

Fachgruppe Physik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Protokoll zu

Versuch E-103 Frank-Hertz Experiment

Fortgeschrittenen Praktikum I
Wintersemester 1998/99

Von
Christian Funke, Torge Szczepanek
Semesterzahl: 7
Hauptfach: Physik

Assistentin: Karoline Winkler

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Einleitung	3
1.2	Prinzip der Franck-Hertz-Röhre	3
1.3	Elektronenemission an einer Glühkathode	5
1.4	Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Temperatur	5
1.5	Einiges zum Quecksilber	6
2	Auswertung der Meßdaten	7
2.1	Vorbereitung der Messungen	7
2.2	Messungen mit einem variablen Parameter	7
2.2.1	Variation der Ziehgitterspannung	7
2.2.2	Variation der Gegenspannung	8
2.2.3	Variation der Temperatur	9
2.2.4	Zusammenfassung	9
2.3	Untersuchung der Lichtausbeute	10
2.3.1	Änderung der Photospannung mit der Beschleunigungs- spannung	10
2.3.2	Änderung der Photospannung mit der Temperatur	11
2.4	Ionisationspotential von Quecksilber	12

1 Theorie

1.1 Einleitung

In diesem Versuch soll das historische Experiment von James Franck und Gustav Hertz zur Stoßanregung von Elektronen, die Anregungsenergie von Quecksilber gemessen und die Abhängigkeit der erhaltenen Ergebnisse von verschiedenen Parametern (Zieh-, Gegenspannung, Temperatur) untersucht werden. 1913/14 wiesen J. Franck und G. Hertz mit Ihrem Experiment die Existenz diskreter Energieniveaus der Elektronen im Atom nach. Zuvor waren diese Energieniveaus nur auf spektroskopischer Weise beobachtet worden: Atome absorbierten oder emittierten elektromagnetische Strahlung nur in diskreten Frequenzen. Mit dem von Franck und Hertz durchgeführten Versuch wurde erstmals die Anregung von Atomen durch Stöße mit Elektronen in diskrete Energieniveaus beobachtet.

1.2 Prinzip der Franck-Hertz-Röhre

Ein schematischer Aufbau unseres Versuches ist der oben gezeigten Abbildung zu entnehmen. Der mögliche Potentialverlauf ist unter der Röhre dargestellt.

Die im Versuch verwendete Röhre ist zylindersymmetrisch (Kathode in der Mitte), um eine größere Elektronenausbeute zu erhalten. Die Elektronen werden aus der Glühkathode emittiert, durch die Ziehgitterspannung abgesaugt (damit sich keine Elektronen um die Kathode sammeln und das Austreten weiterer Elektronen behindern können) und dann durch U_B in Richtung Anode beschleunigt. Auf ihrem Weg durch das Hg-Gas können sie, sobald ihre Energie ausreicht, Atome durch Stoßanregung in einen höheren Energiezustand versetzen. Verlieren sie dabei soviel Energie (oder hatten sie diese von vorneherein nicht), daß sie die Gegenspannung U_G nicht überwinden können, erreichen sie die Anode nicht und werden damit auch nicht registriert. Wir messen nun den Strom, der an der Anode ankommt, in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_B und erhalten die typische Franck-Hertz-Kurve:

Nachdem der Strom zunächst steil ansteigt, fällt er bei Erreichen der Anregungsenergie fast wieder auf Null ab, genauso bei der doppelten, dreifachen, usw. Anregungsenergie. Der Strom verschwindet nie ganz, da die Geschwindigkeiten der aus der Kathode emittierten Elektronen maxwellverteilt sind und demzufolge immer einige so langsam sind, daß sie keine Atome anregen können, andere sind so schnell, daß sie trotz Anregung und Gegenspannung zur Anode gelangen. Alternativ kann man aber auch die von den angeregten Atomen emittierte UV-Strahlung über einen Szintillator und Photomultiplier beobachten, wie es im zweiten Versuchsteil gemacht wird. Dabei sollte sich im wesentlichen derselbe Kurvenverlauf ergeben, wenn man die Photospannung gegen die Beschleunigungsspannung aufträgt. Auf Szintillator und Photomultiplier wollen wir hier nicht näher eingehen, da diese schon ausführlich in anderen Versuchen behandelt worden sind. Zu bemerken ist noch, daß eine Kontaktspannung zwischen Anode

und Kathode anliegt, so daß das erste Niveau einen etwas größeren Abstand vom Nullpunkt hat, als eigentlich zu erwarten ist. Der Abstand des ersten Niveaus vom Nullpunkt ist also die Summe aus Anregungsenergie und Kontakspannung. Außerdem ergibt sich nicht genau der Potentialverlauf, wie wir oben gezeichnet haben. Unsere Zeichnung zeigt den Idealfall, bei dem kein Durchgriff vorhanden ist. Als Durchgriff bezeichnet man das Phänomen, das es einen stetigen Verlauf des Potentials an der Stelle des Gitters gibt. Im realen Fall muß man also bei dem Potentialverlauf keinen kantigen Verlauf annehmen, sondern abgerundete Kurven, denn nur diese stellen einen physikalischen Potentialverlauf dar.

1.3 Elektronenemission an einer Glühkathode

Die indirekt beheizte Glühkathode emittiert Elektronen in die mit Quecksilberdampf gefüllte Röhre. Die Stromdichte der Elektronen berechnet sich dann nach der Richardson-Gleichung zu:

$$j = C \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e(\phi_A - U_Z)}{kT}} \quad (1)$$

wobei $e \phi_A$ die Austrittsarbeit, k die Boltzmannkonstante, C eine Materialkonstante, T die Temperatur und U_Z das äußere Potential unserer Ziehgitterspannung ist. Im Versuch werden wir sowohl die Abhängigkeit von T als auch von U_Z untersuchen.

1.4 Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Temperatur

Der Wirkungsquerschnitt für die Stoßanregung wird im wesentlichen vom in der Röhre herrschenden Dampfdruck bestimmt. Dessen Temperaturabhängigkeit ist gegeben durch die Clausius-Clapeyron Gleichung:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\lambda}{(V_D - V_{Fl}) \cdot T} \quad (2)$$

wobei λ die Verdampfungsenergie und V_D , V_{Fl} die Volumina der Dampf- bzw. Flüssigkeitsphase darstellen.

Integration liefert die auch im Skript angegebene Formel:

$$\log p = A - \frac{B}{T} - C \log T \quad (3)$$

mit den Zahlenwerten: $A=10,55$; $B=3333$; $C=0,85$, dem Druck in Torr und der Temperatur in K.

1.5 Einiges zum Quecksilber

Wegen der geringen mittleren freien Weglänge der Elektronen im Quecksilbergas bei ca. 200° C wird, sobald ein Elektron genügend beschleunigt ist, eine Stoßanregung stattfinden. Darum werden fast ausschließlich die niederenergetische Übergänge bei ca. 5eV angeregt. Dabei können auch durchaus auch optisch verbotene Übergänge stattfinden (im Diagramm die äußeren Linien). Die dadurch angeregten Zustände sind dann aber metastabil und können nur durch Stoßabregung (Stöße 2.Art) zerfallen. Die Anregungswahrscheinlichkeit der drei $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_{0,1,2}$ Übergänge ist proportional zu $2J+1$. Wir berechnen daraus:

$$\Delta \bar{E} = \frac{4,67eV + 3 \cdot 4,89eV + 5 \cdot 5,46eV}{9} = 5,18eV \quad (4)$$

Im zweiten Versuchsteil messen wir die Intensität des emittierten Lichtes, d.h. nur den mittleren - optisch erlaubten - Übergang. Darum erwarten wir hier eine Anregungsenergie von 4,89eV.

2 Auswertung der Meßdaten

2.1 Vorbereitung der Messungen

Zunächst haben wir ein paar Probemessungen durchgeführt, um zu sehen wie sich die einzelnen Parameter auf die Graphen auswirken. Damit konnten wir für die verschiedenen Messungen die Wertebereiche festlegen, in denen möglichst alle Kurven komplett auf unserem X-Y Schreiber erfasst werden konnten.

2.2 Messungen mit einem variablen Parameter

2.2.1 Variation der Ziehgitterspannung

Als allererstes haben wir die Franck-Hertz Kurven aufgenommen, wobei wir die Ziehgitterspannung variiert haben. Für die Gegenspannung haben wir in diesem Fall $U_G = 2V$ gewählt. Die Temperatur in der Franck-Hertz Röhre betrug dabei konstant $160^\circ C$. Die Kurven haben wir für vier verschiedene Werte von U_Z aufgenommen. Diese betragen 1.9, 2.9, 3.9 und 4.9 Volt. Die X und die Y-Achse haben wir geeicht, so das wir die Längen in Spannungen umrechnen konnten. Die Abstände in Volt der verschiedenen Maxima (respektive der Minima) ergeben die Anregungsenergien des Quecksilberatoms. Für die Position der Minima und Maxima ergeben sich folgende Zahlenwerte:

U[V] $U_Z = 4,9V$	U[V] $U_Z = 3,9V$	U[V] $U_Z = 2,9V$	U[V] $U_Z = 1,9V$
Maxima			
7,049	7,157	7,212	7,212
12,066	12,109	12,109	12,109
17,113	17,221	17,168	17,113
22,388	22,441	22,388	22,388
27,661	27,985	27,985	27,985
36,724	-	-	-
Minima			
8,932	9,041	9,203	9,149
14,261	14,261	14,316	14,208
19,536	19,536	19,481	19,428
24,864	24,864	24,777	24,649
30,137	30,029	30,029	29,922

Daraus ergibt sich für die Mittelwerte der Differenzen der Maxima und Minima mit ihren Standardabweichungen:

$$\text{Maxima: } 5,437 \pm 0,799eV$$

$$\text{Minima: } 5,231 \pm 0,046eV$$

In dem Plot erkennt man, daß mit sinkender Ziehgitterspannung der Anodenstrom allgemein über die gesamte Kurve sinkt. Das heißt, das weniger Elektronen die Anode erreichen. Das ist relativ einfach aus der Richardsgleichung zu erklären, denn U_Z steht als äußeres Potential im Exponenten der Stromdichte: Je kleiner die äußere Spannung, desto kleiner die an der Kathode emittierte

Stromdichte. Wenn darüber hinaus U_Z sehr klein ist, bildet sich durch die emittierten Elektronen, die ja nicht abgesaugt werden, eine negative Ladungswolke um die Kathode, die dann sogar als negatives Potential die Elektronen in die Kathode zurückdrängt. Die Kontaktspannung, die zwischen Anode und Kathode entsteht, da diese aus unterschiedlichen Materialien besteht, erhält man, indem man die mit der Nummer des Maximums multiplizierte Anregungsenergie von der Maximumsspannung subtrahiert und über alle so erhaltenen Werte mittelt.

Wir erhalten für die gemittelte Kontaktspannung: $1,164 \pm 0,032V$

2.2.2 Variation der Gegenspannung

In diesem Versuchsteil maßen wir wieder den Anodenstrom in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung, wobei wir aber diesmal U_Z konstant ließen und U_G variierten. Das Ergebnis ist im Anhang zu sehen. Wie erwartet ging der Anodenstrom mit steigender Gegenspannung zurück. Dies ist zu erwarten, da bei einer höheren Gegenspannung nicht mehr so viele Elektronen die Anode erreichen können, da sie ja gegen das eingestellte Potential anlaufen müssen. Für die Positionen der Maxima und Minima erhalten wir folgende Werte:

U[V] $U_G = 2,2V$	U[V] $U_G = 2,7V$	U[V] $U_G = 3,2V$	U[V] $U_G = 4,2V$
Maxima			
7,104	7,212	7,265	7,319
12,109	12,216	12,270	12,701
17,221	17,351	17,491	17,868
22,486	22,657	22,711	23,303
27,985	28,308	28,523	29,384
34,442	34,765	-	-
Minima			
9,014	9,417	9,633	9,903
14,369	14,638	14,853	15,500
19,644	19,912	20,128	20,720
24,971	25,186	25,401	25,940
30,137	30,460	30,621	30,992

Daraus ergibt sich für die Mittelwerte der Differenzen der Maxima und Minima mit ihren Standardabweichungen:

$$\mathbf{Maxima: } 5,455 \pm 0,173eV$$

$$\mathbf{Minima: } 5,261 \pm 0,010eV$$

Wir erhalten für die Kontaktspannung: $2,094 \pm 0,485V$

Es fällt ausserdem auf, das die Maxima bei höherer Gegenspannung weiter nach rechts verschoben sind. Dies resultiert aus dem Durchgriff, der sich an dem Übergang zwischen der Beschleunigungsspannung und der Gegenspannung ausbildet. Man benötigt eine höhere Beschleunigungsspannung, um den gleichen Effekt zu erreichen, je höher die Gegenspannung ist.

2.2.3 Variation der Temperatur

Im letzten Teil dieses Abschnittes wurden U_Z und U_G konstant gehalten und für vier verschiedene Temperaturen geplottet. Dabei fällt zunächst auf, daß im betrachteten Temperaturbereich von $163^\circ C$ bis $183^\circ C$ der Anodenstrom mit steigender Temperatur fällt. Durch den deutlich höheren Dampfdruck und damit höhere Teilchendichte wird der Wirkungsquerschnitt für die Stoßanregung deutlich steigen, so daß mehr Elektronen Stöße erleiden und damit soviel Energie verlieren, daß sie die Anode nicht mehr erreichen können. Weitere Untersuchungen auch in anderen Temperaturbereichen werden in einem späteren Versuchsteil folgen. Desweiteren fällt auf, daß die Maxima mit steigender Temperatur weiter nach links verschoben sind. Leider haben wir dafür keine Erklärung.

U[V] $T = 183^\circ C$	U[V] $T = 180^\circ C$	U[V] $T = 170^\circ C$	U[V] $T = 163^\circ C$
Maxima			
7,044	7,090	7,157	7,206
12,072	12,153	12,257	12,270
17,111	17,167	17,329	17,437
22,290	22,387	22,602	22,710
27,445	27,661	28,105	28,329
31,743	33,261	34,118	40,837
Minima			
9,164	9,256	9,361	9,472
14,423	14,588	14,638	14,745
19,694	19,799	19,912	20,019
24,885	25,024	25,186	25,290
30,190	30,318	30,457	30,568

Daraus ergibt sich für die Mittelwerte der Differenzen der Maxima und Minima mit ihren Standardabweichungen:

$$\mathbf{Maxima: } 5,209 \pm 0,095eV$$

$$\mathbf{Minima: } 5,261 \pm 0,001eV$$

Wir erhalten für die Kontaktspannung: $1,300 \pm 0,014V$

2.2.4 Zusammenfassung

In allen drei Aufgabenteilen fällt auf, daß die Standardabweichung für die Maxima größer ist, als die der Minima. Die Varianz der einzelnen Meßwerte ist bei den Maxima wesentlich größer. Das ist recht verwunderlich, da die Maxima in Ihrer Ausdehnung nicht größer sind, als die Minima, so daß eine Bestimmung der Anregungsenergie aus den Maxima ebenso genauso sein müßte, wie aus den Minima. Dies Phänomen tritt auch bei allen anderen uns vorliegenden Messungen auf. Da dies einen großen Einfluß auf die Berechnung der Anregungsenergie aus allen Versuchsteilen zusammengenommen hat, verwenden wir eine Gewichtung unserer Meßwerte. Dadurch erreichen wir, daß die Meßwerte der Maxima nicht so stark ins Gewicht fallen.

Wir erhalten für die Mittelwerte der Maxima: $5,268 \pm 0,132eV$

Für die Minima erhalten wir: $5,261 \pm 0,007eV$

Gemittelt über alle Meßwerte erhalten wir: $5,261 \pm 0,093eV$

Damit erreichen wir den Literaturwert relativ genau. Diesen hatten wir ja über die Beziehung:

$$\Delta E = \frac{4,67eV + 3 \cdot 4,89eV + 5 \cdot 5,46eV}{9} = 5,18eV \quad (5)$$

errechnet. Wie zu sehen ist, liegt der Literaturwerte in den Fehlergrenzen unserer Messung.

Für die Kontaktspannung erhalten wir nach der Mittelung $1,35 \pm 0,02V$.

Dies ist auch ein Wert, der für eine Kontaktspannung wahrscheinlich ist. Da wir keine Vorgaben über Kontaktspannungen oder die verwendeten Materialien haben, können wir leider nicht nachvollziehen, ob die Kontaktspannung die wir bestimmt haben so in Ordnung ist.

2.3 Untersuchung der Lichtausbeute

Im zweiten Versuchsteil soll anstelle des Anodenstromes die Lichtausbeute mit Hilfe eines Photomultipliers gemessen werden. Da wir dabei nur den optisch erlaubten Übergang beobachten, erwarten wir diesmal eine Anregungsenergie von $4,89eV$. Um die sehr kleine Photospannung messen zu können, geben wir aus dem Lock-In-Verstärker eine modulierte Spannung zusätzlich auf U_Z oder U_B . Der Verstärker filtert dann, richtigen Phasenabgleich vorausgesetzt, das gewünschte Signal (Modulation von U_G) bzw. dessen Ableitung (Modulation von U_B) heraus und gibt es auf den X-Y-Schreiber. In unseren Vormessungen überzeugten wir uns davon, daß je größer wir die Zeitkonstante wählten, immer mehr Details der Kurve verschwanden, da sie bei einer großen Zeitkonstanten weggemittelt werden.

2.3.1 Änderung der Photospannung mit der Beschleunigungsspannung

Wir maßen also die Photospannung (Modulation von U_Z) mit einer Zeitkonstanten von $\tau = 400ms$ und einer Sensitivität von $1mV$. Für diesen Plot verwendeten wir die Farbe blau. Die Ableitung der Photospannung (Modulation von U_B) nahmen wir mit einer Zeitkonstanten von $\tau = 1,25s$ und der gleichen Sensitivität auf. Zum Vergleich plotteten wir noch eine Messung den Anodenstromes. Die beiden Skalierungen für die Y-Achse sind in den Plot gemalt. Bei modulierter Ziehspannung sollte eine Treppenkurve entstehen. Dies erklärt sich folgendermaßen: Sobald die Elektronen die nötige Energie haben, Atome anzuregen, beginnt das Quecksilbergas zu leuchten, wenn die Atome in den Grundzustand übergehen. Beschleunigt man die Elektronen weiter, so passiert so lange nichts bis sie die Energie haben, zwei Atome anzuregen. Dann

entsteht ein starker Anstieg im Photostrom, gefolgt von einem weiteren Plateau und so weiter. Die Abstände der Flanken entsprechen daher genau der Anregungsenergie. Da wir nur sehr schlecht und ungenaue Kurven erhalten haben, kann man die Plateaus und deren Flanken nur erahnen. Bessere Kurven waren anscheinend mit der vorhandenen Aparatur nicht möglich. Dies könnte an Problemen mit dem Lock-In Verstärker oder dem Photomultiplier liegen, da wir in vorherigen Versuchsteilen keine Probleme hatten und sehr schöne Kurven aufnehmen konnten. Einen genauen Fehler könnten wir aber nicht finden.

In der Kurve der Modulation von U_B sollten wir an den Stellen, wie die erste Kurve Flanken hat, starke Maxima beobachten. Diese Kurve ist wesentlich aussagekräftiger, da man hier die Maxima bis auf das letzte aufgenommene Maxima relativ genau bestimmen kann.

Betrachten wir zum Vergleich die Kurve des Anodenstromes (schwarz), so sehen wir, daß Ihre Maxima sich gut mit den Kanten der ersten beiden sichtbaren Plateaus decken. Eine kleine Verschiebung ist natürlich vorhanden, da wir für den Anodenstrom eine mittlere Anregungsenergie von 5,18eV haben. In der Photospannung ist aber nur der optisch erlaubte Übergang von 4,89eV zu sehen. Damit ergibt sich eine Verschiebung von ca. 0,3V pro Plateau.

Damit ergibt sich für die Differenzen in eV:

U[eV]
5,705
5,166
5,274
5,597

Damit ergibt sich als Mittelwert $5,435 \pm 0,61eV$. Dieser Wert liegt um einiges zu hoch. Da wir keine guten Meßergebnisse für die modulierte Ziehgitterspannung erhalten haben, haben wir diese auch nicht betrachtet. Auch der Fehler der modulierten Beschleunigungsspannung ist recht hoch.

2.3.2 Änderung der Photospannung mit der Temperatur

Für diesen Versuchsteil stellten wir U_G , U_Z und U_B auf einen festen Wert ein und schalteten die Heizung ab. Auf die X-Achse des Schreibers legten wir eine Zeitablenkung von 0,2mm/s, so daß wir das Verhalten der Photospannung bei sinkender und später (nach Wiedereinschalten der Heizung) bei wieder steigender Temperatur beobachten konnten. Außerdem haben wir regelmäßig den Anodenstrom abgelesen, den wir dann per Hand in das Diagramm eintragen konnten. Das Ergebnis ist im Anhang zu sehen. Mit fallender Temperatur steigt zunächst auch die Photospannung, um dann bei $t = 720s$ ihr Maximum zu erreichen und dann wieder abzufallen. Beim Aufheizen sehen wir genau das umgekehrte. Dies ist wohl folgendermaßen zu erklären: Bei hoher Temperatur herrscht in der Röhre eine hohe Hg-Gasdichte sowie hohe thermische Geschwindigkeiten der Atome. Emittiert nun ein Atom ein Photon, so ist die Wahrscheinlichkeit relativ groß, daß dieses ein weiteres Hg-Atom trifft und von diesem absorbiert wird. Dadurch werden weniger Photonen registriert als bei geringerer Gasdichte. Außerdem steigt bei hohen Teilchengeschwindigkeiten und Gasdichten die Wahrscheinlichkeit, daß angeregte Zustände durch Stöße 2. Art zerfallen, was ebenfalls eine geringere Lichtintensität zur Folge hat. Sinkt nun

mit der Temperatur die Gasdichte, so steigt die Photospannung an, bis irgendwann der Punkt erreicht ist, wo die mittlere freie Weglänge so groß wird, daß die Elektronen ungehindert zur Anode gelangen können. Dann steigt der Anodenstrom (siehe Plot) und die Photospannung geht zurück. Man sieht im Plot, daß die Maxima der Photospannung für Abkühlung und für Aufheizung nicht bei gleichen Temperaturen liegen, wie es eigentlich sein müßte. Das liegt daran, daß wir die Temperatur natürlich nicht im Reaktionsraum, sondern etwas außerhalb, am Rand der Röhre, messen und die gemessene der echten Temperatur im innern der Röhre immer etwas hinterherhinkt. Die Temperatur im Reaktionsraum für das Maximum der Photospannung müßte demnach bei etwa $95 \pm 5^\circ C$ liegen.

2.4 Ionisationspotential von Quecksilber

Zum Schluß soll noch das Ionisationspotential von Quecksilber bestimmt werden. Dazu stellen wir die Gegenspannung so hoch ein, daß Elektronen auf keinen Fall zur Anode gelangen können, ionisierte Hg-Atome hingegen dorthin gezogen werden. Dabei ist zu beachten, das wir eine andere Skalierung für die X-Achse verwenden. Für den Fehler der Extrapolation nehmen wir $\pm 0,2V$ an. Vom Meßwert müssen wir jetzt noch das Kontaktpotential abziehen. Wir messen das Ionisationspotential bei insgesamt drei Temperaturen.

Wir erhalten dann für die verschiedenen Temperaturen folgende Ionisationspotentiale:

$T[^\circ C]$	$U_B[V]$
107	$11,88 \pm 0,2$
117	$11,945 \pm 0,2$
127	$11,772 \pm 0,2$

Damit erhalten wir als Mittelwert für das Ionisationspotential $11,865 \pm 0,2V$. Damit liegen wir jedoch deutlich über dem Literaturwert für das Ionisationspotential von $10,437V$. Wahrscheinlich ist der Offset in der Y-Achse dafür verantwortlich. Wir konnten durch diesen Offset keine Interpolation bis auf die X-Achse durchführen. Wir mußten also eine horizontale Gerade an den linken Teil des Graphen anfitzen und den Schnittpunkt mit diesem als den Wert für das Ionisationspotential verwenden. Die Ungenauigkeit bei diesem Verfahren ist wohl für den Fehler unserer Messung verantwortlich.