontinuierlich erhöht wurde, ein stetig sinkender Auffängerstrom erwartet. Es zeigt sich recht grob der erwartete Stufenverlauf. Mit dem abgelesenen Kontaktpotential $K_1 = 3,5 \text{ V}$ aus der ersten Messung zur differentiellen Energieverteilung und dem $U_1 = \frac{\Delta E}{e_0 = (5,3 \pm 0,1) \text{ V}}$ aus der Messreihe der Franck-Hertz-Kurve müsste sich die Stufe bei $U_A = (1,8 \pm 0,1) \text{ V}$ ausbilden. Dies passt relativ gut mit der Stufe in Abbildung 5 bei etwa $U_A = 1,9 \text{ V}$ zusammen. Auffallend ist dennoch, dass auch diese Messung deutlich vom erwarteten Verlauf der Graphen abweicht.

Das mittels der Franck-Hertz-Kurve bestimmte Kontaktpotential weicht deutlich vom mittels der differentiellen Energieverteilung bestimmten Kontaktpotential ab. Ein Vergleich beider Kontaktpotentiale ist aber prinzipiell auch schwierig, da sie bei verschiedenen Temperaturen bestimmt wurden. Die Ionisationsspannung wird mit beiden bestimmten Kontaktpotentialen

$$K_{\text{diff}} = 3,5 \text{ V},$$

$$K_{\text{F.-H.}} = (0,95 \pm 0,10) \text{ V},$$

berechnet. Es ergibt sich:

$$U_{\text{ion,diff}} = 22,5 \text{ V},$$

$$U_{\text{ion,F.-H.}} = 25,05 \text{ V},$$

Beide Werte weichen hierbei deutlich vom Literaturwert $U_{\text{ion,Lit.}} = 10,4375 \text{ V}$ [8] ab, und zwar um 141% beziehungsweise um 116%. Die Ungenauigkeit liegt begründet in der schwierigen Bestimmung der Tangenten mit der größten Steigung in der Messung der Ionisationsspannung (vgl. Anhang Blatt 4). Ein Vergleich der experimentell bestimmten ersten Anregungsenergie des Hg-Atoms $\Delta E_{1,\text{ex.}} = (5,3 \pm 0,1) \text{ eV}$ zeigt nur eine geringe Abweichung zum Literaturwert $\Delta E_{1,\text{theo}} = 4,9 \text{ eV}$ [5] von etwa 8%.

Literatur

- [1] CODATA value: elementary charge. URL: <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?e> (besucht am 15.05.2017).
- [2] CODATA value: Planck constant. URL: <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?h> (besucht am 21.05.2017).
- [3] CODATA value: speed of light in vacuum. URL: <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?c> (besucht am 21.05.2017).
- [4] TU Dortmund. *Versuch 601: Franck-Hertz-Versuch*. 2016. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V601.pdf> (besucht am 21.05.2017).
- [5] Georg-August-Universität Göttingen. *Der Franck-Hertz-Versuch*. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/1612> (besucht am 22.05.2017).

- [6] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [7] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [8] National Institute of Standards und Technology(NIST). *Atomic Data for Mercury (Hg)*. URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/mercurytable1.htm> (besucht am 23.05.2017).