

TU Dortmund

V601 - Franck-Hertz-Versuch

Markus Stabrin
markus.stabrin@tu-dortmund.de

Kevin Heinicke
kevin.heinicke@tu-dortmund.de

Versuchsdatum: 4. Juni 2013

Abgabedatum: 11. Juni 2013

1 Einleitung

Der Franck-Hertz-Versuch hat eine große Bedeutung in der frühen Geschichte der Quantenmechanik. Er bestätigte bei seiner ersten Durchführung 1914 einige Annahmen der Bohrschen Postulate und ermöglichte somit einen ersten Einblick in die innere Struktur der Atome.

Durch die Anregung von Quecksilberatomen und die darauffolgenden Erscheinungen lässt sich die Existenz von diskreten Energieniveaus bestätigen. Dies soll im Folgenden näher erläutert werden.

2 Theorie

2.1 Wechselwirkungen in Atomhüllen

Der Franck-Hertz-Versuch macht sich eine leicht veranschaulichbare Wechselwirkung zwischen freien Elektronen und an einen Kern gebundene Hüllenelektronen zu Nutzen. Ein freies Elektron kann mit einem Atom kollidieren, wobei je nach Energie des Elektrons ein elastischer oder ein unelastischer Stoß auftritt.

Das Elektron wird dabei vom Coulombpotential des Hüllenelektrons abgestoßen. Falls das freie Elektron genügend kinetische Energie trägt, kann es einen bestimmten Teil dieser Energie während eines unelastischen Stoßes an das Hüllenelektron abgeben.

Das Atom befindet sich dann in einem angeregten, instabilen Zustand mit der Energie E_1 , die größer als die Energie E_0 des Grundzustandes ist.

Nach dem Stoß bewegt sich das freie Elektron auf Grund der geringeren Energie E' mit einer verminderten Geschwindigkeit v_2 weiter. Zudem ändert es seine Richtung, in Abhängigkeit zu der Geometrie des Stoßes. Die übertragene Energie ΔE beträgt

$$\Delta E = E_1 - E_0 = \frac{1}{2}m_0(v_1^2 - v_2^2) . \quad (1)$$

Die Energie E' des freien Elektrons lässt sich mit Hilfe der Gegenfeldmethode bestimmen, wodurch schließlich der Energieunterschied ΔE ermittelt werden kann.

2.2 Quecksilber als Stoßpartner

In diesem Versuch wird Quecksilber benutzt, da die Struktur der äußeren Schale (Hauptquantenzahl $n = 6$) eine leichte Anregung durch Elektronenstöße erlaubt. Das stoßende Elektron vertauscht dabei mit dem Hüllenelektron. Das entspricht einem Umklappen des Elektronenspins, was eine Anregung in den ersten höheren Zustand zur Folge hat.

Bei leichteren Kernen (z.B. Helium) ist dies praktisch unmöglich.

3 Versuchsaufbau

Der Franck-Hertz-Versuch ist in Abbildung 1 schematisch dargestellt. In einem evakuierten Gefäß verdampft ein Tropfen Quecksilber, sodass sich Quecksilberatome homogen in diesem verteilen. Der Druck des Quecksilberdampfes kann durch die Temperatur T gesteuert werden.

Im unteren Teil des Gefäßes befindet sich eine Glühkathode aus Wolfram, die durch Gleichstrom erhitzt wird. Es treten auf Grund des glühelektrischen Effektes Elektronen aus dem Material aus und bilden eine Elektronenwolke um den Wolframdraht.

Zwischen Glühkathode und einem, in der Mitte des Gefäßes befestigtem Drahtgitter, wird eine Spannung U_B angelegt, sodass die Elektronen in Richtung des Drahtgitters beschleunigt werden.

Hinter dem Drahtgitter, im oberen Teil des Gefäßes befindet sich eine weitere Elektrode, die zum Drahtgitter ein negatives Potential U_A besitzt. Elektronen, die das Drahtgitter passieren und genügend Energie besitzen, können das Potential U_A überwinden und als Auffängerstrom I_A in der Elektrode gemessen werden. Langsame Elektronen werden dagegen zurück zum Drahtgitter gelenkt und von diesem absorbiert.

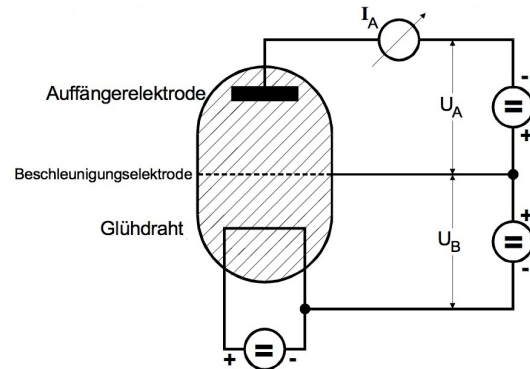


Abbildung 1: Versuchsaufbau [1].

Durch Erhöhung der Beschleunigungsspannung U_B kann die kinetische Energie der Elektronen stetig erhöht werden. Mit der Elektronenladung e gilt

$$E_{\text{kin}} = e \cdot U_B. \quad (2)$$

Bei konstanter Auffängerspannung U_A erreichen dann mit steigender Spannung U_B immer mehr Elektronen die Auffängerelektrode und der Strom I_A wächst.

Auf dem Weg durch das Gefäß stoßen die Elektronen mit den Quecksilberatomen zusammen. Wenn sie nun genügend kinetische Energie $E_{\text{kin}} = \Delta E$ besitzen, sodass sie die Quecksilberatome anregen können, treten unelastische Stöße auf. Die gesamte Energie der Elektronen geht dann in die Quecksilberatome über und der Strom I_A fällt auf 0. Die kinetische Energie der Elektronen stimmt dann mit der Energiedifferenz ΔE zwischen Grundzustand und erstem angeregten Zustand des Quecksilberatoms überein.

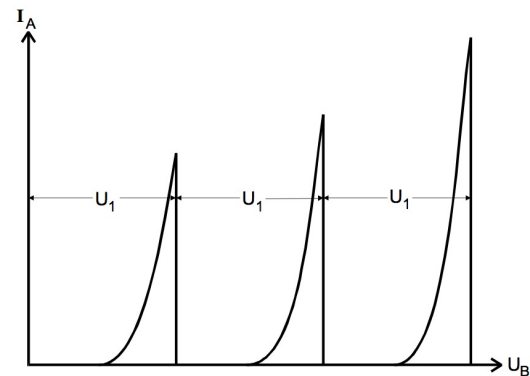


Abbildung 2: Idealisiertes Strom-Spannungs-Diagramm [1].

Durch weitere Erhöhung der Beschleunigungsspannung U_B wiederholt sich dieser Prozess, sodass ein Strom-Spannungs-Diagramm, wie in Abbildung 2 dargestellt, entsteht. Durch Messung des Abstandes U_1 zwischen zwei Strommaxima lässt sich somit die Energiedifferenz ΔE bestimmen und es gilt

$$\Delta E = e \cdot U_1 . \quad (3)$$

3.1 Systematische Abweichungen

Auf Grund verschiedener Effekte, die im Folgenden aufgeführt sind, weicht die tatsächlich messbare Kurve von der idealisierten Kurve in Abbildung 2 ab.

- Die Strom-Spannungs-Kurve ist um einen Wert K verschoben. Dieser Wert K bezeichnet das Kontaktpotential, welches auf Grund der verschiedenen Austrittsarbeiten des Kathoden- und des Gitterdrahtmaterials auftritt und durch das Fermi-Niveau Φ der Materialien bestimmt ist:

$$K = \frac{1}{e}(\Phi_B - \Phi_A)$$

- Die Kurve erscheint abgeflacht und verbreitert, weil die Elektronen nicht mit konstanter Geschwindigkeit aus dem Glühdraht austreten. Die Elektronen besitzen stattdessen ein Energiespektrum, welches als Fermi-Dirac-Verteilung bezeichnet wird. Dadurch fällt der Auffängerstrom I_A nach einem Maximum nicht mehr un stetig auf den Wert 0 ab, sondern nähert sich stetig einem Minimum, das nicht 0 ist.
- Die Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronen mit Quecksilberatomen kollidieren hängt stark vom Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ des Quecksilbergases ab. Dieser legt die freie Weglänge \bar{w} fest, die ein Elektron durchschnittlich zurücklegen muss, um mit einem Quecksilberatom zu kollidieren. Es gilt

$$\bar{w} = \frac{0,0029}{p_{\text{sät}}} , \quad (4)$$

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

Der Druck $p_{\text{sät}}$ wird dabei in Millibar, die freie Weglänge \bar{w} in Zentimeter angegeben.

Falls die Weglänge \bar{w} größer als die Dimension a der Versuchsanordnung ist, treten kaum Kollisionen auf und eine Messung ist schwierig. Wenn die Weglänge \bar{w} viel kleiner ist als a , treten zwischen den unelastischen Stößen viele elastische Stöße auf, die mit starken Richtungsänderungen verbunden sind. Dadurch verringert sich die Anzahl der Elektronen, die die Auffangelektrode erreichen und das Ergebnis wird verfälscht.

4 Durchführung

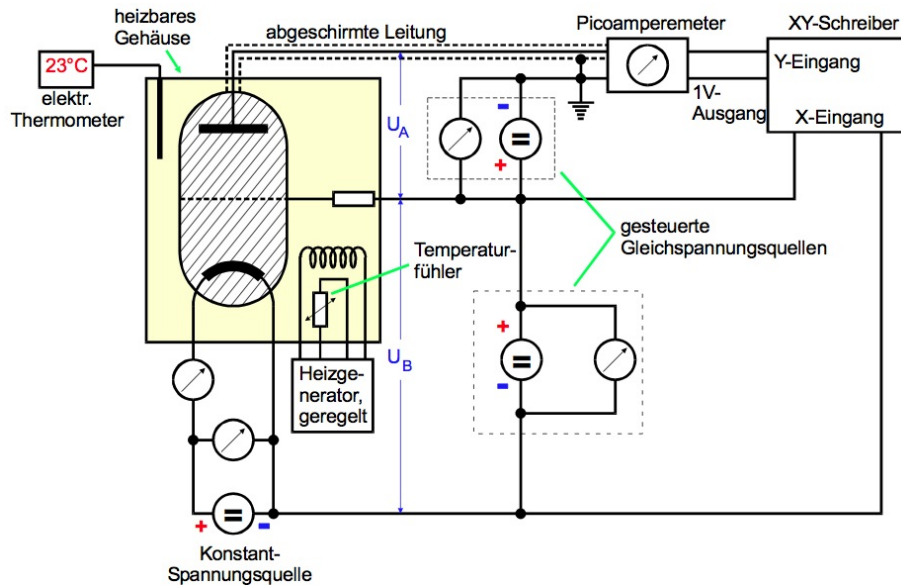


Abbildung 3: Aufbau der hier verwendeten Apparatur [1].

Die hier verwendete Apparatur ist in Abbildung 3 dargestellt. Das gesamte, mit Quecksilberdampf befüllte Gefäß befindet sich in einem Blechgehäuse, welches durch einen elektronischen Temperaturregler erhitzt werden kann. Die Temperatur T wird mit einem elektronischen Thermometer gemessen. Die Brems- und Beschleunigungsspannungen U_A und U_B können kontinuierlich zwischen 0 und $U_A = 11\text{ V}$ bzw. $U_B = 60\text{ V}$ geregelt werden. Dabei kann die Zeit t , in der die Spannung geregelt wird, zwischen $t = 30\text{ s}$ und $t = 5\text{ min}$ variiert werden.

Der XY-Schreiber muss vor der ersten Messung justiert werden, indem ohne Eingangssignal der Nullpunkt beider Richtungen auf den Nullpunkt der Skalierung eingestellt wird. Der Y-Eingang wird dann mit dem Signal des Picoamperemeters, welches den Auffängerstrom I_A misst, gespeist, der X-Eingang wahlweise mit der Spannung U_A oder U_B .

Vor jeder Messung müssen die maximalen Werte für Strom und Spannung eingestellt werden, sodass die Auslenkungen des XY-Schreibers für diese ebenfalls maximiert werden können. Dadurch ist sichergestellt, dass der XY-Schreiber nicht überregelt.

Zuerst wird die integrale Energieverteilung der beschleunigten Elektronen bestimmt. Dazu wird der Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit der Bremsspannung U_A bei konstanter Beschleunigungsspannung $U_B = 11\text{ V}$ gemessen. Diese Messung wird bei Zimmertemperatur $T \approx 20^\circ\text{C}$ und bei einer erhöhten Temperatur $T \approx 150^\circ\text{C}$ durchgeführt. Aus dem Diagramm bei Zimmertemperatur lässt sich dann das Kontaktpotential K ablesen.

Anschließend wird bei einer Temperatur von $T \approx 180^\circ\text{C}$ eine Frank-Hertz-Kurve aufgenommen. Dazu wird bei konstanter Auffängerspannung $U_A \approx 1\text{ V}$ die Beschleunigungsspannung U_B von 0 auf $U_B = 60\text{ V}$ geregelt. Aus der Kurve kann dann durch Abstandsmessung der Maxima die Energiedifferenz ΔE aus Kapitel 2.1 bestimmt werden.

Schließlich wird bei einer Temperatur $T \approx 105^\circ\text{C}$ und einer Auffängerspannung $U_A = -30\text{ V}$ der Auffängerstrom I_A gemessen. Dabei ist darauf zu achten, dass die Polung des Y-Eingangs sowie des Picoamperemeters getauscht werden muss. Der Strom I_A ist hierbei zunächst nicht messbar und steigt ab einer bestimmten Spannung U stark, nahezu sprunghaft an. Durch Extrapolation dieser Kurve auf den Wert $I_A = 0$ lässt sich dann die Ionisationsspannung U_{ion} und damit die Ionisationsenergie E_{ion} für Quecksilber bestimmen:

$$E_{\text{ion}} = e \cdot U_{\text{ion}} \quad (6)$$

5 Auswertung

5.1 Mittlere Weglänge

$T[^\circ]$	$p_{\text{sät}}[\text{mbar}]$	$\bar{w}[\text{cm}]$	$\frac{a}{\bar{w}}$
25	0.0052	0.5532	1.81
105	0.6924	0.0042	238.75
150	4.7948	0.0006	1653.38
190	19.5284	0.0001	6733.94

Tabelle 1: Errechnete Werte für $p_{\text{sät}}$ und \bar{w} in Abhängigkeit von der Temperatur.

Das Verhältnis von der Länge der verwendeten Röhre a zu der freien Weglänge der Elektronen \bar{w} soll etwa einen Faktor von 1000 – 4000 ergeben. Nach den Formeln (??) und (??) ergaben sich die Werte aus Tabelle 1 für $p_{\text{sät}}$ und \bar{w} mit $a = 1\text{ cm}$.

Es ist zu erkennen, dass die Temperaturen 25° und 105° nicht für eine Franck-Hertz Kurve geeignet sind, da das Verhältnis zu niedrig ist. Bei der Temperatur von 190° ist es schon etwas zu hoch, jedoch lassen sich noch akzeptable Ergebnisse erzielen, während bei 150° das Verhältnis sehr gut ist.

5.2 Energieverteilung der beschleunigten Elektronen

5.2.1 25°C

Bei der Messung der Energieverteilung der beschleunigten Elektronen bei Zimmertemperatur ergab sich ein maximaler Anstieg der Kurve bei:

$$U_{\text{a,max}} = 9,75\text{ V} \quad (7)$$

$U_a[\text{V}]$	Δy
7.000	0.1
7.125	0.1
7.250	0.1
7.375	0.1
7.500	0.1
7.625	0.1
7.750	0.1
7.875	0.1
8.000	0.1
8.125	0.1
8.250	0.2
8.375	0.2
8.500	0.3
8.625	0.3
8.750	0.4
8.875	0.3
9.000	0.4
9.125	0.4
9.250	0.6
9.375	0.8
9.500	1.2
9.625	2.0
9.750	3.8
9.875	1.5

Tabelle 2: Wertepaare der Energieverteilung bei 25° .

Mithilfe der Formel:

$$U_b - U_{a,\max} = K \quad (8)$$

ergibt sich für $U_b = 11 \text{ V}$:

$$K = 1,25 \text{ V} \quad (9)$$

Qualitativ lässt sich sagen, dass der größte Teil der Elektronen Energien von $9,25 \text{ V} - 10 \text{ V}$ besitzt.

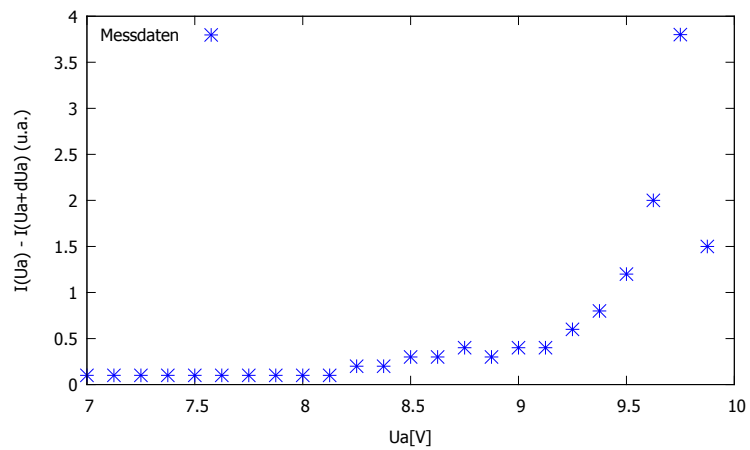


Abbildung 4: Energieverteilung der beschleunigten Elektronen bei 25° .

$U_a[\text{V}]$	Δy
1.00	0.8
1.25	0.8
1.50	0.8
1.75	0.8
2.00	0.9
2.25	0.8
2.50	1.0
2.75	0.8
3.00	0.8
3.25	0.9
3.50	0.8
3.75	0.8
4.00	0.5
4.25	0.4
4.50	0.4
4.75	0.1
5.00	0.0
5.25	0.0
5.50	0.0
5.75	0.0

Tabelle 3: Wertepaare der Energieverteilung bei 150° .

5.2.2 $150^\circ C$

6 Diskussion

Literatur

- [1] Physikalisches Anfängerpraktikum der TU Dortmund: Versuch V601 - Der Franck-Hertz-Versuch. <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/>

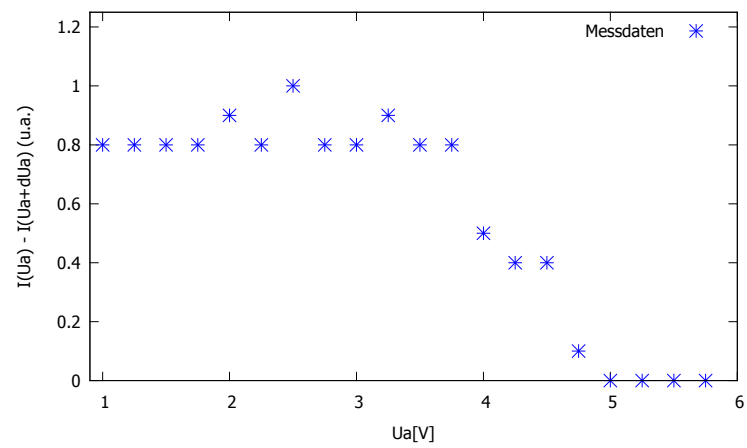


Abbildung 5: Energieverteilung der beschleunigten Elektronen bei 150°.

AP/SKRIPT/V601.pdf. Stand: Juni 2013.