

Anfängerpraktikum V601

Franck-Hertz-Versuch

Helena Nawrath
helena.nawrath@tu-dortmund.de

Carl Arne Thomann
arnethomann@me.com

Durchführung: 12. Mai 2015 Abgabe: 19. Mai 2015

TU Dortmund – Fakultät Physik

1 Ziel

Der FRANK–HERTZ-Versuch zählt zu den Elektronenstoßexperimenten. Diese werden genutzt, um die Struktur der Elektronenhülle eines Atoms genauer zu erforschen. Ziel ist es, die Anregungsenergie eines Quecksilberatoms zu bestimmen, die Energieverteilung der stoßenden Elektronen zu untersuchen, sowie die Ionisierungsenergie von Quecksilber zu beziffern.

2 Theorie

2.1 Anregung eines Hg-Atoms

Zur Bestimmung der Anregungsenergie eines Quecksilberatoms wird dieses mit Elektronen bestimmter Energie beschossen. Die Elektronen übertragen durch Stoßprozesse ihre Energie auf das Atom und versetzen es in einen angeregten Zustand. Aus den Informationen des Energieverlustes der stoßenden Elektronen können Rückschlüsse auf die Anregungsenergie E_a gezogen werden. Stoßen Hg-Atom und Elektron unelastisch, so nimmt das Atom die Energie

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

auf. m_e bezeichnet die Masse der stoßenden Elektronen, v_i ihre Geschwindigkeit vor und nach dem Stoß, E_0 die Energie des Hg-Atoms im Grund- und E_1 die Energie im ersten angeregten Zustand. Nach einer Relaxationszeit von $t \approx 1 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ geht das Hg-Atom wieder in den Grundzustand über. Dabei wird ein Lichtquant der Energie

$$h\nu = E_1 - E_0 \quad (2)$$

emittiert. Ein unelastischer Stoß kommt zustande, wenn für die Energie der stoßenden Elektronen die Bedingung $E_e \geq E_a$ gilt. Wird diese nicht erfüllt stoßen Elektron und Atom elastisch. Es kommt aufgrund des großen Massenunterschiedes zu einer geringen Energieabgabe. Es kommt zur Richtungsänderung der Elektronen.

2.2 Idealisierte Franck-Hertz-Kurve

In einem evakuierten Glasgefäß befindet sich ein Tropfen Quecksilber (Hg), der teilweise verdampft. Abhängig von der Umgebungstemperatur T bildet sich ein Gleichgewichtsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ aus. Ein heißer Glühdraht dient als Elektronenlieferant. Durch eine gitterförmige Beschleunigungselektrode mit positiver Beschleunigungsspannung U_B wird den Elektronen eine Energie von

$$eU_B = \frac{m_e v_{\text{vor}}^2}{2} \quad (3)$$

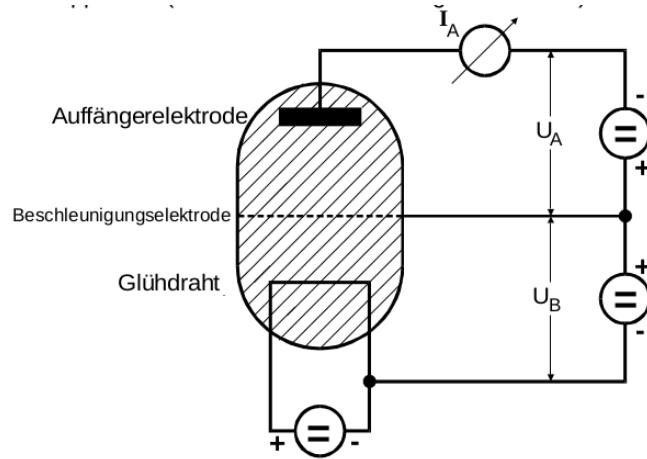


Abbildung 1: Aufbau der FRANCK–HERTZ-Kurve.[1]

zugeführt. Erreichen die Elektronen die Auffängerelektrode lässt sich ein Auffängerstrom I_A messen. Elektronen treffen jedoch nur auf die Auffängerelektrode, wenn sie genug Energie besitzen um zuvor deren Bremsfeld, erzeugt durch die Spannung U_A , zu überwinden. Nur Elektronen mit

$$\frac{m_e v_z^2}{2} \geq eU_A \quad (4)$$

passieren diese Hürde – die restlichen Elektronen kehren zur Beschleunigerelektrode zurück. Zur Bestimmung der Anregungsenergie wird die zuvor erwähnte Gegenfeldmethode benutzt. Während die Elektronen sich durch das Gefäß bewegen stoßen sie mit den Hg-Atomen zusammen. Das Beobachten des Auffängerstroms I_A gibt Aufschluss über die Anregungsenergie. Ein Erhöhen von U_B lässt den Strom ansteigen, da immer mehr Elektronen die Auffängerelektrode erreichen. Sobald die Elektronen eine Energie aufweisen, die gleich der Anregungsenergie von Quecksilber ist, geben sie diese durch Stöße an die Hg-Atome ab. Danach reicht ihre Energie nicht mehr aus, um das Gegenfeld zu passieren – I_A fällt rasant ab. Starkes Erhöhen von U_B führt den Elektronen so viel Energie zu, dass mehrere Stöße ermöglicht werden. Die Abstände der Maxima U_1 in Abbildung 2 entsprechen der Anregungsenergie des Hg-Atoms im ersten Zustand:

$$U_1 = \frac{1}{e_0}(E_1 - E_0). \quad (5)$$

Der tatsächliche Kurvenverlauf weicht vom idealen etwas ab, da einige messbedingte Nebeneffekte auftreten.

2.2.1 Nebeneffekte

1. Das Kontaktpotential

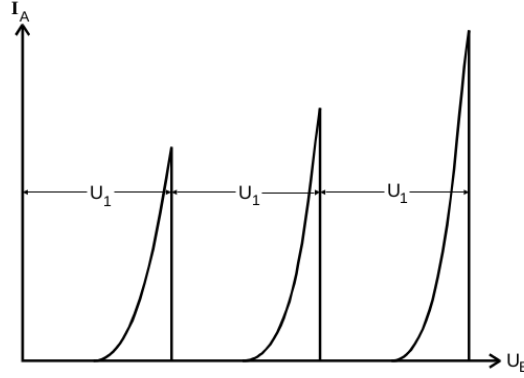


Abbildung 2: Idealisierter Kurvenverlauf des Auffängerstroms I_A . [1]

Die eingestellte Spannung U_B unterscheidet sich von der tatsächlichen Beschleunigungsspannung. Grund dafür sind die Potentiale ϕ_D und ϕ_{BE} , d.h. die Austrittsarbeit der Elektronen aus verwendetem Glühdraht und der Beschleunigerelektrode. Diese unterscheiden sich dank unterschiedlichem Material. Die Effektivspannung ist um den Betrag des Kontaktpotentials k herabgesetzt und die Kurve deswegen um k mit

$$U_{B,\text{eff}} = U_B - \frac{1}{e}(\phi_{BE} - \phi_D) = U_B - k \quad (6)$$

verschoben.

2. Energiespektrum der Elektronen

Nach der FERMI-DIRAC-Verteilung weisen die Leitungselektronen eines Metalls ein Energiespektrum auf und besitzen damit unterschiedliche Anfangsgeschwindigkeiten, sobald sie aus dem Glühdraht austreten. Das hat zur Folge, dass die Kurvenmaxima sich langsamer ausbilden und flacher werden. Außerdem ist kein unstetiger Abfall der Kurve auf ein Stromminimum von $I_A = 0$ V zu beobachten. Richtungsänderungen eventueller elastischer Stöße führen zu einer Verbreiterung des Kurvenverlaufs, sofern diese zwischen Beschleuniger- und Auffängerelektrode stattfinden.

3. Dampfdruck

Für die mittlere freie Weglänge \bar{w} muss $\bar{w} \ll a$ mit dem Abstand a zwischen beiden Elektroden gelten, um die Wahrscheinlichkeit unelastischer Stöße zu maximieren. \bar{w} ist über den Dampfdruck $p_{\text{sät}}$ steuerbar. Dieser wird über die Temperatur T eingestellt.

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

$$p_{\text{sät}}(T) = 5,5 \cdot 10^7 \exp\left(-\frac{6876}{T}\right), [p_{\text{sät}}] = \text{mbar}, [\bar{w}] = \text{cm}. \quad (8)$$

In einem bestimmten Temperaturbereich ist die Stoßwahrscheinlichkeit optimal. Ein kleinerer Druck bei geringer Temperatur führt zu einer geringen Stoßwahrscheinlichkeit, ein größerer Druck bei hoher Temperatur führt zu vielen elastischen Stößen.

3 Durchführung

Ein quecksilberbedampftes Glasrohr befindet sich in einem heizbaren Blechgehäuse. Die Temperatur T kann über einen Regler eingestellt und konstant gehalten werden. In dem Glasrohr befinden sich ein Heizdraht, sowie Beschleuniger- und Auffängerelektrode. Der Heizfaden wird über ein Konstantspannungsgerät betrieben, die Elektroden über elektrische Geräte, deren Ausgangsspannung sich zeitproportional ändern kann. Die Spannungen können über die Bereiche $0 \leq U_B \leq 60 \text{ V}$ und $0 \leq U_A \leq 11 \text{ V}$ variiert werden. Der Auffängerstrom I_A an der Auffängerelektrode wird über ein Picoamperemeter gemessen. Es besteht aus einem Gleichstromverstärker und Aperemeter, das proportional zum Eingangsstrom ausschlägt. Der gesamte Aufbau samt FRANK-HERTZ-Röhre sind in Abbildung 3 dargestellt.

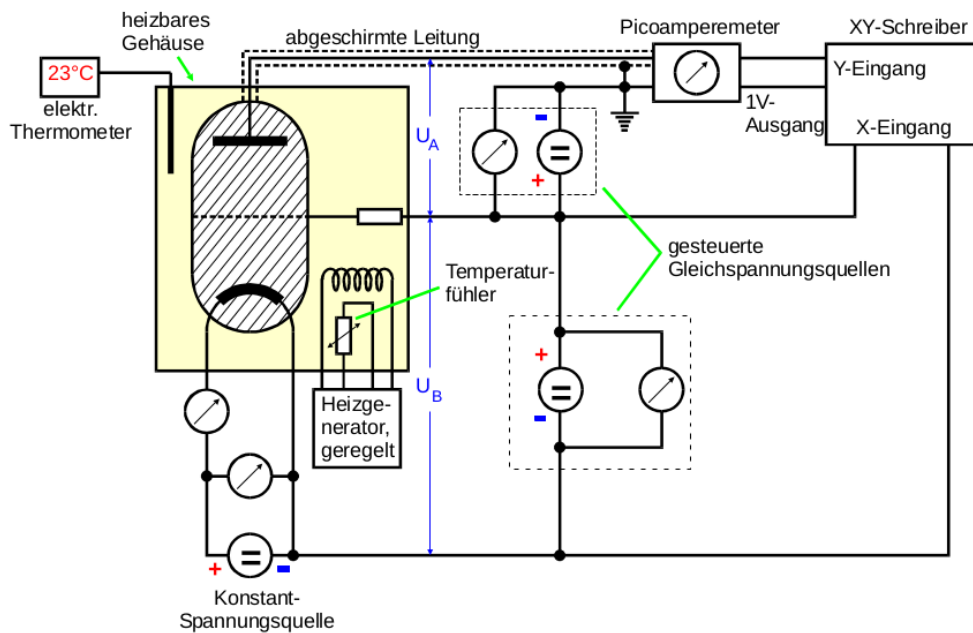


Abbildung 3: Detaillierter Aufbau des Versuches.[1]

- Franck-Hertz-Kurve

Um eine FRANCK-HERTZ-Kurve aufzeichnen zu können wird ein XY-Schreiber genutzt. Auf der X-Achse wird U_B aufgetragen, in Y-Richtung eine Spannung U

proportional zum Strom I_A . Diese Spannung wird vom Picoamperemeter geliefert. Die Justierung des Schreibers erfolgt über die "zero"-Knöpfe. Damit wird der Nullpunkt in die linke untere Ecke gelegt. Während des Justierens sollte kein Signal an den Eingängen liegen. Die Empfindlichkeit der Eingänge wird eingestellt, in dem ein geringes Signal angelegt und langsam gesteigert wird. Die Auslenkung des Y-Schreibers sollte maximal sein, wenn der Strom I_A seinen höchsten Wert erreicht. Die X-Komponente muss vollen Ausschlag zeigen, wenn die Maximalspannung eingestellt ist. Um die Achse auf Volt zu eichen werden einige Werte eingetragen, die vom Voltmeter abgelesen werden. Der Hg-Dampfdruck wird nach Kapitel 2 eingestellt. Dafür wird das Blechgehäuse erhitzt und die Temperatur T an einem digitalen Thermometer abgelesen. Sobald die gewünschte Temperatur erreicht ist sollte die Heizleistung heruntergeregt werden, bis T in etwa konstant bleibt. Die Kurve wird bei Temperaturen, die zwischen $160 - 200^\circ\text{C}$ liegen, im Bereich von $0\text{ V} \leq U_B \leq 60\text{ V}$ aufgenommen mit $U_A \approx 1\text{ V}$.

- Energieverteilung der Elektronen

Der Strom I_A wird in Abhängigkeit von der Bremsspannung U_A aufgezeichnet bei einer Beschleunigungsspannung von $U_B = 11\text{ V}$. Die Messung wird bei $T \approx 20^\circ\text{C}$ und $T = 140 - 160^\circ\text{C}$ durchgeführt. Die Temperatur wird verändert, in dem die Kathodenheizung neu eingeregelt wird.

- Ionisierungsspannung

Der Strom I_A wird in Abhängigkeit von U_B aufgenommen. Die Beschleunigerspannung liegt erneut zwischen $0\text{ V} \leq U_B \leq 60\text{ V}$. Die Anodenspannung bleibt konstant $U_A = -30\text{ V}$.

4 Auswertung

In der folgenden Auswertung werden alle Fehlerberechnungen und Regressionen nach den Gleichungen durchgeführt.

$$\Delta = N \sum x^2 - \left(\sum x \right)^2, \quad (9a)$$

$$a_{\text{Reg}} = \frac{N \sum x \cdot y - \sum x \cdot \sum y}{\Delta}, \quad (9b)$$

$$b_{\text{Reg}} = \frac{\sum x^2 \cdot \sum y - \sum x \cdot \sum x \cdot y}{\Delta}, \quad (9c)$$

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{\sum (y - a_{\text{Reg}} \cdot x - b_{\text{Reg}})^2}{N - 2}}, \quad (9d)$$

$$\sigma_a = \sigma_y \sqrt{\frac{N}{\Delta}}, \quad (9e)$$

$$\sigma_b = \sigma_y \sqrt{\frac{\sum x^2}{\Delta}} \quad (9f)$$

Die im Appendix vorliegenden Diagramme lassen zu, Messdaten mit hoher Genauigkeit in ihren Koordinaten zu bestimmen. Die x-Koordinaten der auszuwertenden Punkte werden in Bezug auf den eingezeichneten Koordinatenursprung bestimmt und für die Auswertung anhand der Gleichung

$$U = a_{\text{lin}} \cdot x + b_{\text{lin}} \quad (10)$$

in eine Spannung U umgerechnet. Die Einheiten von a_{lin} und b_{lin} sind gemäß der Größenumrechnung passend gewählt, es gelten $[a_{\text{lin}}] = \text{V/cm}$ und $[b_{\text{lin}}] = \text{V}$. Diese fehlerbehaftete Umrechnungsparameter stammen von einer linearen Regression mehrerer fester Skalenpunkte, für welche die Spannung bekannt ist.

Plot Nr.	Umrechnungsparameter	
	$a_{\text{lin}} / (\text{V/cm})$	$b_{\text{lin}} / \text{V}$
<i>A1</i>	$0,403 \pm 0,004$	$-0,12 \pm 0,06$
<i>A2</i>	$0,405 \pm 0,004$	$0,015 \pm 0,006$
<i>A3</i>	$2,89 \pm 0,02$	$-3,9 \pm 0,2$
<i>A4</i>	$2,40 \pm 0,03$	$-1,1 \pm 0,5$

Tabelle 1: Umrechnungsparameter der Diagrammlänge zur Spannung. [4]

4.1 Energieverteilung der Elektronen

Die im Appendix beigefügten Diagramme *A1* und *A2* werden ausgelesen; das Millimeterpapier lässt eine Genauigkeit von 1 mm zu. Die Schrittweite entlang der Abzissenachse wird im Allgemeinen so gewählt, dass einerseits 1 cm nicht überschritten wird und andererseits ein Unterschied der Werte entlang der Ordinaten-Achse von mindestens 1 mm, die größtmögliche Auflösung beim verwandten Papier, gewährleistet ist. An Stellen mit linearem Verlauf in guter Näherung ist die Schrittweite groß und an Stellen starker Steigungsänderung kleinstmöglich gewählt. Die eingelesenen Daten sind in Tabellen 2 und 3 aufgetragen, ihre Darstellung ist in Diagramm 4 und 5 sichtbar. Die aufgenommene integrale Energieverteilung wird in eine differentielle Energieverteilung umgeformt. Hierzu wird der Abstand zwischen zwei y-Koordinaten durch den Abstand der dazugehörigen x-Koordinaten geteilt und diese Steigung in der Diagramm 6, respektive 7, aufgetragen. Diese Steigung wird in die Mitte zwischen den beiden x-Koordinaten gesetzt, damit entspricht das Verfahren einer angenäherten Ableitung.

Um das Kontaktpotential k zu bestimmen, wird das Maximum der differentiellen Energieverteilung bei Raumtemperatur bestimmt. Die Abweichung der Maximalstelle zwischen realer Verteilung und idealer Verteilung, $U = 11$ V, ist das Kontaktpotential k . Die fallende Flanke der differentiellen Energieverteilung bei erhöhter Temperatur wird linear gefittet. Hierzu werden die Gleichungen 9 benützt.

Daher ergeben sich mit der Umrechnungsformel (10)

$$x_{E.,26^\circ\text{C}} = 22,1 \text{ cm} \quad (11)$$

$$U_{E.,26^\circ\text{C}} = (8,8 \pm 0,1) \text{ V} \quad (12)$$

$$k_{26^\circ\text{C}} = (2,2 \pm 0,1) \text{ V} \quad (13)$$

$$x_{E.,120^\circ\text{C}} = (14 \pm 2) \text{ cm} \quad (14)$$

$$U_{E.,120^\circ\text{C}} = (5,6 \pm 0,6) \text{ V} \quad (15)$$

$$(16)$$

Abgelesene Koordinaten der Messkurve	
Koordinate x/cm	Koordinate y/cm
0,5	16,5
1,0	16,2
2,0	15,4
3,0	14,6
4,0	13,8
5,0	13,1
6,0	12,4
7,0	11,7
8,0	11,0
9,0	10,3
10,0	9,7
11,0	9,1
12,0	8,5
13,0	7,9
14,0	7,3
15,0	6,7
16,0	6,1
17,0	5,5
18,0	4,9
19,0	4,3
19,5	4,0
20,0	3,6
20,5	3,3
21,0	2,9
21,2	2,7
21,4	2,5
21,6	2,3
21,8	2,1
22,0	1,8
22,2	1,5
22,4	1,3
22,6	1,1
22,8	0,9
23,0	0,8
23,4	0,7
24,0	0,7
24,5	0,7

Tabelle 2: Ausgelesene Daten der Messkurve *A1*: Energieverteilung bei Raumtemperatur

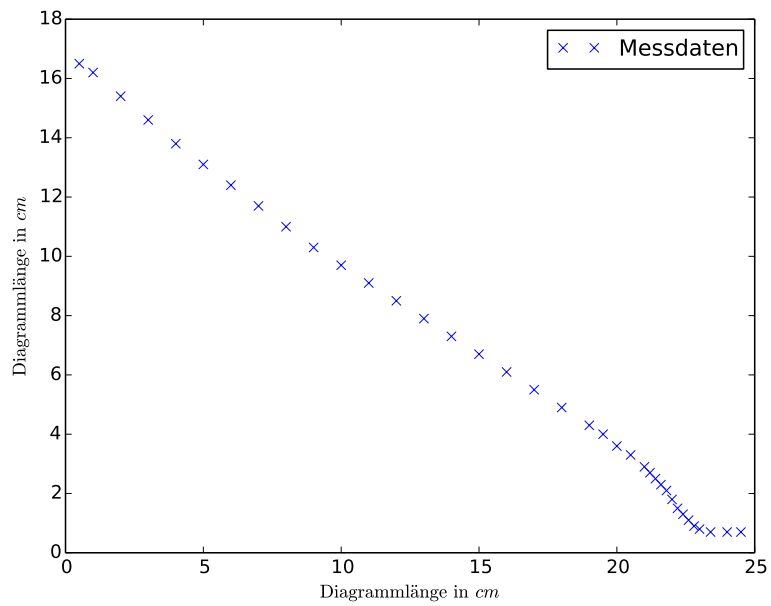


Abbildung 4: Auftrag der aus Diagramm A1 entnommenen Daten zum Vergleichen.[4]

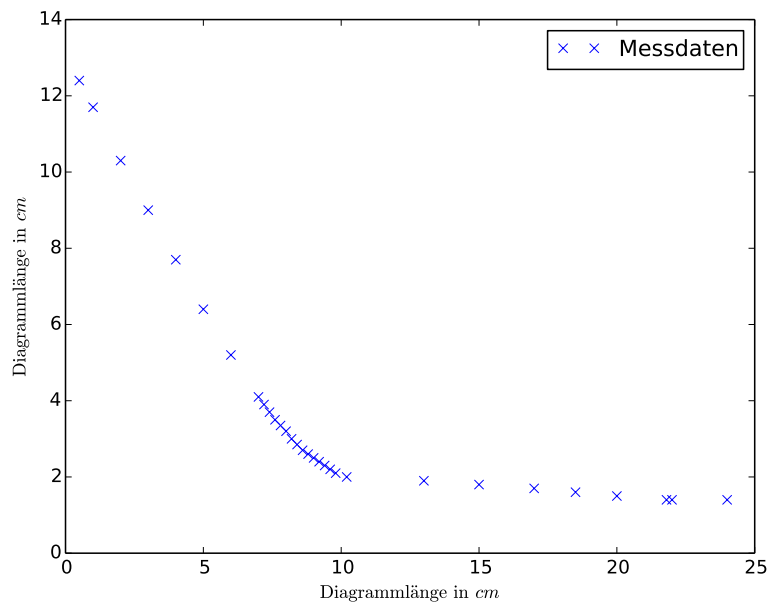


Abbildung 5: Auftrag der aus Diagramm A2 entnommenen Daten zum Vergleichen.[4]

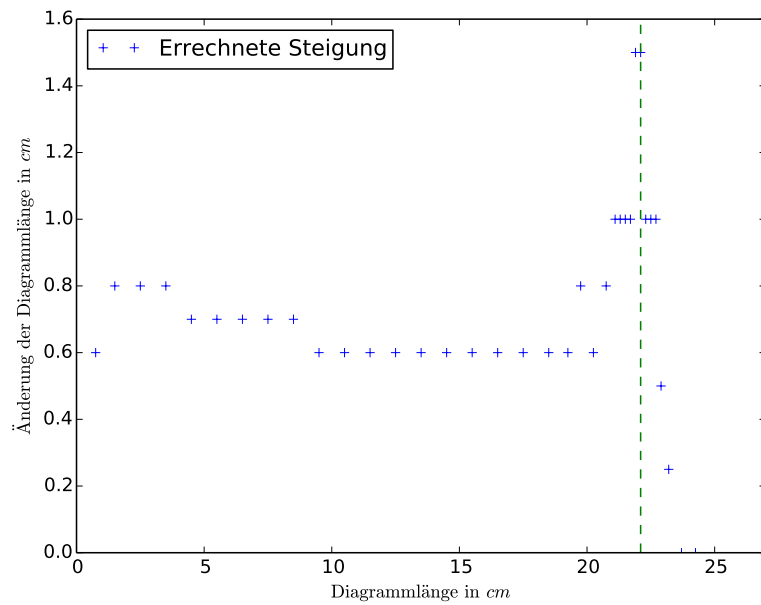


Abbildung 6: Differentiellen Energieverteilung bei Raumtemperatur.[4]

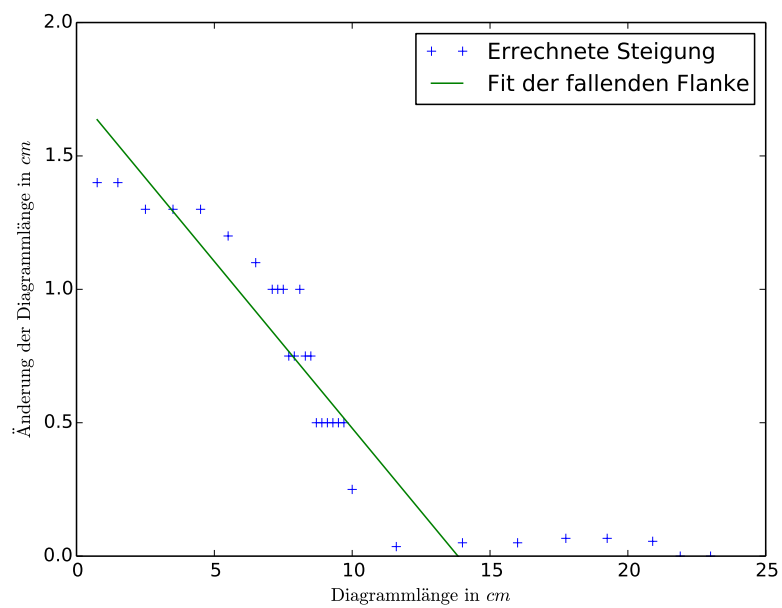


Abbildung 7: Differentiellen Energieverteilung bei erhöhter Temperatur.[4]

Abgelesene Koordinaten der Messkurve	
Koordinate x/cm	Koordinate y/cm
0,5	12,4
1,0	11,7
2,0	10,3
3,0	9,0
4,0	7,7
5,0	6,4
6,0	5,2
7,0	4,1
7,2	3,9
7,4	3,7
7,6	3,5
7,8	3,3
8,0	3,2
8,2	3,0
8,4	2,8
8,6	2,7
8,8	2,6
9,0	2,5
9,2	2,4
9,4	2,3
9,6	2,2
9,8	2,1
10,2	2,0
13,0	1,9
15,0	1,8
17,0	1,7
18,5	1,6
20,0	1,5
21,8	1,4
22,0	1,4
24,0	1,4

Tabelle 3: Ausgelesene Daten der Messkurve A2: Energieverteilung bei erhöhter Temperatur

4.2 Franck–Hertz-Kurven

Das im Anhang beigefügte Diagramm *A4* zeigt die Franck–Hertz-Kurve der benutzen Apparatur. Die x-Koordinaten der lokalen Maxima sind in Tabelle 4 aufgetragen. Bei

$x_{\text{Max}} / (\text{cm})$
5,2
7,2
9,3
11,3
13,4
15,6
17,8

Tabelle 4: x-Koordinaten der Maxima der Franck–Hertz-Kurve, ausgelesen aus Appendix *A4*.

der Betrachtung der Abstände zwischen den Maxima ergibt sich ein umgerechneter Wert von

$$U = (3,9 \pm 0,5) \text{ V}. \quad (17)$$

Diese Spannung entspricht der Beschleunigungsspannung, die bei der Franck–Hertz-Röhre zur Anregung des Quecksilbers zum ersten Energieniveau benötigt wird.

Bei Erreichen dieser Spannung, respektive dieser kinetischen Energie, sind inelastische Stöße möglich. Die Elektronen geben beim Zusammenstoß Energie an die Quecksilberatome ab, die dadurch in einen angeregten Zustand versetzt werden. Der Auffängeranodenstrom I_A ist ein Maß für die Anzahl der Elektronen, die nach eventuellen Stößen mit Quecksilber und nach Erreichen der Beschleunigeranode ausreichende kinetische Energie aufweisen, um das Gegenfeld zu überwinden. Ein Abfallen des Stromes deutet auf auftretenden Mangel an kinetischer Energie hin.

Der Energieverlust der Elektronen durch elastische Stöße wird nicht berücksichtigt, da dies im Vergleich zum Energieverlust durch inelastische Stöße geringen Effekt auf die Stromstärke hat und im Kontrast zum inelastischen Stoß nicht ausschließlich an ausgezeichneten Spannungen stattfindet.

Aus dem ermittelten Wert U ergeben sich die weiteren Größen erste Anregungsenergie E_1 , Anregungsfrequenz f_{Anregung} und Wellenlänge der emittierten Strahlung λ .

$$E_1 = (6,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-19} \text{ J} \quad (18)$$

$$f_{\text{Anregung}} = (10 \pm 1) \cdot 10^{14} \text{ Hz} \quad (19)$$

$$\lambda = (320 \pm 40) \text{ nm} \quad (20)$$

Dieses Messergebnis für die erste Anregungsenergie E_1 weicht von der Literaturangabe, $E_{1,\text{Lit.}} = 4,9 \text{ eV}$ [3], um 20.4% ab. Das emittierte Licht liegt im ultravioletten Bereich und ist somit nicht sichtbar.

Das Kontaktpotential k ist abschätzbar durch die globale Verschiebung der Maxima. Die Maximalstellen sind im idealen Verlauf Vielfache der Anregungsenergie E_1 , die Abweichungen der realen Stellen von der Theorie ist das Kontaktpotential k . Es wird das Kontaktpotential

$$k = (3,5 \pm 1,0) \text{ V} \quad (21)$$

ermittelt.

4.3 Ionisierungskurven von Quecksilber

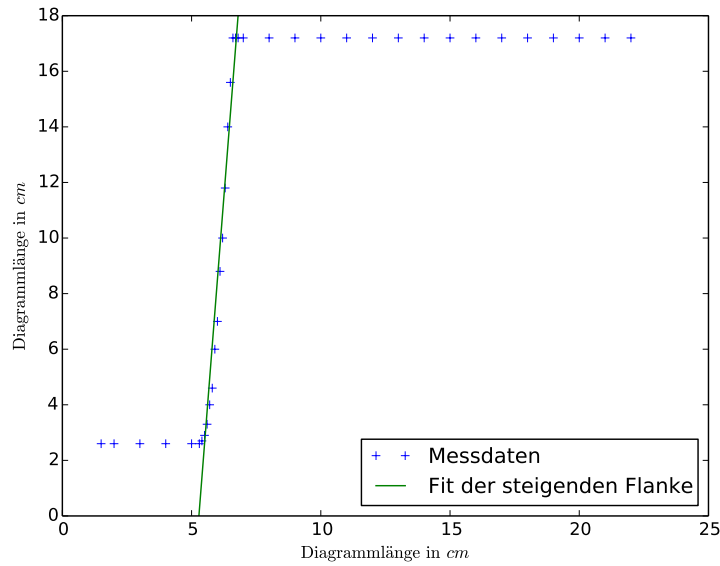


Abbildung 8: Auftrag der aus Diagramm A3 entnommenen Daten mit Regression der steigenden Flanke. [4]

Das im Anhang angefügte Diagramm A3 zeigt die Ionisierungskurve von Quecksilber. Die Messdaten werden wie in Abschnitt 4.1 aufgenommen, die Daten sind in Tabelle 5 aufgetragen. Über eine lineare Regression (9) wird ein Fit an die steigende Flanke gelegt und dessen Nullstelle bestimmt. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Nullstelle des in Abbildung 8 gezeigten Verlaufes von der Nullstelle der tatsächlichen Ionisierungskurve abweicht, da in Abbildung 8 wie in Tabelle 5 die Koordinaten der Kurve aufgetragen sind. Zur Bestimmung der gewünschten Nullstelle wird der x-Wert des Fits in vorliegenden Koordinaten bei $y = 2,6 \text{ cm}$, dem Nullwert der Ionisierungskurve in dieser Darstellung, bestimmt. Die Nullstelle der Ionisierungskurve hat die x-Koordinate

$$x_{\text{Ion}} = (5,5 \pm 0,5) \text{ cm}. \quad (22)$$

Für die Spannung U_{Ion} , die zur Ionisierung von Quecksilber anliegen muss, gilt im Weiteren

$$\tilde{U}_{\text{Ion}} = U_{\text{Ion}} + k \quad (23)$$

mit der in der Auswertung bestimmten Spannung \tilde{U}_{Ion} , die sich aus der Umrechnung von der Nullstelle 22 ergibt. Mit dem Mittelwert der in Abschnitt 4.1, Gl. (13) und 4.2, Gl. (21) gefundenen Kontaktpotentiale k ,

$$k = (2,9 \pm 0,5) \text{ V}, \quad (24)$$

ergießt sich für die Ionisierungsenergie der Wert

$$E_{\text{Ion}} = (9,1 \pm 1,6) \text{ eV}. \quad (25)$$

Dieses Messergebnis weicht von der Literaturangabe, $E_{\text{Hg, Ion}} = 10,44 \text{ eV}$ [2], um 12.8% ab, der Literaturwert liegt im Bereich der Standardabweichung des Messergebnisses.

Abgelesene Koordinaten	
Koordinate x/cm	Koordinate y/cm
1,5	2,6
2,0	2,6
3,0	2,6
4,0	2,6
5,0	2,6
5,3	2,6
5,4	2,7
5,5	2,9
5,6	3,3
5,7	4,0
5,8	4,6
5,9	6,0
6,0	7,0
6,1	8,8
6,2	10,0
6,3	11,8
6,4	14,0
6,5	15,6
6,6	17,2
6,7	17,2
6,8	17,2
7,0	17,2
8,0	17,2
9,0	17,2
10,0	17,2
11,0	17,2
12,0	17,2
13,0	17,2
14,0	17,2
15,0	17,2
16,0	17,2
17,0	17,2
18,0	17,2
19,0	17,2
20,0	17,2
21,0	17,2
22,0	17,2

Tabelle 5: Ausgelesene Daten der Messkurve $A\beta$: Ionisierungskurve von Quecksilber.

5 Diskussion

5.1 Fehleranalyse

Die in Abschnitt 4 angegebenen Unsicherheiten werden mithilfe der GAUSSschen Fehlerfortpflanzung berechnet. Die angegebenen Messergebnisse werden auf die erste Nachkommastelle der Unsicherheit gerundet und der Nominalwert entsprechend angepasst, während für voneinander abhängige Messergebnisse ungerundete Zwischenergebnisse benutzt werden.

Die vorgegebene Apparatur lässt keine verlaufbestimmenden Modifikationen zu, schwerwiegende Fehler bei der Ansteuerung der Apparatur sind wegen des ebenfalls vorgegebenen Steuergeräts unwahrscheinlich.

Die Messdatenaufnahme erfolgt automatisiert. Das verwendete Papier und der XY-Rekorder lassen eine Ablesegenauigkeit von 1 mm zu. Die abgelesenen Koordinaten werden auf den nächsten Millimeter-Schritt gerundet und diese Koordinate als fehlerlos betrachtet. Das Vernachlässigen dieser Unsicherheit hat keinen Effekt auf die Mittelwerte der Ergebnisse, sondern erweitern unter Umständen die Standardabweichung der Ergebnisse.

Der Einfluss dieser Unsicherheit auf die Ergebnisse der Auswertung werden nicht berücksichtigt.

5.2 Einfluss der Temperatur

Die Temperatur der FRANCK–HERTZ-Röhre hat Einfluss auf den Verlauf des Experimentes. Im Verlaufe des Versuches, Abschnitt 4.2, werden probeweise im kurzen zeitlichen Abstand FRANCK–HERTZ-Kurven aufgenommen, während die Temperatur in der FRANCK–HERTZ-Röhre kontinuierlich steigt. Das Diagramm dieser Probe ist im Appendix als A5 zu finden.

Zu erkennen ist, dass mit steigender Temperatur die Amplitude des Auffängerstroms abnimmt und die Anzahl der auswertbaren Maxima zunimmt. Das Abfallen der Amplituden deutet auf eine sinkende (Rest-)Energie hin, die die Elektronen bei Erreichen der Beschleunigungerelektrode aufweisen. Diesen Abfall der kinetischen Energie kann mithilfe des Quecksilber-Drucks erklärt werden, welcher mit der Temperatur steigt und die Stoßwahrscheinlichkeit der Elektronen mit Quecksilber erhöht. In dem Grenzfall, dass der Druck unendlich anwächst, ist mit verschwindender Restenergie der Elektronen zu rechnen. Im umgekehrten Verhältnis sinkt mit steigender Temperatur, mit steigendem Quecksilber-Druck und mit steigender Stoßwahrscheinlichkeit die mittlere freie Weglänge.

Bei der hier verwendeten Röhre beträgt der Abstand a zwischen Kathode und Beschleunigeranode etwa 1 cm[1]. Um in ausreichendem Maße den FRANCK–HERTZ-Effekt

messen zu können, muss die mittlere freie Weglänge der Elektronen klein gegenüber dem Abstand a sein. Mithilfe der kinetischen Gastheorie kann ein quantitativer Zusammenhang zwischen Temperatur T und mittlerer freier Weglänge w gefunden werden, es gilt

$$w = \frac{0,0029}{5,5 \cdot 10^7 \cdot e^{\frac{-6876}{T}}}. \quad (26)$$

Der in diesem Versuch eingestellten Temperatur $T \approx 200^\circ\text{C}$ folgt eine mittlere freie Weglänge $w \approx 0,01\text{ mm}$. Damit ist die Forderung $w \gg a$ für die eingestellte Temperatur erfüllt.

Die in Abschnitt 4.1 nachgewiesene Temperaturabhängigkeit des Kontaktpotentials ist auf eine Erhöhung der Energie eines Elektrons im Inneren eines Festkörpers zurückzuführen.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuch V601: Franck-Hertz Versuch*. URL: <http://129.217.224.2/HOME/PAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V601.pdf> (besucht am 13.05.2015).
- [2] Rutherford 5.0 - Lexikon der Elemente. *Erste Ionisierungsenergie*. URL: http://www.unitererra.de/rutherford/tab_iiong.htm (besucht am 17.05.2015).
- [3] Georg-Augustus-Universität Göttingen. *Der Franck-Hertz-Versuch*. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/1612> (besucht am 17.05.2015).
- [4] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. In: *Computing in Science and Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://link.aip.org/link/?CSX/9/90/1>. Version 1.3.1.