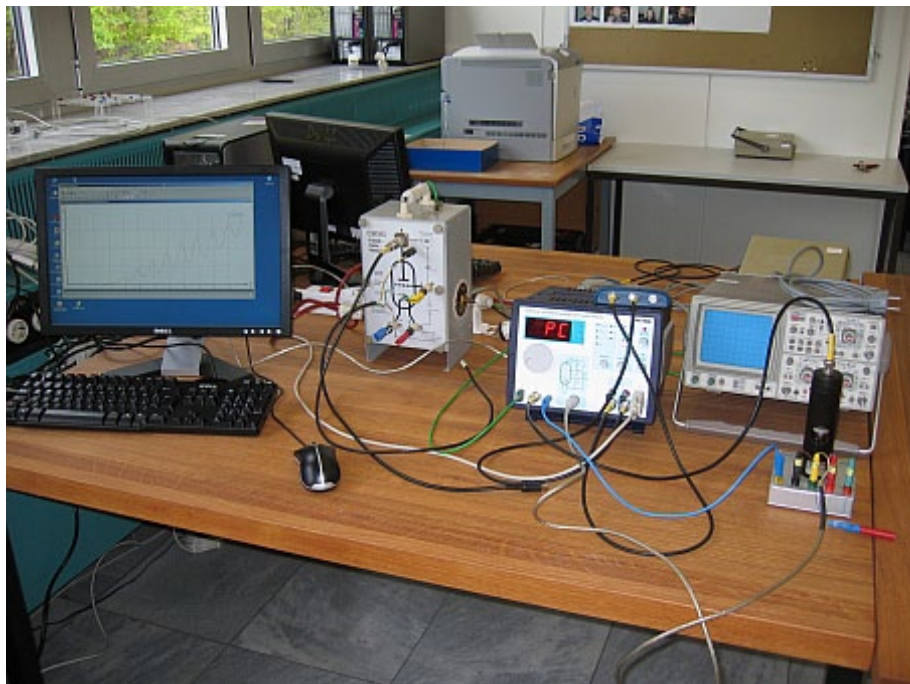


Physikalisches Grundpraktikum für Physiker/innen

Teil III

Franck-Hertz-Versuch



WWW-Adresse Grundpraktikum Physik: <http://grundpraktikum.physik.uni-saarland.de/>

Kontaktadressen der Praktikumsleiter:

Dr. Manfred Deicher
Zimmer: 1.11, Gebäude E 2.6
e-mail: manfred.deicher@tech-phys.uni-sb.de
Telefon: 0681/302-58198

Dr. Patrick Huber
Zimmer: 3.23, Gebäude E2.6
e-mail: p.huber@physik.uni-saarland.de
Telefon: 0681/302-3944

1. Ziel des Versuchs

Durch ein Elektronenstoß-Experiment in einer gasgefüllten Elektronenröhre soll die Existenz diskreter Energieniveaus in Atomen (Quecksilber und Neon) nachgewiesen werden. Aus der Strom-Spannungs-Charakteristik der „Franck-Hertz-Röhre“ werden die Energien der durch inelastische Elektronenstöße angeregten Übergänge in den Atomen bestimmt.

2. Fragen

1. Welches sind die wesentlichen Aussagen des Bohrschen Atommodells? Welche Widersprüche ergeben sich zur klassischen Elektrodynamik?
2. Warum wird in der Quecksilber- und Neon-Röhre eine indirekt geheizte Kathode zur Erzeugung der Elektronen benutzt?
3. Wieso haben nicht alle Elektronen, die aus einer Kathode thermisch emittiert wurden und die eine feste Anodenspannung durchlaufen haben, dieselbe kinetische Energie?
4. Wie groß ist die mittlere freie Weglänge λ eines Elektrons in einer mit Hg-Dampf gefüllten Röhre bei der Temperatur von 180 °C?
5. Erläutern Sie qualitativ das Zustandekommen des Kurvenverlaufs der Anodenstromkurve beim Franck-Hertz-Versuch. Warum gibt es keine scharfen Einbrüche in der Anodenstromkurve bei ganzen Vielfachen der Anregungsenergie, sondern eine verschmierte Kurve?
6. Warum ist die erfolgreiche Durchführung des Elektronenstoßversuches von Franck-Hertz mit Hg-Atomen auf einen relativ kleinen Temperaturbereich beschränkt?
7. In der Neon-Röhre sieht man unter bestimmten Bedingungen zwischen den beiden Beschleunigungselektroden mehrere helle und dunkle Zonen. Erklären Sie deren Zustandekommen.
8. Warum werden für den Franck-Hertz-Versuch Quecksilber oder Neon benutzt und nicht „einfache“ Gase wie Wasserstoff oder Stickstoff?

3. Grundlagen

Rutherford hat bei Streuexperimenten den Atomkern entdeckt (die Existenz der Elektronen, ihre Masse und Ladung waren schon bekannt) und stellte ein nach ihm benanntes Atommodell auf. In diesem Modell kreisen die negativ geladenen Elektronen auf Kreisbahnen um den schweren, positiv geladenen Atomkern. Nach der klassischen Elektrodynamik müssten die Elektronen in diesem Modell als beschleunigt bewegte Ladungen elektromagnetische Strahlung aussenden und dabei solange Energie verlieren, bis sie schließlich in den Atomkern stürzen.

Dieser Widerspruch zur klassischen Physik wurde durch die Quantenphysik aufgelöst. 1900 hatte Planck die Quantenhypothese aufgestellt, mit deren Hilfe es ihm möglich war, das Gesetz der elektromagnetischen Temperaturstrahlung herzuleiten. Er forderte, dass elektromagnetische Wellen der Frequenz ν nur in Quanten, d.h. in ganzzahligen Vielfachen der Energie $E = h\nu$ von Materie emittiert werden können. Dabei ist h eine fundamentale Naturkonstante, das Plancksche Wirkungsquantum. 1905 zeigte Einstein, dass Licht tatsächlich aus Energiequanten, den Photonen, besteht.

Bohr erweiterte 1913 das Rutherfordsche Atommodell durch zwei Forderungen [3]:

1. Es sind nur Elektronenbahnen erlaubt, bei denen der Betrag des Bahndrehimpulses l ein ganzzahliges Vielfaches des Drehimpulses $h/2\pi$ ist.
2. Strahlungsübergänge sind nur zwischen zwei Elektronenzuständen möglich, deren Energien E_1 und E_2 zwei erlaubten Bahnen entsprechen. Die Photonenenergie E ist gegeben durch $E = h\nu = E_2 - E_1$.

Eine direkte, eindeutige experimentelle Bestätigung der Bohrschen Postulate gab es bis zu dem Experiment von James Franck und Gustav Hertz (1914) [1] nicht. Die diskreten optischen Spektren der Atome wiesen zwar auf wohldefinierte Zustände eines Atoms hin, aber es konnte nicht ausgeschlossen werden, dass es neben den in den Spektren sichtbaren diskreten Elektronenzuständen weitere kontinuierlich verteilten Zustände gibt. Solche Zustände würden es erlauben, beliebige Energien auf die Atome übertragen.

Franck und Hertz entdeckten in ihren Experimenten [1,2] zwei fundamentale Phänomene: Der Energieverlust von Elektronen, die durch einen Dampf aus Quecksilberatomen fliegen, erfolgt in diskreten Schritten von $\Delta E = 4,89$ eV und sie beobachteten die diskrete Emission von Licht im Ultravioletten mit einer Wellenlänge von $\lambda = 253,7$ nm. Das Franck-Hertz-Experiment ist der erste Nachweis der Quantisierung der atomaren Zustände: Der Energieverlust von inelastisch an Atomen gestreuten Elektronen entspricht exakt der Anregung gebundener Elektronenzustände. Durch die Bestimmung des Energieverlusts der gestreuten Elektronen und der Wellenlänge der emittierten Strahlung konnten Sie die Plancksche Konstante aus der Einsteinbeziehung $E = h\nu$ bestimmen [2]. Die Übereinstimmung mit dem Wert für h , der theoretisch von Planck (Strahlung schwarzer Körper), Einstein (Photoeffekt) und Bohr (Wasserstoffatom) berechnet wurde, war eine überzeugende Bestätigung der Quantentheorie.

4. Historisches zum Franck-Hertz-Versuch

In ihrer Originalarbeit von 1914 [1] hatten Franck und Hertz die Zielsetzung und die Erwartung, die Ionisierungsenergie von Quecksilber zu bestimmen:

„Da sich dieselbe Erscheinung (nämlich die Ionisation) jedesmal wiederholt, wenn die beschleunigende Spannung gleich einem ganzen Vielfachen der Ionisierungsspannung wird, so haben wir eine Kurve zu erwarten, die Maxima von wachsender Größe besitzt, deren Abstand stets gleich der Ionisierungsspannung ist.“ [1].

Abb. 1 zeigt die von Franck und Hertz in ihrer Originalarbeit veröffentlichte Messkurve (Anodenstrom als Funktion der Beschleunigungsspannung) für Quecksilber.

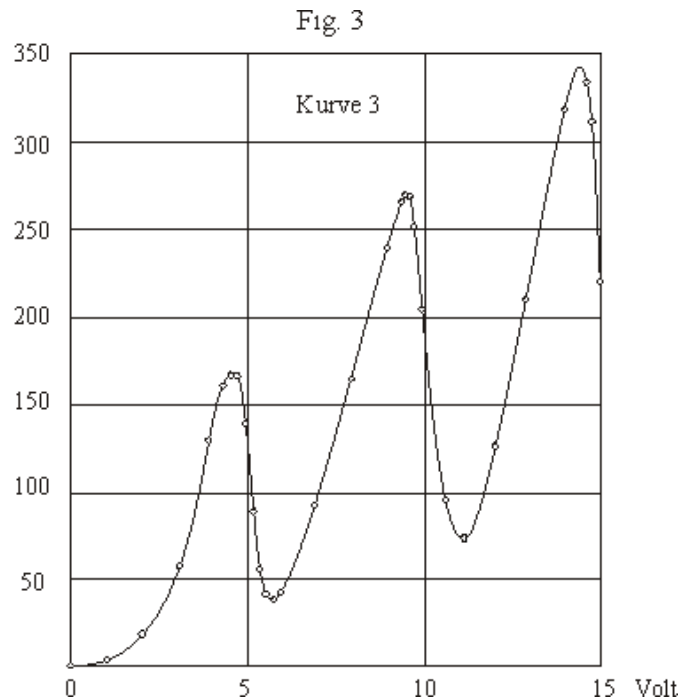


Abb. 1: Anodenstrom als Funktion der Beschleunigungsspannung in einer Quecksilberröhre [1].

Die beobachtete Messkurve entsprach der Erwartung von Frank und Hertz und wurde von ihnen entsprechend interpretiert [1]:

„Die in den Kurven dargestellten Ergebnisse unserer Messungen zeigen, daß unsere Erwartungen sich durchaus bestätigt haben. Die Maxima sind außerordentlich scharf ausgeprägt und geben daher die Möglichkeit einer sehr genauen Messung der Ionisierungsspannung. Die Werte für den Abstand zweier benachbarter Maxima liegen sämtlich zwischen 4,8 und 5,0 Volt, so daß wir 4,9 Volt als den richtigsten Werte für die Ionisierungsspannung des Quecksilberdampfes ansehen können.“

Diese Interpretation, das die beobachteten inelastischen Stöße zwischen Elektronen und Quecksilberatomen zur Ionisation der Quecksilberatome führten, war nicht richtig. Tatsächlich führten die Stöße zu einer Anregung der Quecksilberatome aus ihrem Grundzustand ($n = 1$) zum ersten angeregten Zustand ($n = 2$).

Kurz nach der Veröffentlichung hat Bohr 1915 den entscheidenden Hinweis zur richtigen Interpretation gegeben:

„Franck und Hertz nehmen an, daß 4,9 Volt der Energie entspricht, die zur Entfernung eines Elektrons aus dem Quecksilberatom erforderlich ist, aber es scheint, daß ihre Versuche möglicherweise mit der Annahme in Einklang zu bringen sind, daß diese Spannung nur dem Übergang vom Normalzustand zu irgend einem anderen stationären Zustand des neutralen Atoms entspricht...“

In späteren Arbeiten (z.B. [2]) schlossen sich Franck und Hertz dieser Interpretation an:

„Als Gesamtergebnis möchten wir angeben, daß die Folgerungen der Bohrschen Theorie nach dem Verfahren des Elektronenstoßes im Hg-Dampf mit großer Schärfe bestätigt werden konn-

ten und daß dieses Verfahren uns eine in vielen Fällen brauchbare Ergänzung der spektral-analytischen Methoden darzustellen scheint.“

Zum Zeitpunkt ihrer ersten Veröffentlichung (1914) wussten James Franck und Gustav Hertz nichts von der ein Jahr zuvor erfolgten Veröffentlichung von Bohr zu seinem Atommodell [3], wie Franck später (1961) in einem Rückblick zugab [4]:

„It might interest you to know that when we made the experiments that we did not know Bohr's theory. We had neither read nor heard about it. We had not read it because we were negligent to read the literature well enough -- and you know how that happens. On the other hand, one would think that other people would have told us about it. For instance, we had a colloquium at that time in Berlin at which all the important papers were discussed. Nobody discussed Bohr's theory. Why not? The reasons is that fifty years ago, one was so convinced that nobody would, with the state of knowledge we had at that time, understand spectral line emission, so that if somebody published a paper about it, one assumed, ‚Probably it is not right‘. So we did not know it. But we made that experiment (and got the result that confirmed Bohr's theory) because we hoped that if we found out where the borderline between elastic and inelastic impact lies [...] only one line might appear. But we did not know whether that would be so, and we did not know whether at all an emission of an atom is of such a type that one line alone can be emitted and all the energy can be used for that purpose. The experiment gave it to us, and we were surprised about it. But we were not surprised after we read Bohr's paper later, after our publication.“

Damit haben Franck und Hertz 1925 den Nobelpreis für ein Experiment erhalten, das sie damals nicht wirklich verstanden hatten. Seine große Bedeutung jedoch liegt im nichtoptischen Nachweis diskreter Anregungszustände in der Atomhülle. Die Versuchsergebnisse sind eine wichtige Stütze für das Bohrsche Atommodell. Man findet beim Franck-Hertz-Versuch dieselben Anregungsenergien, wie sie auch optisch in Emissionsspektren oder bei der Resonanzabsorption auftreten.

5. Franck-Hertz-Versuch mit Quecksilber

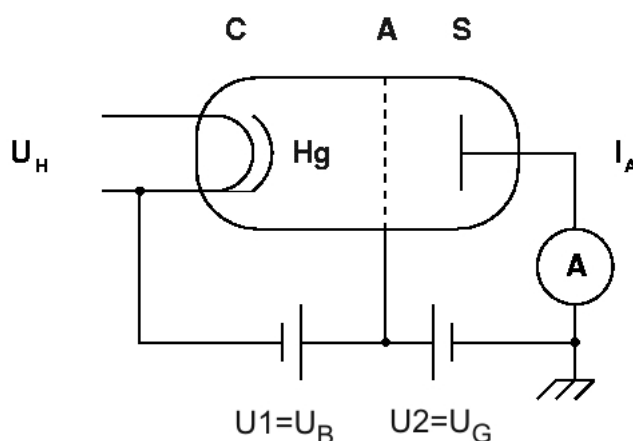


Abb. 2: Schematischer Aufbau der Quecksilberröhre im Franck-Hertz-Versuch.

In einer evakuierten Glasröhre (Abb. 2), die einen Tropfen Quecksilber enthält, werden Elektronen durch eine variable Spannung $U_B (= U_1)$ von der indirekt (mit U_H) geheizten Glühkathode (C) zu dem Gitter (A) hin beschleunigt, das als Anode wirkt. Nach Durchfliegen des Gitters werden sie durch eine Gegenspannung $U_G (= U_2)$, die zwischen dem Gitter und dem

Auffänger (S), wieder abgebremst. Nur solche Elektronen, deren kinetische Energie am Gitter größer als eU_G ist, treffen auf den Auffänger und können als Auffängerstrom I_A nachgewiesen werden.

Auf ihrem Weg von der Kathode zur Anode können die Elektronen mit Hg-Atomen stoßen, wobei die Stoßwahrscheinlichkeit von der Anzahldichte der Hg-Atome abhängt. Abhängig von der Energie der Elektronen sind diese Stöße nur elastisch oder auch unelastisch (d.h. mit einer Anregung der Atomhülle oder gar einer Ionisierung). Bei einem elastischen Stoß ist der Energieverlust des Elektrons sehr gering, bei einem unelastischen Stoß gibt das Elektron die Anregungsenergie an das Atom ab und behält die Restenergie. Jenseits der Anode befindet sich der gegenüber der Anode negative Auffänger. Ist die kinetische Energie der Elektronen, die durch das Beschleunigungsgitter (die Anode) hindurch fliegen, groß genug zum Überwinden des Gegenfeldes, werden diese Elektronen als Strom I_A in der Auffängerzuleitung nachgewiesen. Ist ihre Energie zu klein, so fließen sie nach Umkehr im Gegenfeld über die Anodenzuleitung ab.

Als Messergebnis erhält man mit steigender Beschleunigungsspannung zunächst einen steigenden Auffängerstrom. Ab einer bestimmten Spannung verflacht der Anstieg und dann sinkt der Strom. Die Elektronenenergie hat die kleinste Anregungsenergie (bei Hg 4,89eV) überschritten und mit zunehmender Spannung wird die Zone vor der Anode, in der unelastische möglich sind, breiter. Nach einem Stromminimum steigt der Strom wieder und nimmt ab der doppelten kleinsten Anregungsenergie wiederum ab. Die Elektronen gewinnen nach der ersten Energieabgabe zunächst wieder genügend Energie, um das Gegenfeld zu überwinden. Schließlich reicht ihre Energie für einen zweiten unelastischen Stoß aus. Mit weiter steigender Spannung wiederholt sich dieser Vorgang mehrmals (s. Abb. 1).

Notwendig für die Beobachtung einer Franck-Hertz-Kurve sind Stöße zwischen den Elektronen und den Hg-Atomen. Damit diese wahrscheinlich werden, muss die mittlere freie Weglänge λ der Atome klein gegen den Abstand zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode sein. λ kann über den Sättigungsdampfdruck, der innerhalb der Röhre herrscht, eingestellt werden. Die Dichte n der Hg-Atome in der Röhre ergibt sich aus dem Hg-Dampfdruck p bei der jeweiligen Temperatur T . Die kinetische Gastheorie ergibt für den Druck

$$p = \frac{1}{3} nm \langle u^2 \rangle = nk_B T \Rightarrow n = \frac{p}{k_B T} \quad (1)$$

(m : Masse Hg-Atom, $\langle u^2 \rangle$: mittlere quadratische Geschwindigkeit der Atome; k_B := Boltzmann-Konstante). Der Hg-Dampfdruck ist der Sättigungsdampfdruck, da in der Röhre sich bei den benutzten Temperaturen stets auch flüssiges Quecksilber befindet. Der Dampfdruck als Funktion der Temperatur lässt sich für viele Stoffe gut durch

$$\log p = -\frac{a}{T} - b \log T + c \quad (2)$$

annähern. Für Quecksilber im Bereich bis etwa 250 °C gilt die in Abb. 3 dargestellte Beziehung [10]

$$p = 1,32 \times 10^{10} \times 10^{-\frac{3190}{T}} \text{ [Pa]} \quad (3)$$

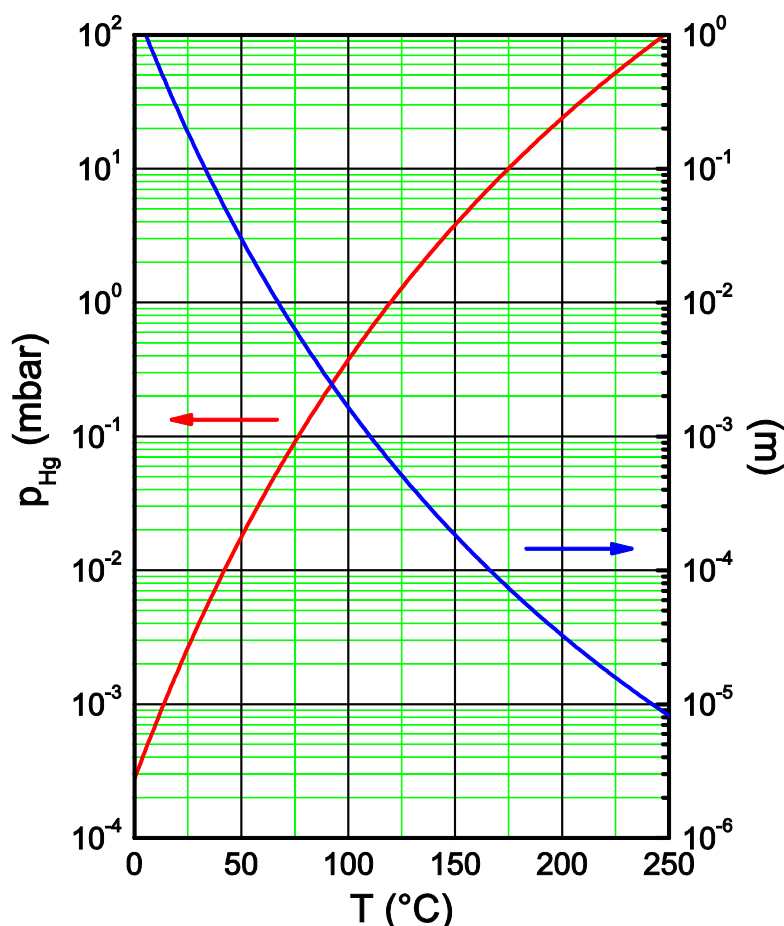


Abb. 3: Dampfdruck nach Gl. (3) und mittlere freie Weglänge (Gl. (4)) für Quecksilber als Funktion der Temperatur.

Die mittlere freie Weglänge λ eines Elektrons zwischen zwei elastischen Stößen mit den Quecksilberatomen hängt von der Temperatur ab und ist mit Gl. (1) gegeben durch

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} = \frac{k_B T}{p\sigma} \quad (4)$$

σ ist der Wirkungsquerschnitt der Atome für elastische Streuung. Für neutrale Atome entspricht $\sigma = \pi R^2$ der Querschnittsfläche kugelförmiger Atome. Für Quecksilber kann der Kugelradius R aus der Dichte von flüssigem Quecksilber berechnet werden und es ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt $\sigma = 8,35 \times 10^{-20} \text{ m}^2$. Abb. 3 zeigt die damit berechnete mittlere freie Weglänge. λ muss etwa um den Faktor 1000 bis 5000 kleiner als der Abstand zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode (etwa 1 cm) sein, damit eine ausreichende Stoßwahrscheinlichkeit gegeben ist.

Es gibt einen Dampfdruckbereich, in dem die Röhre optimal arbeitet. Wird dieser unterschritten, wächst die Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronen ohne Wechselwirkung mit den Hg-Atomen von der Kathode bis zur Auffängerelektrode laufen. Bei ausreichend hoher Spannung erreichen die Elektronen dabei Energien, die ausreichen würden, auch höhere Zustände der Hg-Atome anzuregen. Dieser Effekt wird mit dieser Röhre nicht beobachtet, da die Stoßwahrscheinlichkeit unter diesen Bedingungen zu klein ist.

Ionisierung durch Elektronenstoß tritt auf, wenn die erreichte Elektronenenergie die Ionisierungsenergie (10,44 eV für Hg-Atome) übersteigt. Das Einsetzen der Ionisierung zeigt sich im

Experiment deutlich. In der Röhre entstehen positive Ionen. Diese reduzieren die Raumladung in Kathodennähe und bewirken dadurch einen steilen Anstieg des Anodenstroms. Die Ionen treten auch zwischen Anoden und Auffänger auf und bewirken einen Strom mit umgekehrten Vorzeichens gegenüber den Elektronenstrom. Das Zünden einer Gasentladung ist von einem Leuchten begleitet, das spektroskopisch beobachtet werden kann. Bei der Rekombination der Ionen mit Elektronen kommen in Stufen alle möglichen Übergänge bis herab zum Grundzustand vor. Die intensivsten sichtbaren Quecksilber-Emissionslinien sind 405 nm, 408 nm, 436 nm (violett), 493 nm (blau), 546 nm (grün) und 579 nm (gelb). Die fahlblaue Farbe des mit bloßem Auge beobachteten Leuchtens ist das Ergebnis der Farbmischung dieser Linien.

6. Franck-Hertz-Versuch mit Neon

Für die Elektronenstoßversuche an Neon-Atomen wird eine Röhre mit vier parallel angeordneten Elektroden (Abb. 4) verwendet.

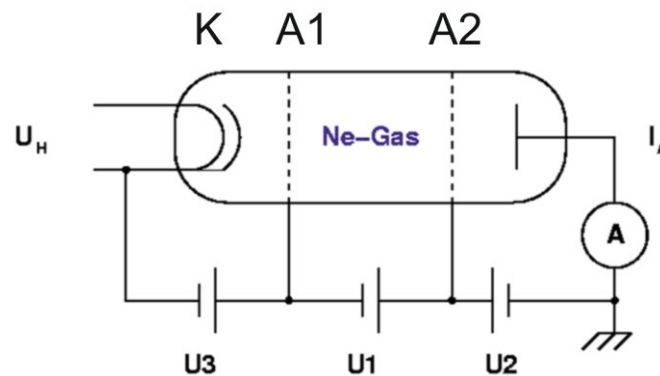


Abb. 4: Schematischer Aufbau der Neonröhre im Franck-Hertz-Versuch.

Im Unterschied zur Hg-Röhre enthält die Neon-Röhre zwei Beschleunigungselektroden (A1 und A2) zwischen denen sich, wie bei einem Plattenkondensator, ein homogenes elektrisches Feld ausbildet. Weiterhin führt das Vorhandensein der Beschleunigungselektrode A2 dazu, dass fast alle aus der Kathode austretenden Elektronen abgesaugt werden, so dass der Einfluss von Raumladungseffekten auf die Gestalt der Franck-Hertz-Kurve verringert wird. Der Abstand d zwischen Kathode K und dem Gitter A2 ist groß gegenüber der mittleren freien Weglänge der Elektronen im Ne-Gas bei Betriebstemperatur (Raumtemperatur). Damit wird eine hohe Stoßwahrscheinlichkeit erzielt, da diese proportional zu dem Quotienten d/λ ist.

Im Gegensatz zu Quecksilber erfolgt die Lichtemission nach der Anregung durch Elektronenstoß im sichtbaren Bereich zwischen 585 nm (gelb) und 703 nm (rot). Dieses Licht ist als schwaches Glimmen beobachtbar. Wird die Beschleunigungsspannung U_2 auf etwa 19 V erhöht, gewinnen die Elektronen genug Energie, um Neon-Atome anzuregen und der Anodenstrom sinkt ab. Gleichzeitig zeigt sich die Lichtemission als ein rötliches Glimmen am Gitter A2. Wird die Beschleunigungsspannung weiter erhöht, verschiebt sich die Leuchtschicht und der Anodenstrom steigt wieder an. Erreicht die Beschleunigungsspannung etwa 38 V, erscheint eine zweite Leuchtschicht am Gitter, während sich die erste Schicht in die Mitte zwischen A1 und A2 verschoben hat. Die Elektronen haben nun genug Energie, um Neon-Atome in diesem Bereich der Röhre anzuregen, besitzen nach diesem inelastischen Stoß aber immer noch genug Energie um nach der weiteren Beschleunigung direkt vor A2 nochmals Ne-Atome

anzuregen. Erhöht man die Beschleunigungsspannung weiter, kann auch eine dritte Leuchtschicht beobachtet werden.



Abb. 5: Drei Leuchtschichten beim Franck-Hertz-Versuch mit einer Neon-Röhre.

7. Elektronenkonfigurationen von Quecksilber und Neon

Neutrales Quecksilber ($Z = 80$) hat 80 Elektronen in der Atomhülle. Im Grundzustand sind die Energieniveaus bis zur N -Schale (Hauptquantenzahl $n = 4$) aufgefüllt. Die O -Schale ($n = 5$) ist mit 18 Elektronen noch nicht vollständig gefüllt, trotzdem befinden sich 2 Elektronen in der P -Schale ($n = 6$). Die Spektraleigenschaften von Hg werden nur durch die Elektronenzustände der Elektronen in der P -Schale (Valenzelektronen) bedingt. Damit zerfällt das Niveausystem der Energie der beiden Valenzelektronen wie beim Helium in Singulett-Zustände und in Triplett-Zustände. Die Singulett-Zustände sind dadurch gekennzeichnet, dass die Gesamtspinquantenzahl der Valenzelektronen den Wert $S = 0$ hat (Spins der Elektronen sind antiparallel). Für diese Elektronenzustände ist der Gesamtdrehimpuls J gleich dem Gesamtbahndrehimpuls L . L kann die Werte $L = 0, 1, 2, \dots$ usw. annehmen. Es ist üblich, die Quantenzahl des Gesamtbahndrehimpuls L durch Großbuchstaben anzugeben: $L = 0$ entspricht S , $L = 1$ entspricht P , $L = 2$ entspricht D , usw.. Triplett-Zustände sind durch eine Gesamtspinquantenzahl $S = 1$ gekennzeichnet (Spins der Elektronen sind parallel) und der Gesamtdrehimpuls J kann in Abhängigkeit vom Gesamtbahndrehimpuls L die Werte $J = 0$ (für $L = 0$) und $J = L + 1$; L ; $L - 1$ (für $L > 0$) annehmen. In der in Abb. 6 (links) verwendeten Termbezeichnung für die Energiezustände der Valenzelektronen gibt der tiefgestellte Index den Gesamtdrehimpuls J an und der hochgestellte Index die sogenannte Multiplizität, d.h. das Produkt $2S + 1$. Damit ist die Termbezeichnung des Grundzustandes 6^1S_0 ($n = 6$, $S = 0$, $L = 0$, $J = 0$).

Optisch, d.h. unter Emission oder Absorption von Licht, sind nur die durch Verbindungsstriche in Abb. 6 (links) Gekennzeichneten Übergänge möglich. Bei Anregung durch Elektronenstoß ist die Drehimpulsänderung nicht auf $\Delta L = \pm 1$ beschränkt und es können vom Grundzustand aus mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit alle Zustände erreicht werden. Sind bereits genügend viele Atome angeregt, z.B. in einer Gasentladung, können auch Elektronen aus bereits angeregten Zuständen in noch höher gelegene Zustände angeregt werden. Im Praktikumsversuch können folgende Übergänge beobachtet werden:

- $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_0$, $E = 4,67$ eV, optisch verboten,
- $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_1$, $E = 4,89$ eV, optisch erlaubt,
- $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_2$, $E = 5,46$ eV, optisch verboten,

- $6^1S_0 \rightarrow 6^1P_1$, $E = 6,70$ eV, optisch erlaubt.

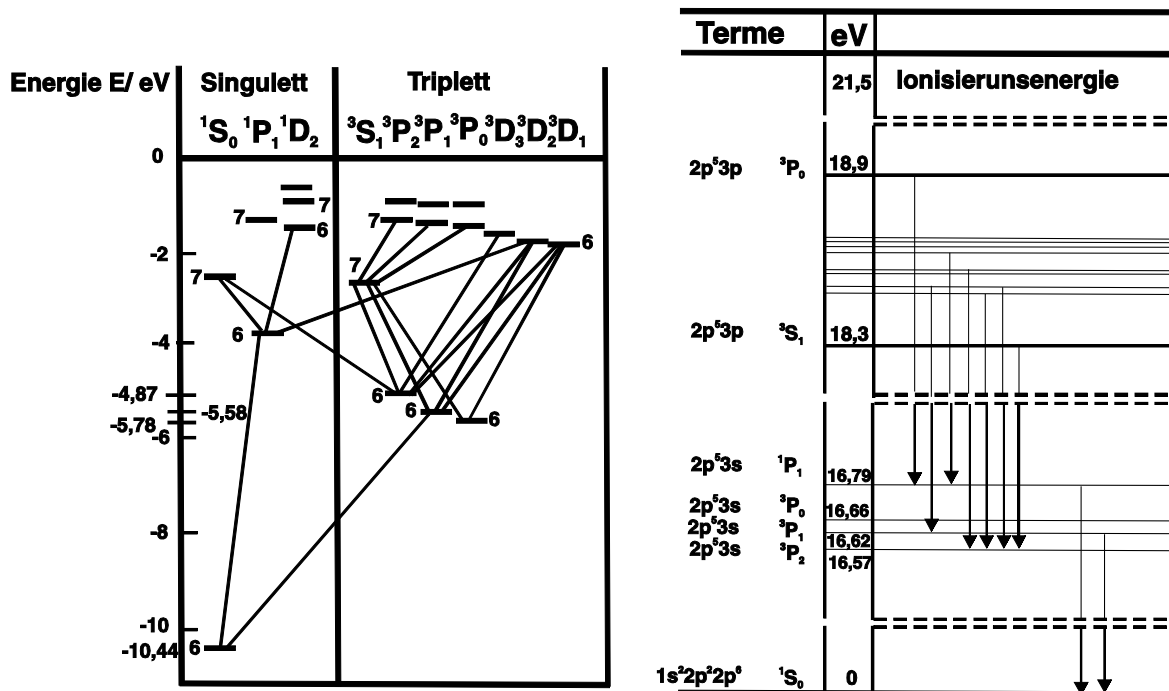


Abb. 6: Termschemata von Quecksilber (links) und Neon (rechts) mit den wichtigsten Übergängen.

Das Edelgas Neon hat zehn Elektronen in der Schale $1s^2 2s^2 2p^6$ (Abb. 6 rechts). Wegen der hohen Zustandsdichte und den Auswahlregeln werden durch inelastische Stöße bevorzugt die zehn $3p$ -Zustände im Bereich zwischen 18,3 eV und 18,9 eV angeregt, deren Emission im sichtbaren Bereich liegt. Die Anregung erfolgt im wesentlichen aus dem Grundzustand und den $3p$ -Zuständen $^1S_0 \rightarrow 3P_0$ und 3S_1). Die vier unteren $3s$ -Zustände zwischen 16,6 eV und 16,9 eV werden mit geringerer Wahrscheinlichkeit angeregt. Im Gegensatz zu Hg kehren die Ne-Atome nicht direkt durch Lichtemission in den Grundzustand zurück. Die Übergänge der $3p$ -Zustände in den Grundzustand ist nur über die $3s$ -Zustände möglich. Zunächst werden spontan etwa 2 eV abgegeben und dann erfolgen Übergänge in Zustände zwischen 16,75 eV und 16,79 eV, wobei sichtbares Licht emittiert wird.

8. Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

8.1 Messung mit Quecksilber

Aufbau:

Abb. 7 zeigt den Aufbau des Versuchs für die Quecksilberröhre, deren Aufbau in Abb. 2 dargestellt ist.

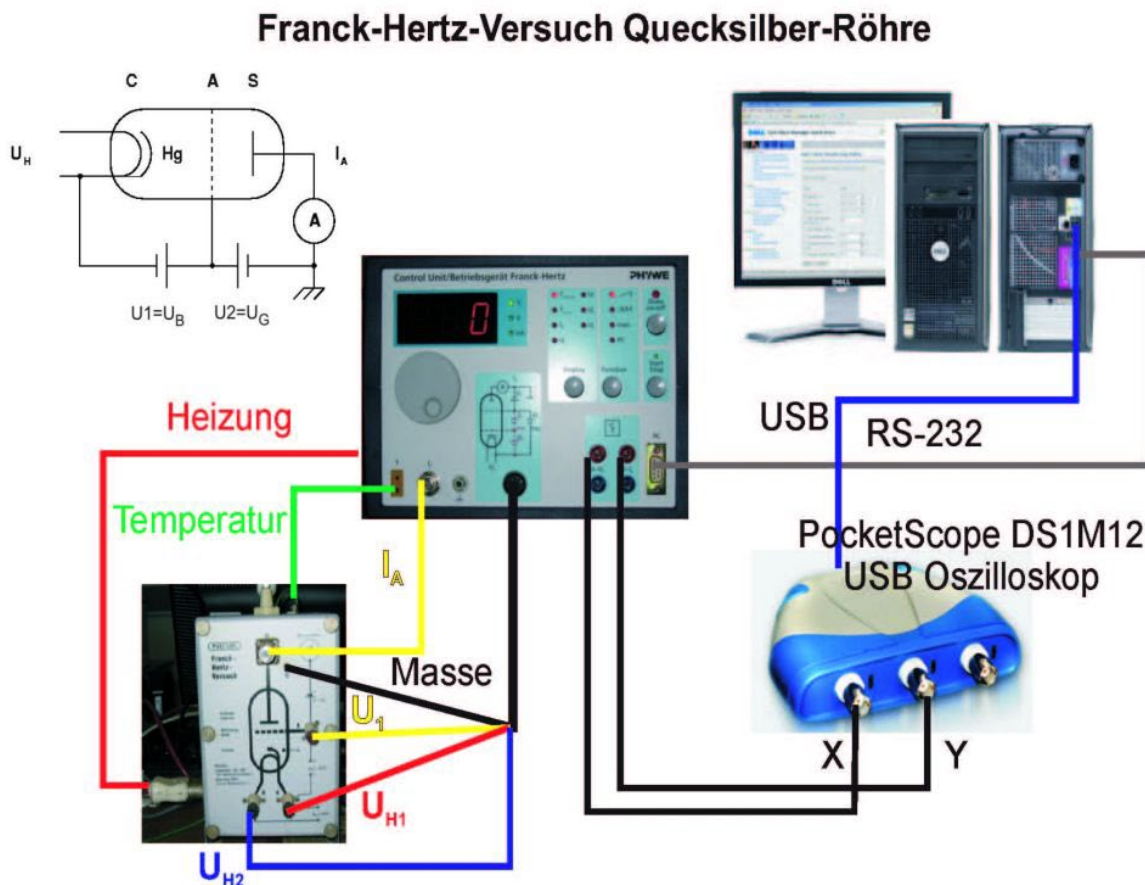


Abb. 7: Aufbau des Franck-Hertz-Versuchs für Quecksilber.

Das Franck-Hertz-Betriebsgerät erzeugt die Beschleunigungsspannung U_1 , die Gegenspannung U_2 , die Steuerspannung U_3 (nur für Ne-Röhre) und die Heizspannung U_H . Alle einstellbaren und messbaren Größen können mit Hilfe einer LED-Anzeige angezeigt werden. Die Darstellung und Auswertung der Messwerte kann alternativ manuell, mit Hilfe eines Oszilloskops oder über die RS-232-Schnittstelle an einem PC mit Hilfe des Programms *measure* erfolgen.

Die Hg-Röhre wird über ein 5-poliges Kabel und ein BNC-Kabel mit dem Betriebsgerät verbunden. Für den Betrieb der Hg-Röhre wird zur Temperaturkontrolle des Ofens ein Thermoelement verwendet. Die Fühlerspitze des Thermoelements wird durch die Öffnung im Franck-Hertz Ofen geführt und in der Höhe der Röhren-Kathode positioniert. Die Heizung des Ofens wird über die Anschlussleitung mit der Steckdose auf der Rückseite des Betriebsgerätes zu verbunden. Der sich seitlich am Ofen befindliche Drehknopf ist auf Maximum zu stellen. Dadurch wird gewährleistet, dass der Bimetallschalter im Ofen nicht den Ofen abschaltet und den Regelprozess stört.

Zur Erfassung und Darstellung der Messwerte sind die Ausgänge $U \sim U_1$ und $U \sim I_A$ mit dem Oszilloskop und über ein RS-232-Kabel mit der seriellen Schnittstelle (COM1) des PC verbunden.

Aufgabe 1:

Verbinden Sie die die Geräte entsprechend Abb. 7 und schalten Sie die Geräte ein. Der seitlich am Ofen befindliche Drehknopf ist auf Maximum zu stellen. Hierdurch wird gewährleistet, dass der Bimetallschalter im Ofen erst bei sehr hohen Temperaturen aktiviert wird und somit den Regelprozess durch das Franck-Hertz-Betriebsgerät nicht stört. Die Temperaturregelung erfolgt über ein Thermoelement. Die Fühlerspitze wird durch die Öffnung im Franck-Hertz-Ofen geführt und muss in der Höhe der Röhren-Kathode positioniert werden.

In Abhängigkeit der angeschlossenen Röhre (Hg oder Ne) sind im Gerät Vorgabewerte aktiviert. So sind u.a. die Heizungs-Spannung U_H auf 6,3 V voreingestellt und der Bereich der Beschleunigungsspannung U_1 auf 60 V begrenzt. Wenn der Auffängerstrom I_A zu groß wird (beim Durchzünden der Röhre), dann wird die Messung durch das Franck-Hertz-Betriebsgerät nach einigen Sekunden unterbrochen, um die Röhre vor Beschädigungen zu schützen.

Stellen Sie die Soll-Temperatur für den Ofen auf 180 °C und schalten sie ihn ein. Die Ist-Temperatur hat den Wert der Soll-Temperatur erst dann erreicht (Abweichung ca. ± 2 °C), wenn die rote LED oberhalb des Tastschalters nicht mehr blinkt.

Typische Einstellungen der Spannungen sind:

- $U_H = 6 \text{ V} - 8 \text{ V}$
- $U_1 = 0 \text{ V} - 60 \text{ V}$
- $U_2 = 2 \text{ V} - 5 \text{ V}$

Stellen Sie am Franck-Hertz-Betriebsgerät die Betriebsart „Sägezahn“ und verbinden Sie die Ausgänge mit dem Oszilloskop (X-Y-Betriebsmodus). Die eingestellten Spannungen U_1 und U_2 werden im Sägezahn-Betrieb mit einer Frequenz von 28 Hz an die Hg-Röhre angelegt. Starten Sie die Messung und versuchen Sie durch Veränderungen von U_H und U_2 möglichst viele gut ausgeprägte Minima in der Kennlinie einzustellen. Falls die Röhre durchzündet, muss U_H verkleinert werden.

Stellen Sie nun am Franck-Hertz-Betriebsgerät die Betriebsart „PC“ ein und starten Sie das Programm *measure*. Wählen Sie als Messgerät „Franck-Hertz-Versuch“. Zeichnen Sie nun mit den oben bestimmten Parametern eine Messkurve auf. Wiederholen Sie die Messung für zwei höhere Ofentemperaturen. Je höher die Ofentemperatur desto höher liegt die Spannung, bei welcher die Röhre zündet.

Tragen Sie die gemessenen Werte des Auffängerstroms I_A , bei denen Minima von U_1 auftreten, gegen die Ordnungszahl der Minima auf. Berechnen Sie eine Ausgleichsgerade und bestimmen Sie aus deren Steigung die mittlere Anregungsenergie der Hg-Atome. Warum geht die Ausgleichsgerade nicht durch den Nullpunkt?

Vergleichen Sie Ihr Resultat mit den in dem Termschema (Abschnitt 7) angegebenen Übergängen und geben Sie an, um welchen Elektronenübergang es sich bei der Stoßanregung der Hg-Atome handelt. Berechnen Sie die Wellenlänge der nach der Stoßanregung emittierten elektromagnetischen Strahlung.

8.2 Messung mit Neon

Aufbau:

Abb. 8 zeigt den Aufbau des Versuchs für die Neon-Röhre, deren Aufbau in Abb. 4 dargestellt ist.

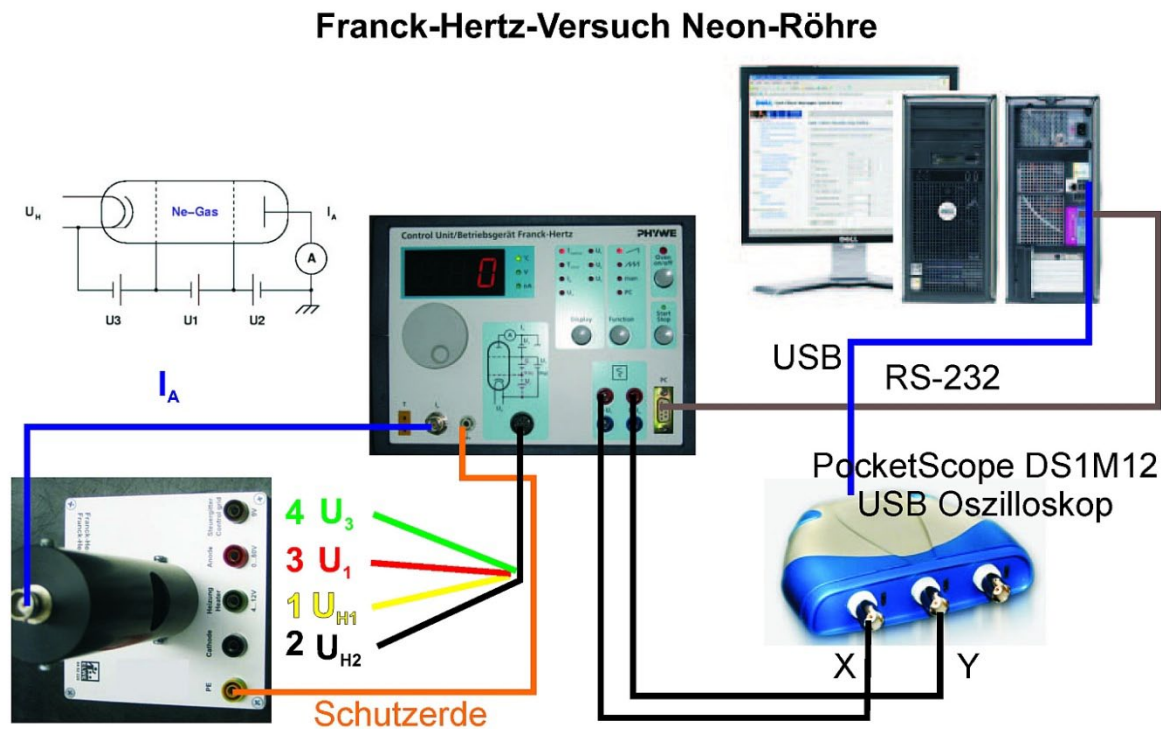


Abb. 8: Aufbau des Franck-Hertz-Versuchs für Neon.

Das Franck-Hertz-Betriebsgerät erzeugt die Beschleunigungsspannung U_1 , die Gegenspannung U_2 , die Steuerspannung U_3 (nur für Ne-Röhre) und die Heizspannung U_H . Alle einstellbaren und messbaren Größen können mit Hilfe einer LED-Anzeige angezeigt werden. Die Darstellung und Auswertung der Messwerte kann alternativ manuell, mit Hilfe eines Oszilloskops oder über die RS-232-Schnittstelle an einem PC mit Hilfe des Programms *measure* erfolgen.

Die Ne- Röhre wird über ein 5-poliges Kabel und ein BNC-Kabel mit dem Betriebsgerät verbunden. Zur Erfassung und Darstellung der Messwerte sind die Ausgänge $U \sim U_1$ und $U \sim I_A$ mit dem Oszilloskop und über ein RS-232-Kabel mit der seriellen Schnittstelle (COM1) des PC verbunden.

Aufgabe 2:

Verbinden Sie die die Geräte entsprechend Abb. 8 und schalten Sie die Geräte ein.

Typische Einstellungen der Spannungen sind:

- $U_H = 5 \text{ V} - 7 \text{ V}$
- $U_1 = 0 \text{ V} - 80 \text{ V}$
- $U_2 = 0 \text{ V} - 8 \text{ V}$
- $U_3 = 2 \text{ V} - 4 \text{ V}$

Falls die Röhre durchzündet, muss U_H und/oder U_3 verkleinert werden. Wenn der Auffängerstrom I_A zu groß wird (beim Durchzünden der Röhre), dann wird die Messung durch das Franck-Hertz-Betriebsgerät nach einigen Sekunden unterbrochen, um die Röhre vor Beschädigungen zu schützen.

Stellen Sie nun am Franck-Hertz-Betriebsgerät die Betriebsart „PC“ ein und starten Sie das Programm *measure*. Wählen Sie als Messgerät „Franck-Hertz-Versuch“. Optimieren Sie nun die Spannungen U_H , U_1 , U_2 , U_3 , bis Sie möglichst viele gut ausgeprägte Minima in der Kennlinie sehen. Während der Kennlinienaufnahme können Sie die Bewegung der rotleuchtenden Schichten in der Röhre beobachten.

Tragen Sie die gemessenen Werte des Auffängerstroms I_A , bei denen Minima von U_1 auftreten, gegen die Ordnungszahl der Minima auf. Berechnen Sie eine Ausgleichsgerade und bestimmen Sie aus deren Steigung die mittlere Anregungsenergie der Hg-Atome. Warum geht die Ausgleichsgerade nicht durch den Nullpunkt?

Vergleichen Sie Ihr Resultat mit den in dem Termschema (Abschnitt 7) angegebenen Übergängen und geben Sie an, um welchen Elektronenübergang es sich bei der Stoßanregung der Hg-Atome handelt. Berechnen Sie die Wellenlänge der nach der Stoßanregung emittierten elektromagnetischen Strahlung.

8.3 Optische Emissions-Spektroskopie an Neon

Aufbau:

In Abb. 9 ist das Emissions-Spektrum von Neon im sichtbaren Bereich gezeigt. Das Spektrum wurde mit den Daten der *NIST Atomic Spectra Database* [11] berechnet.



Abb. 9: Simuliertes Emissions-Spektrum von Neon im sichtbaren Bereich.

Mit einem Dioden-Array-Spektrometer kann das dispergierte Spektrum über eine Diodenzeile (CCD-Zeile) simultan aufgenommen werden. Das Spektrometer „Red Tide USB650“ hat eine Wellenlängenauflösung von 2 nm und erfasst einen Wellenlängenbereich von IR bis UV (350 nm - 1000 nm), d.h. den vollen sichtbaren Bereich. Abb. 10 zeigt den Aufbau des Spektrometers. Das zu analysierende Licht wird über einen Lichtleiter auf einen 25 μm Eintrittsspalt und einen Filter auf einen Spiegel geleitet, der das Licht auf das Beugungsgitter fokussiert. Über einen weiteren Spiegel wird das Beugungsspektrum 1. Ordnung auf den CCD-Detektor abgebildet, der das optische Signal in digitale Signale umsetzt. Das Spektrometer ist zur Steuerung und Datenerfassung über USB an einen Computer angeschlossen. Die Steuerung des Spektrometers und die Datenerfassung erfolgt mit dem Programm *SpectraSuite*. Die gemessenen Spektren können zur weiteren Verarbeitung mit anderen Programmen (z.B. mit *Origin*) als ASCII-Datei exportiert werden.

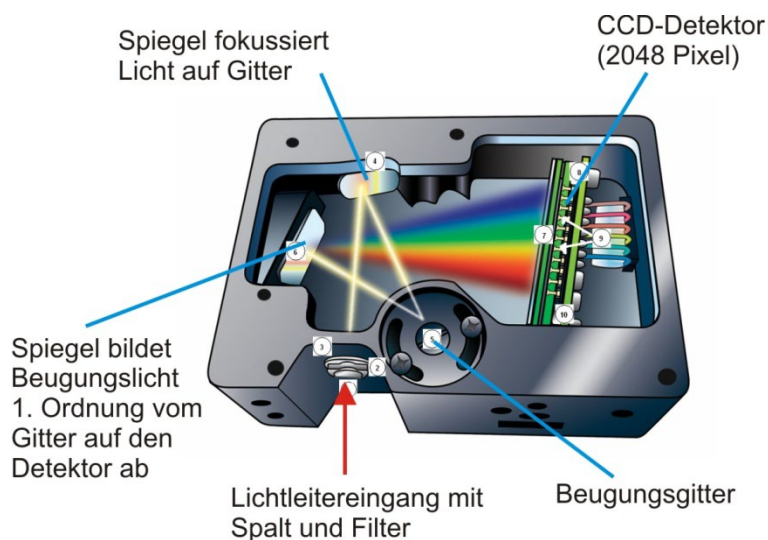


Abb. 10: Aufbau des Spektrometers „Red Tide USB650“.

Aufgabe 3:

Stellen Sie für die Neon-Röhre die Beschleunigungsspannung U_1 , die Gegenspannung U_2 , die Steuerspannung U_3 und die Heizspannung U_H so ein, dass sich 2 -3 Leuchtschichten zwischen den Gittern ausbilden.

Positionieren Sie den Lichtleiter des Spektrometers möglichst nahe an diesen Bereich und nehmen Sie mit dem Spektrometer „Red Tide USB650“ das Emissions-Spektrum auf. Optimieren Sie in dem Programm *SpectraSuite* die Messparameter (Integrationszeit, Zahl der

Scans zur Mittelwertbildung) so, dass Sie ein möglichst gut aufgelöstes Spektrum mit hinreichender Intensität erhalten.

Versuchen Sie mit Hilfe der Tabelle im Anhang und Abb. 6, die gemessenen Emissionslinien einzelnen Übergängen des Neon-Atoms zuzuordnen. Die exakte Zuordnung der einzelnen Linien (insbesondere ihre Intensität) ist nicht immer einfach, da bei der Anregung in der elektrischen Entladung Mehrfachanregungen auftreten können. Außerdem nimmt die Empfindlichkeit der in dem Spektrometer benutzten CCD-Zeile mit zunehmender Wellenlänge ab.

9. Anhang

Tabelle zur Zuordnung der Neon-Linien. Die Tabelle enthält die Wellenlänge an Luft, die relative Intensität der Linien und die Konfiguration der Übergänge [11].

Wellenlänge in Luft (nm)	Relative Intensität	Konfiguration
585,24878	20000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$
586,84165	750	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4d$
588,18950	10000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$
591,3633	2500	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4d$
594,48340	5000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$
596,16228	700	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4d$
597,55343	6000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$
602,99968	10000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$
604,61348	500	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 5s$
607,43376	10000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$
609,61630	3000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$
611,80187	150	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 5s$
612,84498	1000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$
614,30627	10000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$
615,02985	1000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4d$
616,35937	10000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$
621,72812	10000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$
626,64952	10000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$
627,30141	700	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4d$
629,37447	1000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 5s$
630,47893	1000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$
632,81646	3000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 5s$
633,08894	1500	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 5s$
633,44276	10000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$
635,18532	1000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 5s$
638,29914	10000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$
640,1076	1000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 5s$
640,2248	20000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$
650,65277	15000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$
653,28824	1000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$
659,89528	10000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$
665,20925	1500	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$
667,82766	5000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$
671,70430	700	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$
672,11342	20	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 5s$
692,94672	100000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$
702,40500	34000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$
703,24128	85000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$
705,12922	2200	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3d$
705,91079	10000	$2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 3p$ - $2s^2 2p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 3d$

10. Literatur

- [1] J. Franck und G. Hertz, *Über Zusammenstöße zwischen Elektronen und den Molekülen des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung desselben*, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 16 (1914) 457
- [2] J. Franck und E. Einsporn, *Über die Anregungspotentiale des Quecksilberdampfes*, Z. f. Phys. 2 (1920) 18
- [3] N. Bohr, *On the Constitution of Atoms and Molecules*, Philos. Mag. 26 (1913) 1
- [4] G. Holton, *On the Recent Past of Physics*, Am. J. Phys. 29 (1961) 805
- [5] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, 23. Aufl, Springer (Heidelberg, 2006) S. 696
- [6] H. Haken und H.C Wolf, *Atom- und Quantenphysik*, 8. Aufl., Springer (Heidelberg, 2004) S. 116
- [7] A.C. Melissinos, and J. Napolitano, *Experiments in Modern Physics*, 2nd Ed., Academic Press (New York, 2003) p. 10
- [8] G.F. Hanne, *What really happens in the Franck-Hertz experiment with mercury?*, Am. J. Phys. 56 (1988) 696
- [9] G. Rapior, K. Sengstock, and V. Baev, *New features of the Franck-Hertz experiment*, Am. J. Phys. 74 (2006) 423
- [10] D.R. Lide (ed.), *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 85th Ed., CRC Press (Boca Raton, 2005) p. 4-136
- [11] NIST Atomic Spectra Database
(http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html)

11. Geräteliste

- Franck-Hertz-Röhre Quecksilber eingebaut in Heizofen (NEVA)
- Franck-Hertz-Röhre Neon (NEVA)
- Franck-Hertz-Betriebsgerät (PHYWE)
- USB-Oszilloskop DS1M12
- Spektrometer Red Tide USB650 (Ocean Optics)
- Taschenspektrograph
- PC