

V601

Franck-Hertz-Versuch

Jannis Speer

jannis.speer@tu-dortmund.de

Kevin Talits

kevin.talits@tu-dortmund.de

Durchführung: 24.04.18

Abgabe: 08.05.18

2.Abgabe: 22.05.18

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Ziel	3
2 Theorie	3
2.1 Aufbau und die Gegenfeldmethode	3
2.2 Störeinflüsse	5
3 Durchführung	5
4 Auswertung	6
4.1 Mittlere freie Weglänge	6
4.2 Energieverteilung der Elektronen	7
4.3 Franck-Hertz-Kurve	10
4.4 Ionisierungsenergie	11
5 Diskussion	11
Literatur	12
6 Anhang	12

1 Ziel

Die Energiedifferenz zwischen dem ersten angeregten Zustand E_1 und dem Grundzustand E_0 eines Hg-Atoms wird bestimmt. Des Weiteren wird die Energieverteilung der Elektronen untersucht und die Ionisationsenergie von Hg bestimmt.

2 Theorie

Es handelt sich um ein Elektronenstoßexperiment, mit denen die Struktur der Elektronenhüllen untersucht wird. Zur elastischen und unelastischen Stößen von Elektronen einer bestimmten Energie mit Hg-Atomen kommt es in einer abgeschlossenen Kammer. Die unelastischen Stöße versetzen die Hg-Atome in den ersten angeregten Zustand. Dabei nehmen sie die Energie auf, die sich aus der Energiedifferenz der Elektronen vor und nach dem Stoß ergibt:

$$\frac{m_0 v_{vor}^2}{2} - \frac{m_0 v_{nach}^2}{2} = E_1 - E_0 \quad (1)$$

v_{vor} und v_{nach} sind die Geschwindigkeiten der Elektronen vor und nach dem Stoß. m_0 ist die Ruhemasse eines Elektrons. Mit der Gegenfeldmethode wird die Energie der Elektronen bestimmt.

2.1 Aufbau und die Gegenfeldmethode

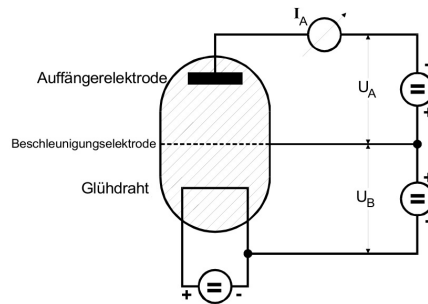


Abbildung 1: Braggsche Reflexion am Gitter. [2]

In Abb. 1 ist eine schematische Darstellung des Franck-Hertz-Versuchs zu sehen. Im Ovalen Gefäß befindet sich Quecksilber, welches zum Teil spontan verdampft, bis sich ein Gleichgewichtsdampfdruck einstellt. Dieser Druck $p_{Sttigung}$ hängt nur von der Temperatur ab. Durch einen Gleichstrom wird der Glühdraht erhitzt, welcher durch den glühelektrischen Effekt Elektronen emittiert. Gegenüber ist eine Elektrode mit der positiven Spannung U_B , zu welcher die Elektronen hin beschleunigt werden. Anschließend besitzen die Elektronen eine kinetische Energie von:

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

Diese Gleichung gilt nur, wenn die Elektronen zuvor die Geschwindigkeit $v = 0$ hatten. Hinter der Beschleunigungselektrode wird eine negativ geladene Auffängerelektrode gesetzt. Nur die Elektronen, deren Geschwindigkeit v_z in Feldrichtung die Ungleichung

$$\frac{m_0}{2} v_z^2 \geq e_0 U_A$$

erfüllt, kommen an der Auffängerelektrode an, die anderen kehren zur Beschleunigungselektrode zurück. Bei nur geringer Energie der Elektronen treten lediglich elastische Stöße im Beschleunigerraum auf. Durch das Massenverhältnis $\frac{m_0}{M}$, welches den Energieverlust bestimmt und sehr klein ist. Ist bei den elastischen Stößen der Energieverlust ΔE des Elektrons nicht von Relevanz.

$$\Delta E \approx \frac{4m_0 M}{(m_0 + M)^2} \cdot E \approx 1,1 \cdot 10^{-5} E$$

Während der Energieverlust also zu vernachlässigen ist, muss die Richtungsänderung, die das Elektron bei dem Stoß erfährt, trotzdem beachtet werden. Wird die Energie der Elektronen genauso groß wie die Energiedifferenz $E_1 - E_0$ oder größer, so kommt es zu unelastischen Stößen zwischen ihnen und den Hg-Atomen. Dadurch wird das Hg-Atom mit der Energiedifferenz auf den angeregten Zustand gehoben und das Elektron behält die restliche Energie. Das Hg-Atom geht vom ersten angeregten Zustand unter Emission einer elektromagnetischen Welle wieder in den Grundzustand über. Das emittierte Lichtquant besitzt die Energie:

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

ν ist die Frequenz der emittierten Strahlung und h das Plancksche Wirkungsquantum. Bei der Gegenfeldmethode wird nun der Strom I_A an der Auffängerkathode beobachtet, wobei die Beschleunigungsspannung U_B kontinuierlich vergrößert wird. Ein schematischer Verlauf der Kurve ist in Abbildung 2 zu sehen. Es wird ein größer werdender Strom

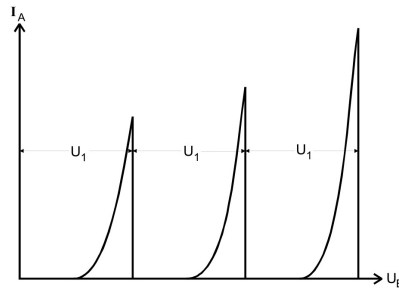


Abbildung 2: Zusammenhang zwischen U_B und I_A . [2]

registriert, wenn die Beschleunigungsspannung größer ist als die Spannung der Auffängerelektrode. Sobald die Elektronen die Energie von $E_1 - E_0$ erreichen verlieren sie die Energie bei den unelastischen Stößen und gelangen nicht mehr zur Auffängerkathode. Bei weiterer Steigerung der Beschleunigungsspannung erhalten die Elektronen nach dem Stoß erneut Energie, bis sie wieder den Energiebetrag $E_1 - E_0$ besitzen und erneut ein

Hg-Atom anregen können. Der Auffängerstrom wird also in periodischen Intervallen der Länge U_1 immer wieder ansteigen und abrupt abfallen. Die Länge U_1 bezeichnet das erste Anregungspotential:

$$U_1 := \frac{1}{e_0}(E_1 - E_0) \quad (4)$$

2.2 Störeinflüsse

In einigen Punkten weicht die beobachtete Kurve des Auffängerstroms vom Idealfall ab. Sowie das Beschleunigungspotential von der Beschleunigungsspannung abweicht. Dies liegt an den unterschiedlichen Austrittsarbeiten für Elektronen des Glühdrahts und der Beschleunigungselektrode. Für das effektive Beschleunigungspotential ergibt sich:

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

Φ ist die Austrittsarbeit des Glühdrahts, bzw der Beschleunigungselektrode. $\frac{1}{e_0}(\Phi_B - \Phi_G)$ wird als Kontaktpotential K bezeichnet. Die Franck-Hertz Kurve ist um dieses Kontaktpotential K verschoben. Desweiteren treten die Elektronen nach der Fermi-Dirac Verteilung schon mit einer von Null verschiedenen und unterschiedlichen Anfangsgeschwindigkeit aus dem Metall aus. Deswegen besitzen sie eine Energieverteilung, was dazu führt, dass es nicht bei einer genau zu bestimmenden Beschleunigungsspannung zu unelastischen Stößen kommt. Somit wird sich die Kurve den Maxima flacher annähern und stetig einem Minimum annähern. Durch die elastischen Stöße und die daraus folgenden Richtungsänderungen kommt es zu einer Verteilung der relevanten Geschwindigkeitskomponente v_z . Dadurch erreichen nicht mehr alle Elektronen die Auffängerelektrode.

3 Durchführung

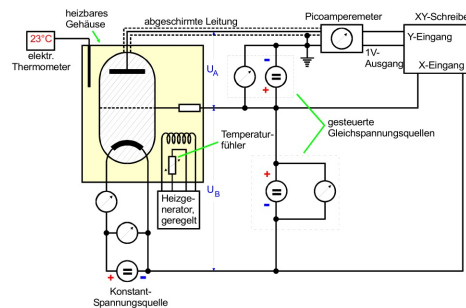


Abbildung 3: Aufbau zur Aufnahme einer Franck-Hertz-Kurve. [2]

Auf dem XY-Schreiber wird das Milimeterpapier befestigt und der Schreiber justiert. Dazu wird dieser in die untere linke Ecke des Papiers gebracht. Um den Versuch durchführen zu können werden die einzelnen Elemente wie in der Abbildung 3 verkabelt. Zuerst wird die integrale Energieverteilung der Elektronen bei verschiedenen Temperaturen T

bestimmt. Wofür die Beschleunigungsspannung U_B auf 11V eingestellt wird. Bei ausgeschalteter Heizung wird der Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit von der Bremsspannung U_A aufgezeichnet. Danach wird die Heizung eingeschaltet, sodass die nächste Kurve, auf einem neuen Blatt, bei $T = (140 - 160)^\circ\text{C}$ aufgenommen wird. Um die Ionisationsenergie von Hg zu bestimmen, wird die Bremsspannung auf -30V eingestellt. So werden die erzeugten Ionen an der Auffängerelektrode registriert, die Elektronen aber nicht. Die Heizung wird so eingestellt, dass diese Messung bei $T = (100-110)^\circ\text{C}$ stattfindet. Es wird der Auffängerstrom in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung aufgetragen. Die Beschleunigungsspannung wird von 0 bis 60V hochgeregelt. Die Franck-Hertz-Kurve wird bei einer Temperatur im Bereich von $T = (160 - 200)^\circ\text{C}$ aufgenommen. Die Bremsspannung wird auf -1V eingestellt.

4 Auswertung

4.1 Mittlere freie Weglänge

Die vom Sättigungsdampfdruck abhängige mittlere freie Weglänge \bar{w} hat maßgeblich auf die Zusammenstöße zwischen Elektronen Hg-Atome Einfluss. Das Verhältnis von mittlerer freier Weglänge \bar{w} und dem Abstand Kathode-Beschleunigungselektrode a muss zwischen 1000 und 4000 liegen. In diesem Bereich ist der Sättigungsdampfdruck groß genug, um ausreichend Zusammenstöße für die Beobachtung des Franck-Hertz-Effekts hervorzurufen. Der Sättigungsdampfdruck ist jedoch noch zu gering für ein vermehrtes Auftreten von elastischen Stößen, die dafür sorgen, dass die Elektronen ihre Richtung ändern und die Auffängerelektrode nicht mehr erreichen. Für die mittlere freie Weglänge und den Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ gelten folgende Beziehungen.

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

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

In der anschließenden Tabelle 1 werden die mittlere freie Weglänge \bar{w} und der Abstand Kathode-Beschleunigungselektrode a nun verglichen. Für die hier verwendete Röhre beträgt $a = 1\text{ cm}$.

Tabelle 1: Verhältnis von mittlerer freier Weglänge \bar{w} und der Abstand Kathode-Beschleunigungselektrode a .

Temperatur T in K	Weglänge \bar{w} in m	Verhältnis a/\bar{w}
314,15	$1,689 \cdot 10^{-3}$	5,92
423,15	$6,014 \cdot 10^{-6}$	1663
448,15	$2,429 \cdot 10^{-6}$	4117
378,15	$4,158 \cdot 10^{-5}$	240

4.2 Energieverteilung der Elektronen

Die differentieller Energieverteilung wird aus den ersten beiden Graphen in Kapitel 6 ermittelt, die die Bremsspannung U_A in Abhängigkeit des Auffängerstroms I_A abbilden. Der Auffängerstrom ist proportional zur Anzahl der Elektronen und die Bremsspannung proportional zur Energie der Elektronen. Die differentieller Energieverteilung kann also über die in die Graphen eingezeichnete Steigungsdreiecke berechnet werden. Dafür ist allerdings eine Skalierung der x-Achse der Graphen notwendig, die im Folgenden durchgeführt wird (siehe Tabelle 2). Die aus den Steigungsdreiecken berechneten Steigungen sind in Tabelle 3

Tabelle 2: Skalierung der x-Achse der ersten beiden Graphen aus Kapitel 6.

Bremsspannung in V	Graph 1 (314,15 K) Anzahl mm-Kästchen	Graph 2 (423,15 K) Anzahl mm-Kästchen
0-2	48	49
2-4	47	49
4-6	52	51
6-8	53	50
Skalierung S	$S_1 = (4,010 \pm 0,012) \cdot 10^{-2} \text{ V/mm}$ $S_2 = (4,021 \pm 0,004) \cdot 10^{-2} \text{ V/mm}$	

aufgeführt und werden in Abbildung 4 und 5 gegen die Bremsspannung aufgetragen. Die Ordinaten sind dabei proportional zur Anzahl, die Abszissen proportional zur Energie der Elektronen. Aus Abbildung 4 lässt sich mit der eingezeichneten Hilfsgerade ablesen, dass die meisten Elektronen eine Energie von 9,223 eV besitzen. Da die Elektronen mit 11 Volt beschleunigt werden, ergibt sich ein Kontaktpotential von $K_1 = 1,777$ Volt. Dass der Peak bei 9 Volt in Abbildung 4 und die Sprungstelle bei 1,2 Volt in Abbildung 5 stetig sind, liegt an der Energieverteilung der Elektronen, die der Fermi-Dirac-Statistik folgt. Der sonst flache Verlauf der Abbildung 5 lässt sich durch die gleichmäßig Verteilung der Energiekomponente in Richtung der Auffängerelektrode erklären, die auf die zufällig stattfindenden elastischen Stöße zurückzuführen werden kann. Bei 423,15 K ist die mittlere freie Weglänge schon so gering, dass es zu Anregung der Hg-Atome kommt. Die maximale Energie, die dann gemessen werden kann, ist $U_B \cdot e_0 - K_1 - 4,9 \text{ eV} = 4,323 \text{ eV}$.

Tabelle 3: Bremsspannung und Steigung der Graphen.

Graph 1 (314,15 K)			Graph 2 (423,15 K)		
Stelle x in mm	Bremsspannung $x \cdot S_1$ in V	Steigung $\Delta y / \Delta x$	Stelle x in mm	Bremsspannung $x \cdot S_2$ in V	Steigung $\Delta y / \Delta x$
6	0,240	0,1	3,5	0,140	3,0
16	0,641	0,1	8,5	0,341	2,6
26	1,042	0,1	13,5	0,542	2,6
36	1,443	0,1	18,5	0,743	4,4
46	1,844	0,1	23,5	0,944	2,6
56	2,245	0,2	28,5	1,146	1,0
66	2,646	0,1	33,5	1,347	1,4
76	3,047	0,2	38,5	1,548	0,8
86	3,448	0,3	43,5	1,749	0,2
96	3,850	0,2	48,5	1,950	0,4
106	4,251	0,3	53,5	2,151	0,08
116	4,652	0,2	58,5	2,352	0,08
126	5,053	0,2	63,5	2,553	0,08
136	5,454	0,3	68,5	2,754	0,08
146	5,855	0,4	73,5	2,955	0,08
156	6,256	0,4	78,5	3,156	0,4
166	6,657	0,5	83,5	3,357	0,4
176	7,058	0,6	88,5	3,558	0,4
186	7,459	0,7	93,5	3,759	0,4
193	7,760	1,0	98,5	3,960	0,4
198	7,960	1,0	103,5	4,161	0,6
203	8,161	1,2	108,5	4,363	0,6
208	8,361	1,2	113,5	4,564	0,6
213	8,562	1,6	118,5	4,765	0,6
218	8,762	2,0	123,5	4,966	0,6
223	8,963	2,8	128,5	5,167	0,6
228	9,163	4,4	133,5	5,368	0,4
233	9,364	3,6	138,5	5,569	0,6
238	9,564	0,8	143,5	5,770	0,6
243	9,765	0,0	148,5	5,971	0,4
			153,5	6,172	0,4
			158,5	6,373	0,4
			163,5	6,574	0,2
			168,5	6,775	0,2
			173,5	6,976	0,0
			178,5	7,177	0,0

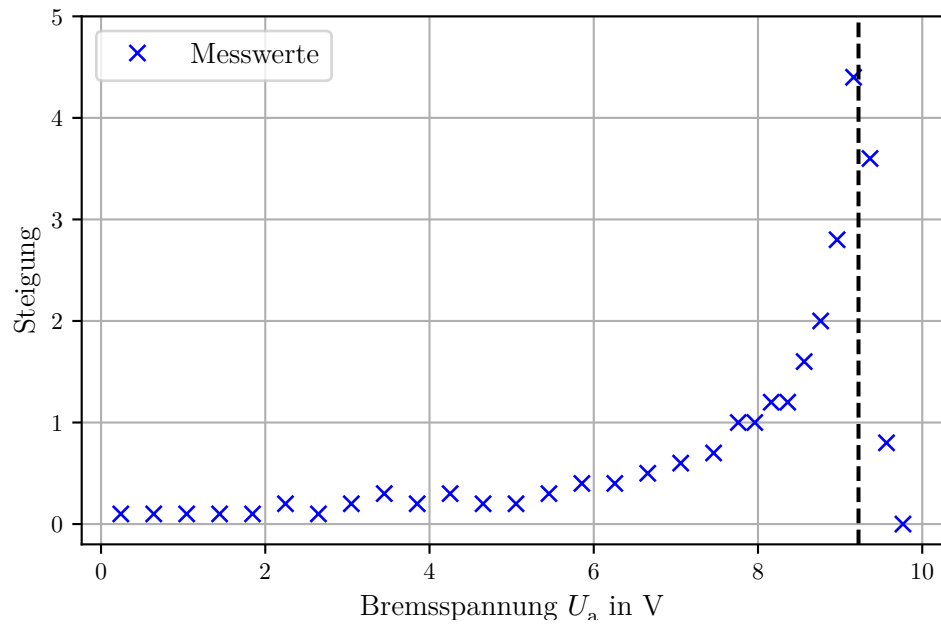


Abbildung 4: Differentielle Energieverteilung bei 314,15 K.

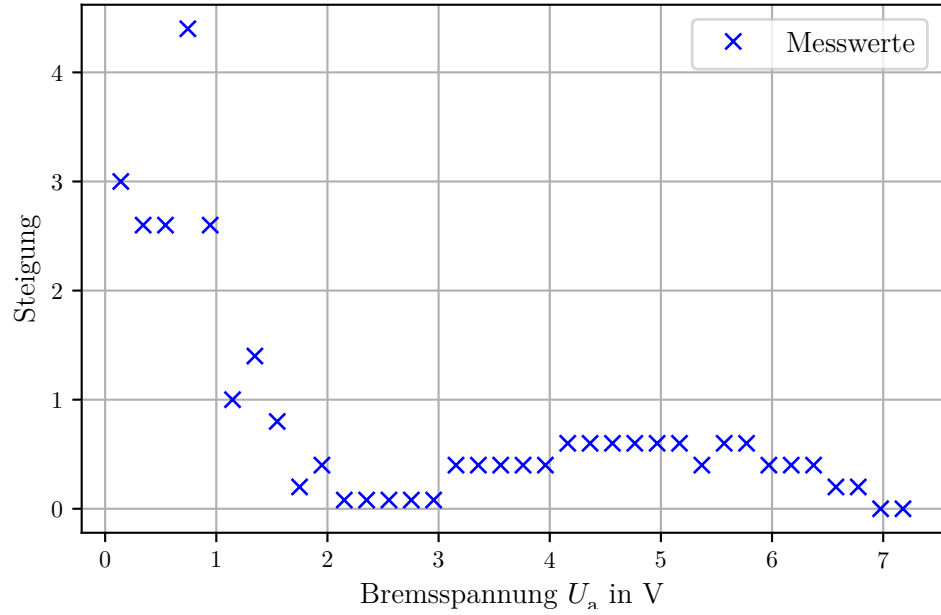


Abbildung 5: Differentielle Energieverteilung bei 423,15 K.

4.3 Franck-Hertz-Kurve

Die aufgenommene Franck-Hertz-Kurve ist als dritter Graph in Kapitel 6 zu sehen. Genau wie zuvor in Kapitel 4.2 muss die x-Achse skaliert werden (siehe Tabelle 4). Aus Abstände

Tabelle 4: Skalierung der x-Achse des dritten Graphen aus Kapitel 6.

Bremsspannung in V	Graph 3 (448,15 K) Anzahl mm-Kästchen
0-10	33
10-20	32
20-30	32
30-40	34
40-50	33
Skalierung $S \quad S_3 = (3,050 \pm 0,035) \cdot 10^{-1} \text{ V/mm}$	

der Maxima lässt die erste Anregungsenergie U_1 berechnen. Die Abstände können aus dem dritten Graphen abgelesen werden und sind in Tabelle 5 mit den entsprechenden Energien aufgeführt. Aus der mittleren Anregungsenergie kann die dazugehörige Wellenlänge

Tabelle 5: Abstände der Maxima der Franck-Hertz-Kurve und Anregungsenergie.

Ordnungszahl	Abstand der Maxima $M_{k+1} - M_k$ Anzahl mm-Kästchen	Anregungsenergie U_1 in eV
1	16	4,880
2	16	4,880
3	16	4,880
4	16	4,880
5	18	5,490
6	19	5,795
7	17	5,185
Mittelwert U_1		$5,142 \pm 0,140$

berechnet werden.

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{U_1} = 241 \text{ nm}$$

Aus der Abweichung zwischen erstem Maxima und der Anregungsenergie lässt sich das Kontaktpotential berechnen.

$$K_2 = M_1 - U_1 = 6,71 \text{ V} - 5,142 \text{ V} = 1,568 \text{ V}$$

Der Energieverlust durch die elastischen Stöße führt nur zu einem Abflachen der Kurve. Da jedoch für die Auswertung der Anregungsenergie nur die Abstände der Maxima von Interesse sind, spielt dieser Effekt keine Rolle.

4.4 Ionisierungsenergie

Die Ionisierungsenergie wird mit Hilfe des letzten Graphen aus Kapitel 6 bestimmt. Als erstes muss wieder eine Skalierung des Graphen vorgenommen werden (siehe Abb. 6). Dazu wird eine Asymptote in den Graphen eingezeichnet und aus deren Schnitt-

Tabelle 6: Skalierung der x-Achse des vierten Graphen aus Kapitel 6.

Bremsspannung in V	Graph 4 (378,15 K) Anzahl mm-Kästchen
0-10	34
10-20	33
20-30	34
30-40	35
40-50	35
Skalierung S $S_4 = (2,925 \pm 0,032) \cdot 10^{-1} \text{ V/mm}$	

punkt $x_0 = 15,45 \text{ V}$ mit der x-Achse und den zuvor berechneten Kontaktpotentialen die Ionisierungsenergie berechnet.

$$E_{\text{ion},1} = (x_0 - K_1)e_0 = 13,673 \text{ eV}$$

$$E_{\text{ion},2} = (x_0 - K_2)e_0 = 13,882 \text{ eV}$$

5 Diskussion

Die zwei berechneten Ionisierungsenergien weichen deutlich vom Literaturwert $E_{\text{Lit}} = 10,438 \text{ eV}$ [1] ab:

$$\frac{E_{\text{ion},1} - E_{\text{Lit}}}{E_{\text{Lit}}} = 30,99 \%$$

$$\frac{E_{\text{ion},2} - E_{\text{Lit}}}{E_{\text{Lit}}} = 32,99 \%$$

Die Abweichung der Ionisierungsenergien untereinander liegt jedoch bei 1,51 %. Die Kontaktpotentiale sind also wahrscheinlich relativ genau bestimmt worden. Die deutlich größere Fehlerquelle ist der Schnittpunkt der Asymptote, der genutzt wird, um die Ionisierungsenergie zu berechnen. Denn die Asymptote wird nicht berechnet, sondern nach Maß eingezeichnet und der Schnittpunkt abgelesen. Zwischen Literaturwert $U_{\text{Lit}} = 4,9 \text{ eV}$ [3] und berechnetem Mittelwert der Anregungsenergie liegt nur eine Abweichung von:

$$\frac{\bar{U}_1 - U_{\text{Lit}}}{U_{\text{Lit}}} = 4,94 \%$$

Eine Ursache für die Abweichung stellt die Genauigkeit der Werte dar, da diese nur aus den Graphen aus 6 abgelesen werden. Außerdem zeichnet der xy-Schreiber die Messwerte auch nur begrenzt genau auf.

Literatur

- [1] *Der Franck-Hertz-Versuch*. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/1612> (besucht am 21.05.2018).
- [2] TU Dortmund. *V601 Franck-Hertz-Versuch*. 2014.
- [3] *Quecksilber*. URL: <http://www.periodensystem.info/elemente/quecksilber/> (besucht am 21.05.2018).

6 Anhang