

V601 Franck-Hertz-Versuch

Connor Magnus Böckmann

email: connormagnus.boeckmann@tu-dortmund.de

Tim Theissel

email: tim.theissel@tu-dortmund.de

27. April 2021

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Aufbau und Funktionsweise des Franck-Hertz-Versuchs	3
2.2	Einflüsse auf die Gestalt der Franck-Hertz-Kurve	5
2.2.1	Das Kontaktpotential	5
2.2.2	Das Energie-Spektrum der Elektronen	6
2.2.3	Der Dampfdruck	6
2.3	Beschreibung der Apparatur	8
2.4	Bedienung und Kalibrierung der Apparatur	9
3	Auswertung	9
3.1	Sättigungsdampfdruck und mittlere freie Weglänge	9
3.2	Differentielle Energieverteilung	9
3.3	Franck-Hertz Kurve	11
4	Diskussion	13
4.1	allgemeines	13
4.2	Sättigungsdampfdruck und mittlere freie Weglänge	13
4.3	Energieverteilung	13
4.4	Franck-Hertz Kurve	13
4.5	Energieverlust elastischer Stoß	14
5	Tabellen und Graphen	14

1 Zielsetzung

Das Ziel des Franck-Hertz-Versuchs ist die Ermittlung, der von einem Quecksilber-Atom aufgenommenen Energie, um es in einen angeregten Zustand zu versetzen. Dies erfolgt mit Hilfe von Elektronenstößen mit Quecksilberatomen in Dampf. Gemessen wird dabei die Energie der Elektronen vor dem Stoß über die Beschleunigungsspannung und die Energie nach dem Stoß unter Zuhilfenahme einer Gegenfeldmethode.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Aufbau und Funktionsweise des Franck-Hertz-Versuchs

Der Franck-Hertz-Versuch besteht im wesentlichen aus einem Behälter, welcher evakuiert wurde. In diesem befindet sich ein sehr kleiner Quecksilbertropfen, welcher verdampft, sodass sich ein Gleichgewichtsdampfdruck p_{saet} einstellt. Dieser ist von der Umgebungstemperatur T abhängig und lässt sich somit steuern. Ausserdem enthält das Gefäß einen Wolfram-Draht, welcher durch einen Gleichstrom erhitzt wird bis er glüht. Der glühelektrische Effekt sorgt dafür, dass eine Elektronenwolke den Draht umgeben, welche mit einer gegenüber liegenden, netzfoermigen Elektrode und der daran anliegenden positiven Beschleunigungsspannung U_B abgegriffen und beschleunigt werden kann. Nach Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke hat das Elektron eine kinetische Energie von

$$\frac{m_0 \cdot v_{\text{vor}}^2}{2} = e_0 U_B$$

, wenn es vorher die Geschwindigkeit $v_{\text{vor}} = 0$ hatte. Eine Auffaengerelektrode befindet sich hinter dem Beschleunigungselektrodenetz, an welcher der Auffaengerstrom I_A mit einem Messgeraet gemessen werden kann. Zwischen Beschleunigerelektrode und Auffaengerelektrode liegt eine kleine Bremsspannung U_A an, welche dafür sorgt, dass nur Elektronen die Auffaengerelektrode erreichen, welche die Ungleichung

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

erfüllt. Elektronen, welche diese Ungleichung nicht erfüllen kehren zur Beschleunigerelektrode zurück. Im Beschleunigerraum befinden sich aber nun Quecksilberatome, mit welchen die Elektronen zusammenstossen können. Bei geringer Energie sind diese Stöße elastisch, wobei auf Grund der sehr unterschiedlich grossen Massen der Elektronen und des Quecksilberatoms eine vernachlässigbar geringe Energieübertragung stattfindet.

Der zweite Fall ist, dass die Elektronenenergie E gross genug ist, um das Hg-Atom anzuregen. Dies wird erreicht durch das Erhoehen der Beschleunigungsspannung bis die Elektronenenergie groesser oder gleich der Energiedifferenz zwischen dem angeregten Zustand E_1 und dem Grundzustand E_0 ist. Bei einem solchen Stoss wird eben jene Energie $E_1 - E_0$ auf das Atom uebertragen, waehrend das Elektron die Energie $E - (E_1 - E_0)$ behaelt. Nach einer Relaxationszeit von etwa $10^{-10}s$ geht das Atom nun wieder in den Grundzustand zurueck und emmitiert dabei einen Lichtquant mit einer Energie von eben jener Energiedifferenz $E_1 - E_0$:

$$h\nu = E_1 - E_0$$

($h = \text{Planksches Wirkungsquantum}, \nu = \text{Frequenz des Lichts}$)

Nun wird der Aufaengerstrom I_A gegenueber der Beschleunigungsspannung U_B aufgetragen. Wird nun U_B von null an erhoecht, waechst der Elektronenstrom an sobald die Beschleunigungsspannung das fest eingestellte Gegenpotential U_A uebersteigt. Bei weiterer Steigerung von U_B ueberragt diese schliesslich irgendwann $E_1 - E_0$ ein bisschen, wodurch die zuvor beschriebenen inelastischen Stoesse auftreten. Sie verlieren dabei nahezu ihre gesamte Energie, wodurch sie nicht mehr gegen das Bremsfeld ankommen. Daher faellt der Aufaengerstrom stark ab. Nun kann die Beschleunigungsspannung weiter gesteigert werden, wodurch von den Elektronen nach dem Stoss erneut Energie aufgenommen werden kann. Daher steigt der Aufaengerstrom dann wieder an, bis die Elektronen erneut die Energie $E_1 - E_0$ aufweisen und sie somit einen weiteren inelastischen Stoss ausfuehren koennen, woraufhin erneut der Aufaengerstrom abfaellt. Dieser Ablauf laesst sich noch mehrmals wiederholen. Die ausgegebene, idealisierte Grafik ist in 1 zu sehen.

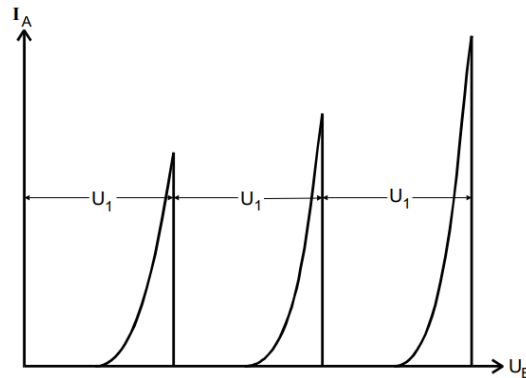


Abbildung 1: Idealisierter Zusammenhang aus I_A und U_B
Aus: Anleitung V601 Seite 118

Nach den gemachten Vorueberlegungen muss der Abstand zweier aufeinanderfolgender Peaks dem Anregungspotential entsprechen.

$$U_1 := \frac{1}{e_0}(E_1 - E_0) \quad (2)$$

2.2 Einflüsse auf die Gestalt der Franck-Hertz-Kurve

Statt der in 1 dargestellten idealisierten Kurve wird in der Realität eine etwas andere Kurve erhalten. Begründet ist das durch einige Nebeneffekte, welche im Folgenden erläutert werden sollen.

2.2.1 Das Kontaktpotential

Wenn die Beschleunigerelektrode und der Glühdraht aus unterschiedlichen Materialien besteht, ist das tatsächliche Beschleunigerpotential von der Spannung U_B verschieden, wenn die Austrittsarbeit beider Materialien verschieden ist. Für das Material des Glühdrahtes wird für gewöhnlich ein Material mit geringer Austrittsarbeit gewählt, um bereits bei niedrigen Temperaturen eine hohe Emissionsrate zu erreichen. Daher ist die Austrittsarbeit des Glühdrahtes Φ_G bedeutend kleiner, als die der Beschleunigerelektrode Φ_B . Die Potentialverhältnisse sind in 2 dargestellt.

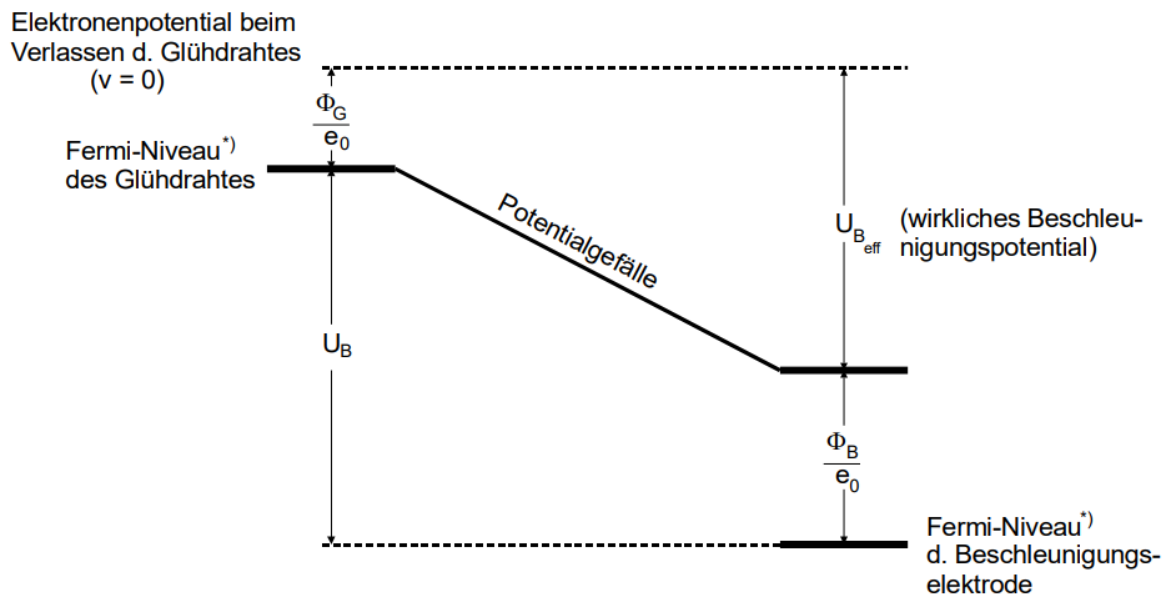


Abbildung 2: Potentialverhältnisse zwischen Beschleunigerelektrode und Glühdraht
Aus: Anleitung V601 Seite 119

Das effektive Beschleunigerpotential $U_{B,eff}$ hat den Wert:

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

Der Ausdruck

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

wird Kontaktpotential K genannt. Die Franck-Hertz-Kurve ist um eben jenes Kontaktpotential K verschoben.

2.2.2 Das Energie-Spektrum der Elektronen

Ausgang der bisherigen Betrachtung war immer, dass alle Elektronen nach der Beschleunigung die gleiche Energie haben. Diese Annahme ist aber nicht wahr. Die Leitungselektronen besitzen im Metall des Gluehdrahts bereits ein Spektrum an Energien (Fermi-Dirac-Verteilung), weshalb sie bei der Gluehemission bereits unterschiedliche Anfangsgeschwindigkeiten haben. Daher haben sie nach Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke ebenfalls ein Spektrum an Energien. Die inelastischen Stoesse setzen also nicht mehr bei einer genau definierten Beschleunigungsspannung ein, sondern eher in einem gewissen Bereich. Aus diesem Grund steigt die Kurve im Vergleich zum Ideal in 1 nicht mehr so stark, wenn sie sich einem Maximum naehert und faellt danach nicht unstetig auf null ab, sondern naehert sich stetig einem Minimum an Strom I_A .

Erwaehnungswert sind hier aber auch die elastischen Stoesse zwischen Elektronen und Hg-Atomen. Wie bereits genannt wird hierbei kaum Energie uebertragen, jedoch sorgen diese Stoesse unter Umstaenden fuer grosse Richtungsaenderungen der Elektronen. Zwischen Gluehdraht und Beschleunigerelektrode sind diese nicht weiter von Bedeutung. Die Richtungsaenderungen koennen jedoch zwischen Beschleunigerelektrode und Auffaengerelektrode zu einer Verteilung der z-Komponente der Geschwindigkeiten fuehren. Da aber das Ueberwinden des Gegenfeldes und damit das Erreichen der Auffaengerelektrode von v_z abhaengt, wird hierdurch die Kurve flacher und breiter werden.

2.2.3 Der Dampfdruck

Entscheidend fuer den Erfolg des Franck-Hertz-Versuchs sind die Zusammenstoesse von Hg-Atomen und Elektronen. Die mittlere freie Weglaenge \bar{w} muss also klein im Vergleich zur Strecke a zwischen Gluehdraht und Beschleunigerelektrode sein. \bar{w} kann ueber den Saettigungsdampfdruck p_{saet} eingestellt werden.

$$\bar{w}[cm] = \frac{0,0029}{p_{saet}} [p \text{ in mbar}] \quad (3)$$

Der Saettigungsdampfdruck laesst sich aus der Temperatur T des Gefaesses errechnen:

$$p_{saet}(T) = 5,5 \cdot 10^7 \cdot e^{\frac{-6876}{T}} [p \text{ in mbar}, T \text{ in K}] \quad (4)$$

Die gesamte, relevante Dampfdruckkurve ist in 3 dargestellt.

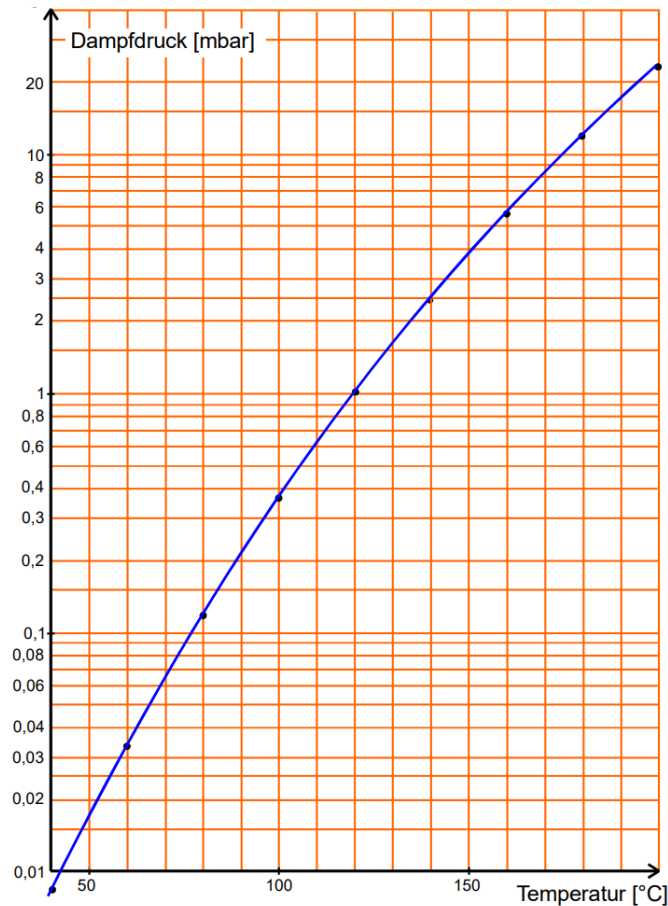


Abbildung 3: Dampfdruckkurve des Quecksilbers
Aus: Anleitung V601 Seite 121

Nun kann eine Temperatur bestimmt werden, bei der der Franck-Hertz-Effekt beobachtet werden kann. \bar{w} sollte hierbei um den Faktor 1000 bis 4000 kleiner sein als a . a betraegt hier bei dieser Roehre etwa 1cm. Somit gibt es einen Dampfdruckbereich in dem die Roehre optimal arbeitet. Ist der Dampfdruck zu gering, laufen die Elektronen ohne Wechselwirkung mit dem Hg zur Auffaengerelektrode. Theoretisch ist es bei grossen Beschleunigungsspannungen moeglich das Hg-Atom hoeher als bis zum ersten Anregungszustand anzuregen, jedoch ist dies auf Grund der geringen Stosswahrscheinlichkeit selten zu beobachten.

Wird p_{saet} zu gross gewaehlt, kommt zu sehr vielen elastischen Stoessen, was zu einer starken Verringerung des Auffaengerstroms fuehrt. Dieser Effekt ruehrt daher, dass die elastischen Stoesse -wie bereits genannt- zu starken Richtungaenderungen der Elektronen fuehrt.

2.3 Beschreibung der Apparatur

Die Apparatur besteht aus einem mit Hg-Dampf gefüllten Glasrohr. In diesem befinden sich der Gluehdraht, die Beschleunigerelektrode und die Aufhaengerelektrode.

Dieses Glasrohr ist in einem Metallgehaeuse untergebracht, welches beheizt und die Temperatur konstant gehalten werden kann. Gemessen und kontrolliert wird diese Temperatur ueber ein Thermometer, welches aus dem Gehaeuse rausragt.

Der Gluehdraht wird von einem Konstantspannungsgeraet gespeist. Dieses kann praezise eingestellt werden und ermoeeglicht so eine gute Elektronenemission durch den gluehelektrischen Effekt.

Ein weiteres Spannungsgeraet liefert die Spannungen fuer die Beschleunigung und das Gegenfeld. Dieses kann sowohl U_B als auch U_A zeitproportional aendern in einem Bereich von $0 \leq U_B \leq 60V$ fuer die Beschleunigungsspannung und $0 \leq U_A \leq 11V$ fuer die Gegenspannung U_A .

Der Strom I_A an der Aufhaengerelektrode wird mithilfe eines Picoamperemeters gemessen, da dieser sehr klein ist. Aus diesem Grund wird das Signal dessen von einem Gleichstrom-verstaerker proportional zum Eingangsstrom verstaerkt und ausgegeben.

Schliesslich laesst sich die Franck-Hertz-Kurve mit einem so genannten XY-Schreiber auftragen, welcher auf der X-Achse mit der Beschleunigerspannung beschaltet wird und auf der Y-Achse mit einer Spannung, welche proportional zum Aufhaengerstrom I_A ist. Geschaltet wird die Apparatur entsprechend 4.

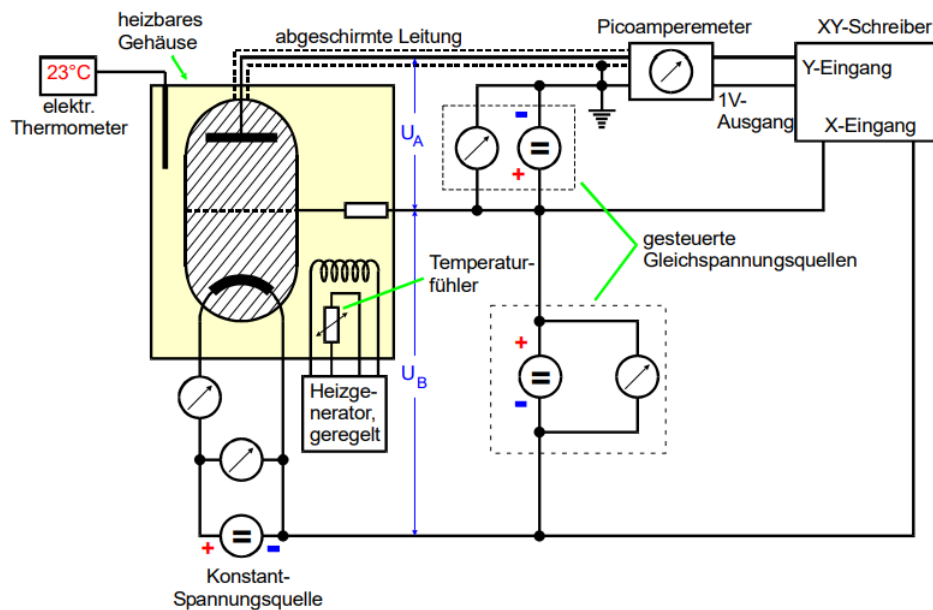


Abbildung 4: Schaltplan der Franck-Hertz-Apparatur
Aus: Anleitung V601 Seite 124

2.4 Bedienung und Kalibrierung der Apparatur

Zuerst sollte die Temperatur im Gehäuse eingestellt werden. Dazu stellt man diese am Temperaturregler auf den gewünschten Wert ein und wartet einige Minuten, bis die abgelesene Temperatur sich eingestellt hat und konstant bleibt. Wichtig ist, dass die Temperatur sich während des gesamten Messvorgangs einer Messreihe nicht verändert, da dieses zu Messfehlern führt. Zur Aufnahme der Franck-Hertz-Kurve wird die Heizleistung des Glühdrahts aktiviert. Daraufhin wird der XY-Schreiber mit den "Zeroes"-Stellknöpfen so justiert, dass die Nullpunkte beider Skalen in der linken, unteren Ecke liegen. Ausserdem muss die Empfindlichkeit eingestellt werden auf beiden Achsen. Dazu wird mit einer unempfindlichen Einstellung gestartet und diese immer weiter justiert bis der gemessene Graph so gross wie möglich ist mit den limitierten Einstellmöglichkeiten des Schreibers. Zu beachten ist dabei, dass die Schreibfeder nicht gegen den Anschlag läuft, da dies zu eventuellen Defekten führen kann. Die Y-Achse benötigt keine Eichung, jedoch muss die X-Achse in Volt nach der Einstellung des Geräts geeicht werden. Dazu wird in definierten Schritten von U_A beziehungsweise U_B ein Punkt auf der X-Achse markiert. Der Schreiber hat eine Funktion zur Fixierung des Papiers von der Gebrauch zu machen ist.

3 Auswertung

3.1 Sättigungsdampfdruck und mittlere freie Weglänge

Zunächst wird mit der Formel 4 der Sättigungsdampfdruck bestimmt. Dafür wurden die verwendeten Temperaturen in Kelvin umgerechnet. Für die verschiedenen Temperaturen ergeben sich folgende Werte für den Sättigungsdampfdruck p_{sat} und die mittlere freie Weglänge \bar{w} :

Temperatur [°C]	Temperatur [°K]	p_{sat} [mbar]	\bar{w}	Verhältnis $\frac{a}{\bar{w}}$
23	296,15	$4.54 \cdot 10^{-3}$	$6.39 \cdot 10^{-3}$	1.57
155	428,15	5.83	$4.97 \cdot 10^{-6}$	$2.01 \cdot 10^3$
181	454,15	14.6	$1.98 \cdot 10^{-6}$	$5.04 \cdot 10^3$

Tabelle 1: mittlere freie Weglänge und Vergleich mit dem Abstand Kathode-Beschleunigungselektrode

3.2 Differentielle Energieverteilung

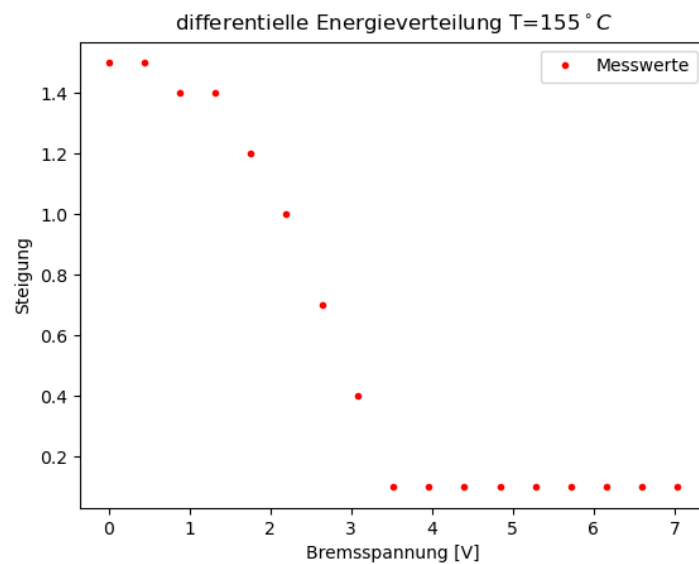
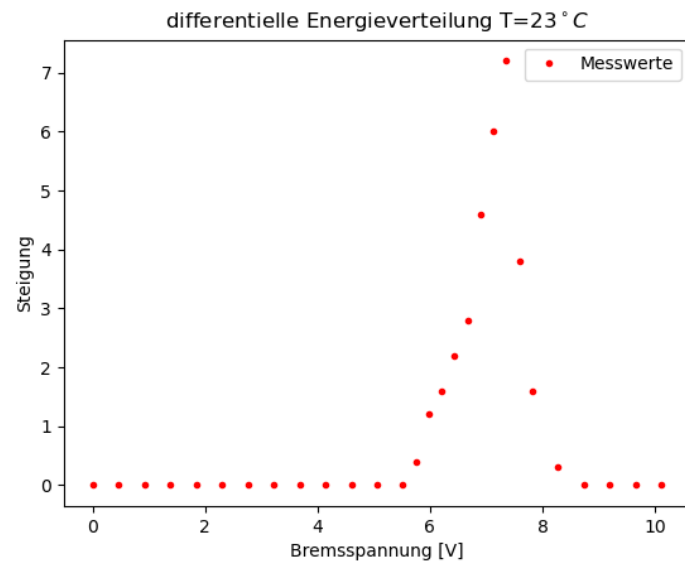
Um die differentielle Energieverteilung der Elektronen zu bestimmen muss zunächst die Skalierung der x-Achse bestimmt werden. Dafür wurden beim Zeichnen der Kurven für die integrale Energieverteilung jeweils im Abstand von 1V eine Markierung auf dem Blatt gemacht. Nun lassen sich die Abstände zwischen den Punkten bestimmen um eine Skalierung in V/mm zu erhalten. 1mm entspricht dabei einem Kästchen auf dem Papier.

	Abstände $T= 23^{\circ}C$ [mm]	Abstände $T= 155^{\circ}C$ [mm]
0-1V	23	22
1-2V	21	22.5
2-3V	24	22.5
3-4V	21	23
4-5V	21.5	21.5
5-6V	22	23
6-7V	22	23
7-8V	21	23
8-9V	21.5	22.5
9-10V	21	23
Mittelwerte	$(21.8 \pm 0.95) \text{ mm}$	$(22.6 \pm 0.49) \text{ mm}$
Skalierung	$(0.0459 \pm 0.002) \text{ V/mm}$	$(0.0442 \pm 0.001) \text{ V/mm}$

Tabelle 2: x-Achsen Skalierungen für zwei verschiedene Energieverteilungen

In der Tabelle 2 sind also die Abstände in Kästchen bzw. mm zu sehen. Aus diesen wurde der Mittelwert gebildet. Dabei entspricht deren Ungenauigkeit der Standardabweichung der Messwerte. Diese Mittelwerte geben zunächst an, dass 1V auf der x-Achse 21.8mm bzw. 22.6mm entsprechen. Die interessanteren Werte sind jedoch diejenigen, die angeben um wie viel Volt die Bremsspannung U^a größer wird, wenn sich 1mm nach rechts entlang der x-Achse bewegt wird. Um nun die differentielle Energieverteilung zu erhalten, werden wie in Abbildung ? und ? zu sehen Steigungsdreiecke eingezeichnet. Daraus kann die Steigung bestimmt werden. Wenn diese Steigungen gegen die Bremsspannung in einem Diagramm aufgetragen wird, ergibt sich die gesuchte differentielle Energieverteilung. Dabei sind die Steigungen proportional zur Anzahl der Elektronen und die Bremsspannung ist proportional zur kinetischen Energie der Elektronen.

Die differentiellen Energieverteilungen sehen folgendermaßen aus:



Die aufgetragenen Werte sind in 5 und 6 zu finden.

3.3 Franck-Hertz Kurve

Auch in dieser Aufgabe muss zunächst die Skalierung der x-Achse bestimmt werden. Dies geschieht analog zu der Vorgehensweise bei der Energieverteilung.

Abstände [mm]	
0-10V	23
10-20V	22
20-30V	22.5
30-40V	23
40-50V	22.5
Mittelwert	$(22.6 \pm 0.37)\text{mm}$
Skalierung	$(0.44 \pm 0.007)\text{V/mm}$

Tabelle 3: x-Achsenskalierung Franck-Hertz Kurve

Nun wird die erste Anregungsenergie benötigt. Diese ergibt sich, indem die Abstände der auftretenden Maxima mit der Elementarladung multipliziert werden. Die Werte sehen wie folgt aus:

Maxima	Abstände [mm]	Abstände [V]
1-2	11	4.84
2-3	12	5.28
3-4	11.5	5.06
4-5	12	5.28
5-6	12	5.28
6-7	12.5	5.50
7-8	12	5.28
Mittelwert	$(5.22 \pm 0.19)\text{V}$	

Tabelle 4: Abstände zwischen den Maxima der Franck-Hertz Kurve

Aus diesem Mittelwert ergibt sich die erste Anregungsenergie U_1 zu $(5.22 \pm 0.19)\text{eV}$. Um die Wellenlänge des emittierten Lichts zu bestimmen wird folgende Formel verwendet:

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E} \quad (5)$$

Diese Gleichung ist eine Kombination aus:

$$\lambda = \frac{c}{f}$$

$$E = h \cdot f$$

Mit $h = 4.136 \cdot 10^{-15}\text{eVs}$ und $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ergibt sich für die Wellenlänge:

$$\lambda = 238 \pm 9\text{nm}$$

4 Diskussion

4.1 allgemeines

Die Auswertung dieses Versuchs ist durchaus fehlerbehaftet. Das liegt daran, dass die Messwerte alle aus gezeichneten Kurven abgelesen sind. Dabei entstehen Ablesefehler. Des Weiteren sind auch beim Zeichnen der Kurven ein paar Probleme aufgetreten wie zum Beispiel die Schwankung der Temperatur. Die Temperatur schwankte immer stärker je höher sie eingestellt wurde und unter anderem deshalb entstehen bei den Kurven, die unter hohen Temperaturen aufgenommen wurden keine glatten sondern leicht wellige Kurven. Dieser Umstand erschwert das Ablesen der Werte auch noch ungemein, was auch einen Fehler liefert. Das Bilden von Mittelwerten liefert auch noch Ungenauigkeiten. Diese sind aber so gering, dass der Fehler durch das Ablesen deutlich größer sein dürfte und die Fehler aus der Mittelwertbildung fast zu vernachlässigen sind.

4.2 Sättigungsdampfdruck und mittlere freie Weglänge

Es ist deutlich zu erkennen, dass bei steigender Temperatur der Sättigungsdampfdruck steigt und damit die mittlere freie Weglänge sinkt. Dies ist insofern sinnvoll, dass bei erhöhten Temperaturen sich die Hg-Atome schneller bewegen und es deshalb schneller zu Stößen kommt.

4.3 Energieverteilung

Bei der differentiellen Energieverteilung fällt als erstes auf, dass der peak nicht infinitesimal breit ist. Das liegt daran, dass die Elektronen unterschiedlich große Energien beim Austritt haben. Dieses Phänomen wird als Fermi-Dirac-Verteilung bezeichnet. Bei Raumtemperatur haben die meisten Elektronen eine Energie von 7,36eV. Da die Elektronen mit 11V beschleunigt wurden, ergibt sich ein Kontaktpotential von $K_1 = 3,64V$. Die Energieverteilung bei 155°C ist ganz anders verteilt, weil es durch die kürzere mittlere freie Weglänge zu deutlich mehr Stößen kommt als bei Raumtemperatur. Deshalb entsteht der Einbruch bei dieser Energieverteilung bereits bei ungefähr 1,58V (erste Anregungsspannung-Kontaktpotential).

4.4 Franck-Hertz Kurve

Die erste Anregungsenergie sollte bei 4,9eV liegen. Der gemessene Wert von 5.22eV hat dazu eine Abweichung von 6,5%. Dieser Wert ist unter Betrachtung der genannten Messungenauigkeiten sehr genau bestimmt. Das emittierte Licht liegt mit einer Wellenlänge von 238nm im Ultraviolett-Bereich. Dieser Wert ist auch sehr nah an dem Literaturwert von 253nm. Dies ist durch die geringe Abweichung der Anregungsenergie nicht verwunderlich.

4.5 Energieverlust elastischer Stoß

An dieser Stelle sei gesagt, dass der Energieverlust der Elektronen bei zentralen elastischen Stößen vernachlässigbar gering wird durch den großen Massenunterschied zwischen dem Hg-Atom und dem Elektron.

5 Tabellen und Graphen

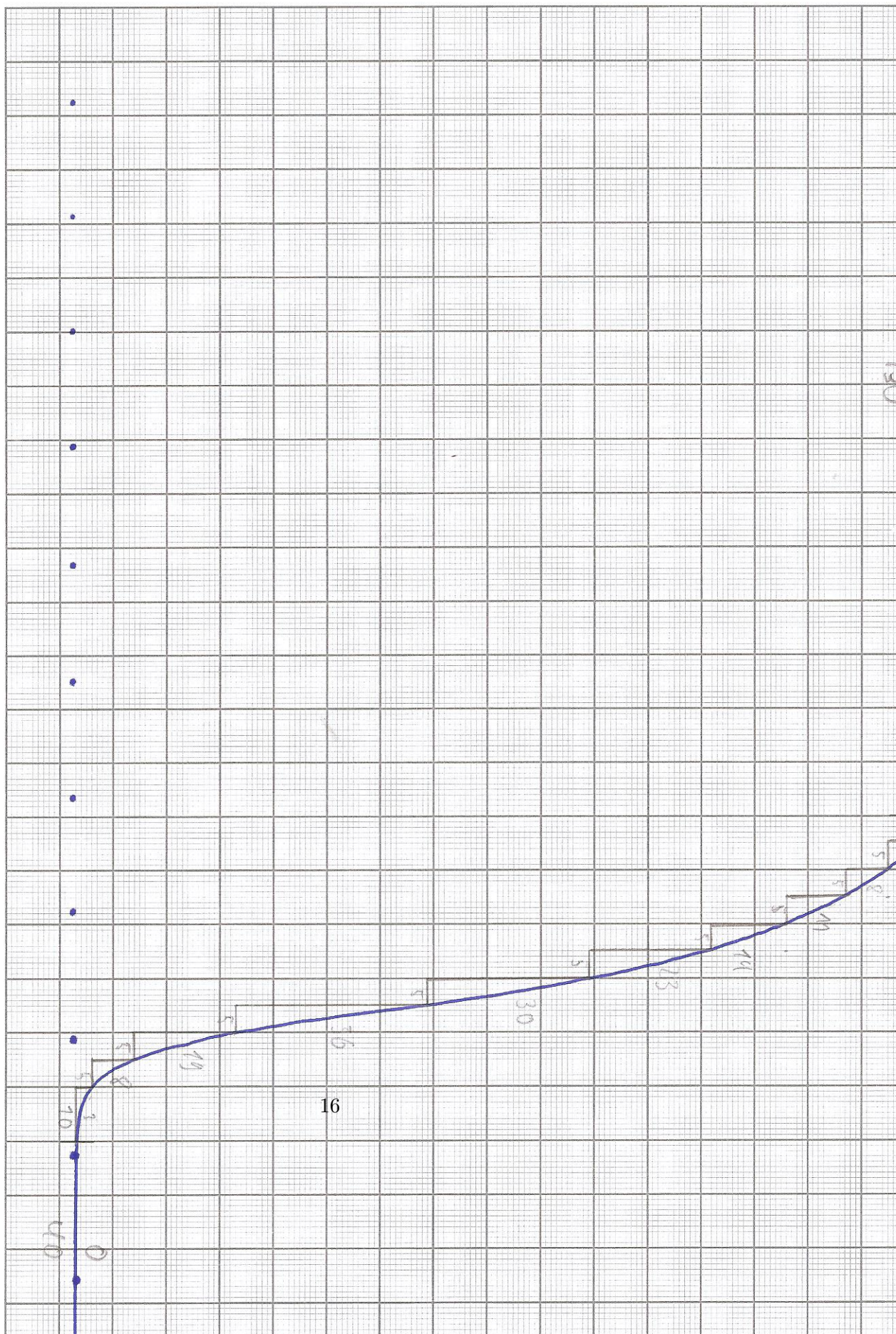
Steigung	Bremsspannung [V]
0.00	0.00
0.00	0.46
0.00	0.92
0.00	1.38
0.00	1.84
0.00	2.30
0.00	2.76
0.00	3.22
0.00	3.68
0.00	4.14
0.00	4.60
0.00	5.06
0.00	5.52
0.40	5.75
1.20	5.98
1.60	6.21
2.20	6.44
2.80	6.67
4.60	6.90
6.00	7.13
7.20	7.36
3.80	7.59
1.60	7.82
0.30	8.28
0.00	8.74
0.00	9.20
0.00	9.66
0.00	10.12

Tabelle 5: differentielle Energieverteilung $T=23^{\circ}C$

Steigung	Bremsspannung [V]
1.50	0.00
1.50	0.44
1.40	0.88
1.40	1.32
1.20	1.76
1.00	2.20
0.70	2.64
0.40	3.08
0.10	3.52
0.10	3.96
0.10	4.40
0.10	4.84
0.10	5.28
0.10	5.72
0.10	6.16
0.10	6.60
0.10	7.04

Tabelle 6: differentielle Energieverteilung $T=155^{\circ}C$

7th pro Step



7V pro Step

