

Versuch: Franck-Hertz-Versuch (2.7.2002)

Inhalt:

- | | | |
|----|--|---------|
| 1. | Einführung zum Versuch (enthält Fragen a) bis d)) | Seite 1 |
| 2. | Messungen und Bearbeitung der Aufgaben | Seite 3 |
| 3. | Beantwortung der Fragen e) bis h) | Seite 7 |

1. Einführung zum Versuch (inkl. Beantwortung der Fragen a) bis d))

Beim vorliegenden Versuch soll gezeigt werden, dass für Elektronen in Atomhüllen nur bestimmte diskrete Energieniveaus „erlaubt“ sind; dies ist ein Postulat von Bohr, auf dem das Bohrsche Atommodell basiert.

Hierzu beschleunigt man Elektronen mit einer einstellbaren Konstantspannung U_B (ca. 0-80V) in einem gasgefüllten Glaskolben von einer Glühkathode aus in Richtung auf ein Anodengitter. Dabei stoßen sie mit großer Wahrscheinlichkeit mit Gasatomen (der Gasdruck ist hierfür passend gewählt¹). Hinter der Anode lässt man sie eine relativ kleine Gegenspannung (ca. 0,5 V) zu einer „Auffängerelektrode“ hin durchlaufen, so dass man dann als Auffängerstrom die Anzahl der Elektronen, die an der Anode kinetische Energien $\geq 0,5\text{eV}$ haben, pro Zeiteinheit messen kann. Es interessiert uns die Abhängigkeit des Auffängerstroms von der Beschleunigungsspannung.

Intuitiv ist es schwer vorstellbar, was wir dabei als Messergebnis erwarten; jedoch können wir mit Hilfe des Bohrschen Atommodells eine Vorhersage treffen: Bei Stößen der beschleunigten Elektronen auf Atome gibt es zwei Möglichkeiten (-> **Frage a) der Anleitung**):

- **elastischer Stoß:** Das ist ein Stoß ohne „Energieverlust“ an kinetischer Energie, d.h. es geht keine kinetische Energie der Stoßpartner in innere Energie eines Atoms über. Die Stoßpartner trennen sich unter Erhaltung von kin. Energie und Impuls. Hieraus ergibt sich, dass bei einem elastischen Stoß nur sehr wenig Energie vom Elektron auf das Hg-Atom übertragen werden kann (-> **Frage c)**). Der Grund hierfür liegt in der sehr unterschiedlichen Masse der beiden Stoßpartner: ein Quecksilberatom hat eine mehr als 300 000 mal so große Masse wie ein Elektron. Daraus ergibt sich bekanntermaßen unter Verwendung des Impuls- und Energieerhaltungssatzes die Tatsache, dass die Hg-Atome bei Stößen so gut wie nicht beschleunigt werden. Die stoßenden Elektronen behalten ihre Energie fast vollständig, sie ändern also ihre Geschwindigkeit kaum und werden lediglich aus ihrer ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt.
- **inelastischer Stoß:** Hier geht Energie in innere Energie der Stoßpartner bzw. eines Stoßpartners über. Es gilt lediglich die Impulserhaltung, die Erhaltung der kin. Energie ist verletzt.

¹ Der Druck ist für Füllungen, die bei Raumtemperatur gasförmig sind (im Versuch: Neon) bereits vom Hersteller richtig gewählt; für Füllungen, die man mit einem Ofen heizen muss (im Versuch: Quecksilber), bevor sie in die Gasphase übergehen, wählt man eine passende Heiztemperatur (siehe Anleitung).

Das Bohr-Modell sagt aber nun aus, dass die innere Energie des Atoms, auf das ein Elektron (welches klassisch ja nur kin. Energie hat) stößt, beim Stoß - wenn überhaupt - **nur um bestimmte Beträge erhöht werden kann**. Das sind genau die Energiebeträge, die einer Anhebung von Elektronen des Atoms auf höhere, unbesetzte (\rightarrow Pauli-Prinzip!) Schalen entsprechen, wobei die Drehimpulsquantenzahl der Zielschale aufgrund der Drehimpulserhaltung nur um genau 1 höher als die der Quellschale sein darf. Konkret treten aber nicht allgemeine Anhebungen beliebiger Elektronen auf unbesetzte Zustände mit „richtiger“ Drehimpulsquantenzahl auf, **sondern nur die niederenergetischste Anhebung eines Valenzelektrons um ein Niveau**. Das kommt daher, dass der Stoßquerschnitt einer solchen Anhebung so hoch ist, dass Elektronen, die genug Energie zum Verursachen eines solchen Vorgangs besitzen, diesen auch recht schnell initiieren und dabei die (fest definierte) Energiemenge zur Anhebung abgeben. Daher ist die Höchstenergie von Elektronen in der Röhre nur geringfügig über der zu diesem Stoß nötigen Energie. Da zur Anhebung der Valenzelektronen um mehrere Niveaus bzw. zur Anhebung von inneren Elektronen jedoch mehr Energie notwendig wäre, werden solche Anhebungen nicht ausgeführt.

Insgesamt gibt es also 2 Fälle:

- Ein beschleunigtes Elektron stößt mit einem Gasatom und hat **genug Energie, um eine Anhebung eines Valenzelektrons um ein Niveau zu verursachen**. Dann wird es dies tun, der Stoß ist also **inelastisch**, da kinetische Energie des Elektrons in die innere Energie des Hg-Atoms umgewandelt wird. (Das Elektron fliegt dann mit entsprechend verminderter kin. Energie bzw. Geschwindigkeit weiter, das Valenzelektron fällt schließlich wieder auf sein altes Niveau zurück, wobei die Energiedifferenz als elektromagnetische Strahlung (Quanten) mit Frequenz $f = \Delta E/h$ abgegeben wird (\rightarrow **Frage d) der Anleitung**)).
- Ein stoßendes Elektron hat **nicht genug Energie für eine Anregung des Atoms**. Dann kann von dessen Hülle keine Energie beim Stoß aufgenommen werden. Der Stoß wird also **elastisch** verlaufen, das Elektron ändert seine Bewegungsrichtung, nicht aber seine kinetische Energie. (**Dies beantwortet Frage b) der Anleitung – bei Quecksilberdampf wie im Versuch ist die Anregungsenergie ca. 4,9eV.**)

Sehen wir uns nun im Konkreten einmal an, was im Versuch mit dem Auffängerstrom passiert, wenn wir bei so einer Anordnung mit Quecksilberdampffüllung die Beschleunigungsspannung von Null ab erhöhen:

- Bei $U_B = 0V$ ist der Auffängerstrom bis auf Störeffekte gleich 0. Er **steigert sich alsdann mit der Beschleunigungsspannung**, da immer mehr Elektronen bis zur Anode die nötige Geschwindigkeit erreichen, um die Gegenspannung zum Auffänger hin zu überwinden. Dies geht so lange, wie die Beschleunigungsspannung **zu niedrig ist, als dass Elektronen inelastische Stöße ausführen könnten**.
- Steigert man sie jedoch weiter, so **fällt plötzlich der Auffängerstrom** stark ab, da ein Großteil der Elektronen, die nun kurz vor der Anode gerade **genügend Energie zum inelastischen Stoß** haben, dort mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit auch stoßen (Stichwort: Stoßquerschnitt) und danach **nicht mehr genug Energie besitzen, um die Gegenspannung noch zu überwinden**; auch können sie keine Energie mehr aus weiterer Beschleunigung erhalten, da die Stöße zunächst genau vor der Anode passieren.
- Erhöht man nun die Spannung wiederum, so **haben die Elektronen bereits nach kürzerer durchlaufener Strecke als vorher genug Energie zum inelastischen Stoß** (denn an der Strecke Kathode-Anode liegt ja eine höhere Spannung an, und das Potenzial steigt in diesem Bereich linear an). Das heißt aber, dass nach einem solchen Stoß **noch eine Beschleunigungsstrecke** zur Verfügung steht, auf der die Elektronen evtl. wieder **genug Energie zum Durchlaufen der Gegenspannung erhalten können**. Um so höher die Spannung eingestellt wird, um so mehr Elektronen gelingt es nun wieder, in den Auffänger zu gelangen. Hiermit

steigt der Auffängerstrom an, bis so viel Spannung anliegt, dass die Elektronen durch die **Beschleunigung nach einem Stoß noch einmal stoßen** können, und zwar wiederum im Anodenbereich. Das heißt aber, dass der **Auffängerstrom wieder abfällt**. Das Steigen und Abfallen **wiederholt sich nun bei weiterer Spannungserhöhung immer wieder**, wobei die Elektronen immer öfter stoßen können. Die Höhe der Auffängerstrom-Kurve (d.h. I_A gegen U_B) (inkl. Minima und Maxima) steigt beim Erhöhen von U_A insgesamt immer weiter an, da mit höherer Spannung auch **die Wahrscheinlichkeit größer wird, dass ein Elektron mindestens einen von mehreren Stößen nicht ausführt**; diese Elektronen bilden dann einen **Stromuntergrund**, der sich dem Minimums-/Maximumseffekt überlagert.

Insgesamt kann man am **Spannungsabstand zweier Maxima** erkennen, wie viel mehr kinetische Energie der Elektronen nötig ist, damit diese **einen Stoß mehr ausführen können**, also insgesamt, **wie viel Energie bei einem Stoß in Anregungsenergie übergeht**. Man misst also diese Spannungsdifferenz und erhält daraus die Energie $e \cdot \Delta U$ einer Anregung sowie mittels der Beziehung $E = h \cdot c / \lambda$ die Wellenlänge der bei Fluoreszenz emittierten Strahlung. Zu bemerken ist, dass man immer nur die **Abstände zweier Maxima (oder auch Minima, das ist auch möglich) misst**, nicht aber den Abstand eines Extremums zum Nullpunkt (auf der Spannungsachse), da dieser keine signifikante Aussage ermöglicht. Es fällt nämlich auf, dass das erste Maximum auf der Spannungsachse eine weitere Entfernung zum Nullpunkt hat als die Maxima untereinander, was auf Effekte zurückzuführen ist, die wir hier nicht untersuchen wollen.

2. Messungen und Bearbeitung der Aufgaben

2.1 Franck-Hertz-Versuch mit Quecksilber

Zunächst wurde der Ofen auf eine Temperatur von $180^\circ\text{C} \pm 5^\circ\text{C}$ (schwankend) eingestellt. Dann bestimmten wir (wie in der Anleitung beschrieben in der Betriebsart mit automatischer Beschleunigungsspannungsvariation) diejenigen Betriebsspannungen der Röhre, die eine möglichst gute Kurve (d.h. mit möglichst vielen, scharf ausgeprägten Maxima und Minima) liefern. Eine Skizze unserer Kurve kann dem Protokollheft entnommen werden. Sie weist je fünf messbare Maxima und Minima auf. Es sei angemerkt, dass die Kurve auf dem Oszilloskop nicht stabil darstellbar war, sie verschob sich ständig nach oben oder unten. Eine entsprechende Messung ergab, dass dies wohl auf eine nicht hinreichend konstante Heizspannung zurückzuführen ist, wobei der Auffängerstrom hier sehr empfindlich auf kleine Veränderungen reagierte. Die Parameter, mit denen diese Kurve entstand, sind:

Heizspannung:	$6,0\text{V} \pm 0,1\text{V}$
Gegenspannung:	$1,257\text{V} \pm 0,002\text{V}$

Mit diesen Parametern erfolgte sodann die Ausmessung der Spannungsdifferenzen zwischen je zwei benachbarten Maxima bzw. Minima. Die Beschleunigungsspannung wird dabei von Hand langsam erhöht und mit einem Digitalvoltmeter gemessen. Man beobachtet dabei den Auffängerstrom am Oszilloskop und bestimmt die Spannungen, bei denen dieser Strom relative Maxima und Minima annimmt. Ferner benötigt man im Folgenden noch eine Abschätzung des statistischen Fehlers dieser Messung. Diese gewinnt man dadurch, dass man von der Stelle, wo z.B. ein Maximum vorliegt, die Spannung so weit erhöht und erniedrigt, dass der Strom wieder merklich abnimmt. Somit ergibt sich ein Spannungsbereich, innerhalb dessen das auszumessende Maximum mit Sicherheit liegt (für ein Minimum analog). Teilweise war bei unserer Messung die Unsicherheit der Messung nach oben und unten unterschiedlich. In diesem Fall wurde der größere der beiden Fehler für die Angabe des Toleranzbereiches benutzt.

Alle Ergebnisse sind in der Tabelle am Ende dieses Abschnitts zusammengefasst. Diese ist in zwei Teile unterteilt, wobei im oberen Teil die Ergebnisse für die Maxima, im unteren Teil die für die Minima zu finden sind.

Die unmittelbaren Messergebnisse (d.h. die Spannungen U , bei denen Extrema vorlagen und die zugehörigen Unsicherheiten) sind dabei jeweils im linken Tabellenteil enthalten. Man beachte hierbei, dass alle dortigen Spannungen gegenüber den im Protokollheft verzeichneten Werten mit dem Faktor 10 multipliziert wurden, weil am Betriebsgerät der Röhre stets nur 1/10 der Beschleunigungsspannung gemessen wird. Der **statistische Fehler** der Spannungsmessung wurde dabei wie oben beschrieben gewonnen. Für den **systematischen Fehler** ist ausschließlich die Ungenauigkeit des verwendeten Digitalvoltmeters verantwortlich, für die wir (wie bei solchen Geräten üblich) einen Wert von ± 1 Digit annehmen.

Nun zu den rechten Tabellenteilen. Sie enthalten die mit den Messergebnissen durchgeführten Berechnungen. Aus den fünf Maxima bzw. Minima lassen sich je vier Differenzspannungen benachbarter Extrema bestimmen. Wir wollen diese im Folgenden mit D bezeichnen. Die Werte für $D=U_2-U_1$ (wenn U_1 und U_2 die gemessenen Spannungen sind, bei denen zusammengehörige Extrema vorliegen) sind dann natürlich ebenfalls mit einem Fehler behaftet. Dessen statistischer Anteil ergibt sich (da es sich um eine einfache Differenz handelt, d.h. die partiellen Ableitungen aus dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz sind betragsmäßig gleich 1) aus quadratischer Addition der beiden statistischen Fehler von U_1 und U_2 :

$$\Delta D_{stat} = \sqrt{(\Delta U_{1,stat})^2 + (\Delta U_{2,stat})^2}$$

Beim systematischen Fehler addieren sich die Einzelfehler hingegen linear:

$$\Delta D_{sys} = |\Delta U_{1,sys}| + |\Delta U_{2,sys}|$$

Der Gesamtfehler von D schließlich ergibt sich aus einer linearen Addition der beiden Fehleranteile:

$$\Delta D_{ges} = \Delta D_{stat} + \Delta D_{sys}$$

Aus den Spannungsdifferenzen (d.h. letztlich der Anregungsenergie) kann man anschließend die Wellenlänge der resultierenden Emissionslinie bestimmen. Es gilt:

$$e \cdot D = \frac{h \cdot c}{\lambda} \Leftrightarrow \lambda = \frac{h \cdot c}{e \cdot D}$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit und e die Elementarladung bezeichnen.

Der Fehler der Wellenlänge λ entsteht nur aus dem Fehler von D . Entsprechend der Tatsache, dass dieser einen statistischen und einen systematischen Anteil hat, ergibt sich:

$$\begin{aligned} \Delta \lambda_{stat} &= \sqrt{\left(\frac{\partial \lambda}{\partial D} \cdot \Delta D_{stat} \right)^2} = \frac{h \cdot c}{e \cdot D^2} \cdot \Delta D_{stat} \\ \Delta \lambda_{sys} &= \left| \frac{\partial \lambda}{\partial D} \cdot \Delta D_{sys} \right| = \frac{h \cdot c}{e \cdot D^2} \cdot \Delta D_{sys} \\ \Delta \lambda_{ges} &= \Delta \lambda_{stat} + \Delta \lambda_{sys} \end{aligned}$$

Aus obigen Rechnungen gewinnt man also schließlich acht Werte für die Wellenlänge mit den zugehörigen Fehlern. Diese fassen wir in einem gewichteten Mittelwert zusammen. Dieser errechnet sich aus

$$\bar{\lambda} = \frac{\sum_{i=1}^8 w_i \lambda_i}{\sum_{i=1}^8 w_i}$$

wobei die Wichtungsfaktoren w_i mit den Fehlern der Einzelwerte gemäß

$$w_i = \frac{1}{(\Delta\lambda_{i,ges})^2}$$

zusammenhängen. Zunächst muss dabei überprüft werden, ob sich die zu mittelnden Werte im Rahmen ihrer jeweiligen Fehlerschranken überlappen, denn nur dann darf ein gewichteter Mittelwert überhaupt gebildet werden (vgl. Fehlerrechnungsvorlesung). Ein Blick in die Tabelle ergibt, dass dies in unserem Fall gegeben ist.

Den Fehler eines solchen gewichteten Mittelwertes erhält man schließlich über

$$\Delta\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^8 w_i}}$$

Nachfolgend nun also unsere Tabelle:

Max	U [V]	$\Delta U_{stat.}$ [V]	$\Delta U_{sys.}$ [V]	Differenz	D [V]	$\Delta D_{stat.}$ [V]	$\Delta D_{sys.}$ [V]	$\Delta D_{ges.}$ [V]
1	16,38	0,7	0,01	1	4,58	0,8	0,02	0,83
2	20,96	0,4	0,01	2	5,04	0,5	0,02	0,52
3	26,00	0,3	0,01	3	5,15	0,5	0,02	0,52
4	31,15	0,4	0,01	4	5,11	0,6	0,02	0,59
5	36,26	0,4	0,01					

	λ [m]	$\Delta\lambda_{stat.}$ [m]	$\Delta\lambda_{sys.}$ [m]	$\Delta\lambda_{ges.}$ [m]
1	2,71E-07	4,8E-08	1,2E-09	4,9E-08
2	2,46E-07	2,4E-08	9,8E-10	2,5E-08
3	2,41E-07	2,3E-08	9,4E-10	2,4E-08
4	2,43E-07	2,7E-08	9,5E-10	2,8E-08

Min	U [V]	$\Delta U_{stat.}$ [V]	$\Delta U_{sys.}$ [V]	Differenz	D [V]	$\Delta D_{stat.}$ [V]	$\Delta D_{sys.}$ [V]	$\Delta D_{ges.}$ [V]
1	18,39	0,8	0,01	1	5,01	0,9	0,02	0,96
2	23,40	0,5	0,01	2	5,14	0,7	0,02	0,73
3	28,54	0,5	0,01	3	5,13	0,6	0,02	0,66
4	33,67	0,4	0,01	4	4,95	0,6	0,02	0,59
5	38,62	0,4	0,01					

	λ [m]	$\Delta\lambda_{stat.}$ [m]	$\Delta\lambda_{sys.}$ [m]	$\Delta\lambda_{ges.}$ [m]
1	2,47E-07	4,7E-08	9,9E-10	4,8E-08
2	2,41E-07	3,3E-08	9,4E-10	3,4E-08
3	2,42E-07	3,0E-08	9,4E-10	3,1E-08
4	2,50E-07	2,9E-08	1,0E-09	3,0E-08

Gewicht. Mittelwert [m]: 2,45E-07
 Fehler [m]: 1,1E-08

Aus unseren Messungen haben wir also auf die oben beschriebene Weise die Wellenlänge der Emissionslinie wie folgt bestimmt: $\lambda = 245\text{nm} \pm 11\text{nm}$

2.2 Franck-Hertz-Versuch mit Neon

Die Vorgehensweise beim Versuch mit Neon ist ähnlich wie die bei Quecksilber. Allerdings entfällt hier natürlich der Ofen, da Neon bereits bei Raumtemperatur ein Gas ist. Wiederum wird zunächst die Beschleunigungsspannung periodisch variiert und dabei die entstehende Kurve am Oszilloskop dargestellt, um möglichst optimale Parameter zu finden. In unserem Fall konnte eine Kurve mit je drei messbaren Minima und Maxima (siehe Protokollheft) mit den folgenden Einstellungen erzielt werden:

$$\begin{aligned} \text{Heizspannung:} & \quad 6,24\text{V} \pm 0,04\text{V} \\ \text{Gegenspannung:} & \quad 8,8\text{V} \pm 0,5\text{V} \end{aligned}$$

Alle Messungen und Berechnungen verlaufen analog wie oben für Quecksilber beschrieben. Die Ergebnisse können der nachfolgenden Tabelle entnommen werden.

Max	U [V]	$\Delta U_{\text{stat.}}$ [V]	$\Delta U_{\text{sys.}}$ [V]	Differenz	D [V]	$\Delta D_{\text{stat.}}$ [V]	$\Delta D_{\text{sys.}}$ [V]	$\Delta D_{\text{ges.}}$ [V]
1	20,73	0,7	0,01	1	18,9	0,9	0,11	1,0
2	39,6	0,6	0,1	2	19,1	0,9	0,2	1,1
3	58,7	0,7	0,1					
					λ [m]	$\Delta \lambda_{\text{stat.}}$ [m]	$\Delta \lambda_{\text{sys.}}$ [m]	$\Delta \lambda_{\text{ges.}}$ [m]
				1	6,57E-08	3,2E-09	3,8E-10	3,6E-09
				2	6,49E-08	3,1E-09	6,8E-10	3,8E-09

Gew. Mittelw. d. Max. [m]: 6,53E-08
 zugeh. Fehler [m]: 2,6E-09

Min	U [V]	$\Delta U_{\text{stat.}}$ [V]	$\Delta U_{\text{sys.}}$ [V]	Differenz	D [V]	$\Delta D_{\text{stat.}}$ [V]	$\Delta D_{\text{sys.}}$ [V]	$\Delta D_{\text{ges.}}$ [V]
1	28,28	0,6	0,01	1	21,4	1,0	0,11	1,1
2	49,7	0,8	0,1	2	22,1	1,3	0,2	1,5
3	71,8	1,0	0,1					
					λ [m]	$\Delta \lambda_{\text{stat.}}$ [m]	$\Delta \lambda_{\text{sys.}}$ [m]	$\Delta \lambda_{\text{ges.}}$ [m]
				1	5,79E-08	2,7E-09	3,0E-10	3,0E-09
				2	5,61E-08	3,3E-09	5,1E-10	3,8E-09

Gew. Mittelw. d. Min. [m]: 5,72E-08
 zugeh. Fehler [m]: 2,3E-09

Zunächst eine Anmerkung zu den berechneten Wellenlängen: wie der Anleitung zum Versuch zu entnehmen ist, gehen die Neonatome bei der Abregung und Aussendung eines Photons nicht direkt in den Grundzustand über. Somit existiert die hier berechnete Wellenlänge im Emissionsspektrum in Wirklichkeit nicht. Es handelt sich also nur um eine hypothetische Berechnung derjenigen Wellenlänge, die der Anregungsenergie entspricht.

Man erkennt, dass sich im Fall des Neons die einzelnen Werte für die Wellenlängen im Rahmen ihrer Fehlerschranken nicht alle überlappen. Die Werte, die aus den Minima gewonnen wurden liegen statt dessen beide deutlich niedriger, als diejenigen, die man aus den Abständen der Maxima erhält. Somit ist es in diesem Fall nicht erlaubt, einen gewichteten Mittelwert aus allen vier Werten zu bilden. Statt dessen haben wir uns für die Aufstellung zweier solcher Mittelwerte, für Maxima und Minima getrennt, entschlossen, denn hierbei ist jeweils die geforderte Überlappung vorhanden. Unser Ergebnis ist also:

$$\begin{aligned} \text{Aus den Maxima:} & \quad \lambda_1 = 65,3\text{nm} \pm 2,6\text{nm} \\ \text{Aus den Minima:} & \quad \lambda_2 = 57,2\text{nm} \pm 2,3\text{nm} \end{aligned}$$

Abschließend sollte mithilfe eines Taschenspektroskops das von den Neonatomen emittierte Licht untersucht werden. Man erkennt mit bloßem Auge, wie beim Erhöhen der Beschleunigungsspannung nach und nach neue leuchtende Schichten im Gas auftauchen und in Richtung der Kathode verschoben werden. Da die Kalibrierung des Spektroskops und die Beobachtung der Spektrallinien relativ kompliziert ist, wurde dieser Versuchsteil von allen Gruppen zusammen durchgeführt. Die Kalibrierung des Spektroskops muss dabei zunächst mithilfe einer bekannten Wellenlänge erfolgen. In unserem Fall diente dazu die D-Linie einer Natriumdampflampe. Anschließend beobachtet man damit das emittierte Licht aus der Franck-Hertz-Röhre. Hierbei erwies sich die äußerst geringe Intensität als Problem. Einerseits muss man infolgedessen die Lichtstärke des Spektroskops stark erhöhen, was zu Lasten der Linienschärfe geht, andererseits genügt das emittierte Licht natürlich auch nicht, um die Skala des Spektroskops zu beleuchten. Dies musste statt dessen mit einer Taschenlampe erfolgen, die aber die zu beobachtenden Linien fast vollständig überstrahlte. Somit war eine exakte Wellenlängenbestimmung nur schwer möglich. Wir konnten aber feststellen, dass das Emissionsspektrum von Neon eine Vielzahl von Linien im Wellenlängenbereich zwischen 580nm und 690nm enthält.

3. Beantwortung der Fragen

3.1 Welcher Unterschied besteht zwischen der Anregung eines Atoms durch Elektronen bzw. Lichtquanten? (Frage e) in der Anleitung)

- **Unterschied in der Drehimpulserhaltung bei Anregung:**
Während Elektronen aufgrund der Drehimpulswahlregeln (s. auch oben) nur bestimmte Sprünge verursachen können, können Photonen jegliche Anhebungen zwischen zwei beliebigen (aber diskreten) Energiezuständen verursachen.
- **Unterschied bzgl. teilweiser Energieabgabe:**
Elektronen können ihre Energie bei einem Stoß auch teilweise abgeben, daher verursachen sie auch Energiesprünge, die betragsmäßig nicht so groß sind wie ihre kinetische Energie. Bei Photonen gibt es einen solchen Effekt zwar auch (Raman-Streuung), aber der Normalfall ist, dass Photonen entweder nur ihre gesamte Energie oder gar keine abgeben. Es werden also im Normalfall genau die Photonen „mit passender Wellenlänge“ (d.h. mit passender Energie) absorbiert. Dies kann man auch für die Erstellung von Absorptionsspektren nutzen.

3.2 Notwendigkeit der Bremsspannung zw. Auffänger und Anode (Frage f)

Durch die Bremsspannung zwischen Auffängerelektrode und Anodengitter ist es überhaupt erst möglich, eine Kurve mit scharf ausgeprägten Maxima und Minima zu beobachten. Sie verhindert nämlich, dass ein Elektron, das kurz vor der Anode einen inelastischen Stoß mit einem Gasatom ausgeführt hat und daher praktisch keine oder nur noch eine geringe kinetische Restenergie besitzt, zum Auffängerstrom beiträgt. Somit bricht der Strom ein, wenn die Beschleunigungsspannung gerade hoch genug ist, um elektronische Anregungen der Gasatome (evtl. mehrere in Folge) zu ermöglichen.

Nehmen wir an, die Gegenspannung wäre nicht vorhanden: In diesem Fall könnte das o.g. Elektron auch mit seiner minimalen Restenergie oder durch thermische Bewegung zum Auffänger gelangen, was den Minimumsstrom erhöhen würde. Außerdem macht sich nun auch noch ein weiterer Effekt bemerkbar: nicht alle Elektronen haben nach Durchlaufen der Beschleunigungsspannung exakt dieselbe Energie, sondern es treten statistische Effekte (etwa durch die thermische Austrittsenergie an der Glühkathode) auf. Somit erreichen beim Erhöhen der Beschleunigungsspannung nicht alle Elektronen genau gleichzeitig die zur Anregung notwendige Energie. Die Gegenspannung garantiert nun, dass solche Elektronen, die schon ein kurzes Stück vor der Anode stoßen (während andere dazu gleichzeitig bis direkt zur Anode beschleunigt werden müssen),

nicht sofort weiter beschleunigt werden und zum Auffänger fliegen können. Sie werden so lange „abgehalten“, bis die erneute Beschleunigung nach dem Stoß ausreicht, das Gegenfeld zu überwinden. Bis zu diesem Punkt haben aber dann so gut wie alle Elektronen (auch die aus den erwähnten statistischen Gründen etwas niederenergetischeren) die Anregungsenergie erreicht und Stöße ausgeführt, es tritt also keine Überlagerung einer Stromabnahme durch Stöße und einer Zunahme durch bereits wieder beschleunigte Ladungsträger auf. Auch dies würde ansonsten zu einer deutlich geglätteteren Kurve führen.

3.3 Leuchtstofflampen im Vergleich mit einer Franck-Hertz-Röhre (Frage g)

Eine Leuchtstofflampe (manchmal auch als Gasentladungslampe bezeichnet) besteht aus einem Glaskolben, in dem sich (im Betrieb) Quecksilberdampf befindet und in den beidseitig eine Elektrode ragt, über die die Röhre an die Netzwechselspannung angeschlossen wird. Diese Elektroden haben jedoch nicht nur den Anschluss für die Netzwechselspannung, sondern sind zusätzlich als „Glühkathoden“ ausgelegt, d.h. jede Elektrode hat noch einen zweiten Anschluss (im Schaltbild unten) und kann durch Stromfluss vom ersten zum zweiten Anschluss beheizt werden. Zwischen den beiden unteren Anschlüssen befindet sich im Schaltbild der Starter, der einen Bimetallschalter (bei Raumtemperatur offen, schießt bei Erwärmung) und eine dazu parallel geschaltete Glimmlampe enthält; die oberen Anschlüsse der Röhre sind über eine Drossel (im Schaltbild links oben) an die Netzwechselspannung gelegt. Beim Einschalten zündet zunächst die Glimmlampe im Starter, wobei aufgrund der hiermit verbundenen Wärmeerzeugung der Bimetallschalter schließt. Dadurch erhitzen sich die Elektroden der Leuchtstoffröhre (Stromfluss, siehe Schaltbild!) und beginnen, Elektronen zu emittieren, wobei durch die Erwärmung das im Ruhezustand kondensierte Hg in der Röhre verdampft und sich ein für den weiteren Betrieb geeigneter Hg-Dampfdruck einstellt. Weil aber beim Schalterschluss die Glimmlampe erloschen ist (Kurzschluss der Lampenanschlüsse durch den Bimetallschalter) und sich der Bimetallstreifen dann bald abkühlt, öffnet der Bimetallschalter plötzlich wieder. Durch den instantan abbrechenden Stromfluss im Kreis kommt es an der Drossel zu einer sehr hohen Induktionsspannung, da diese (Lenz'sche Regel) den Stromfluss aufrecht zu erhalten versucht. Durch diese Spannung werden die freien Elektronen in der Röhre nun so stark beschleunigt, dass es zu Ionisationsprozessen im Füllgas kommt. Die Lampe geht in den laufenden Betrieb über. Nun werden die Elektroden durch daran stoßende Quecksilberionen kontinuierlich beheizt und emittieren daher weiterhin Elektronen, wodurch die Anzahl der freien Elektronen in der Röhre näherungsweise konstant bleibt. Der Stromfluss durch die Anordnung wird durch die Drossel begrenzt, wodurch die Glimmlampe, die einen höheren Widerstand als die Röhre im Betrieb besitzt, bei der nach Drossel anliegenden Spannung offensichtlich nicht mehr zündet und der Starter im laufenden Betrieb also inaktiv bleibt.

Wie kommt es nun aber zu den Leuchterscheinungen? Durch Stöße regen vom E-Feld in der Röhre beschleunigte Elektronen Quecksilberatome auf ein höheres Energieniveau an. Beim Zurückfallen in den Grundzustand wird in erster Linie UV-Licht der Wellenlänge 254nm (eine Hg-Linie) emittiert. Die Innenseite der Röhre ist mit einem Leuchtstoff (daher der Name dieser Lampe) beschichtet, der sich dadurch auszeichnet, dass er UV-Licht absorbiert und die Energie in Form von sichtbarem Licht wieder abgibt (man verwendet hierfür häufig Sulfide, Silikate oder Wolframate von Zink, Cadmium o.ä.). Erst dadurch ist eine Leuchtstofflampe als Quelle sichtbaren Lichts geeignet. Das Spektrum einer solchen Lampe kann durch geeignete Wahl des Leuchtstoffes an die jeweiligen Erfordernisse angepasst werden.

Im Vergleich zu einer Franck-Hertz-Röhre fällt also zunächst der unterschiedliche Aufbau auf. Bedingt durch die jeweiligen Funktionsweisen und Ziele der Röhren ergeben sich grundlegende Unterschiede, in Zahl und Anordnung der Elektroden (zwei heizbare mit jeweils 2 Anschlüssen an den Enden einer Leuchtstoffröhre; bei der Franck-Hertz-Röhre zwei äußere (eine heizbar) und außerdem noch ein Gitter in der Elektronenstrahlbahn) ebenso wie bei den zum Betrieb benötig-

ten Spannungen (Leuchtstofflampe: Wechselspannung, Franck-Hertz-Röhre: mehrere Gleichspannungen für Beschleunigung, Gegenfeld, Steuerspannung sowie eine Wechselspannung zur Heizung). Vor allem aber bei den Vorgängen im Füllgas sind die beiden Röhren verschieden. In der Leuchtstoffröhre kommt es wie beschrieben neben der Anregung von Atomen durch Elektronenstoß auch zur Ionisation, d.h. zur Erzeugung von Elektron-Ion-Paaren. Dies muss in der Franck-Hertz-Röhre hingegen unbedingt vermieden werden, weil dadurch der Auffängerstrom stark ansteigt und man keinerlei sinnvolle Messung mehr durchführen kann. Eine Gemeinsamkeit besteht aber trotzdem bei der Anregung von Hg-Atomen: In beiden Röhren wird durch Elektronenstoß das gleiche Valenzelektron in einen höheren Energiezustand gehoben und fällt unter Aussendung von Licht der entsprechenden Wellenlänge wieder in den Ursprungszustand zurück. Freilich wird dieses Licht nur bei der Franck-Hertz-Röhre auch wirklich emittiert, bei der Leuchtstoffröhre hingegen sorgt der Leuchtstoff für eine „Verschiebung“ in den sichtbaren Bereich.

3.4 Vergleich Franck-Hertz-Röhre / Röntgenröhre (Frage h)

<u>Kriterium:</u>	<u>Röntgenröhre:</u>	<u>Franck-Hertz-Röhre:</u>
<u>Zweck:</u>	Emission von Röntgenstrahlung (kontinuierliches Bremspektrum plus char. Röntgenstrahlung, abhängig vom Anodenmaterial)	Bestätigung der Theorie diskreter Energieniveaus in den Elektronenhüllen und Ausmessen derselben, Zeigen der Resonanzfluoreszenz (ausschließlich diskretes Fluoreszenzspektrum abhängig vom Gasinhalt)
<u>Inhalt:</u>	Evakuiert	enthält Hg, Ne o.Ä. (gasförmig, evtl. geheizte Röhre)
<u>Elektroden:</u>	Kathode mit Glühdraht zur Emission von Elektronen, die zur sehr stark positiven Anode (U : einige keV) hin beschleunigt werden	Kathode mit Glühdraht zur Emission von Elektronen, die zum positiv geladenen Anodengitter (U : größenordnungsmäßig um 10V) hin beschleunigt werden; dahinter befindet sich Auffänger mit neg. Gegenspannung gegenüber dem Gitter
<u>Was wird gemessen?</u>	Röntgenstrahlung	Hauptsächlich interessant: Auffängerstrom in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung
<u>Was passiert mit Elektronen und Atomen?</u>	Die Elektronen werden beschleunigt und von der Anode abgebremst. Dabei kommt es zur Emission der kontinuierlichen Bremsstrahlung. Teilweise werden Elektronen der inneren Schalen aus den Anodenatomen herausgeschlagen. Beim Auffüllen der entstandenen Löcher wird charakteristische Röntgenstrahlung emittiert.	Die Elektronen werden durch das elektrische Feld zur Anode hin beschleunigt. Bei bestimmten diskreten Spannungen kann es zu (evtl. mehrfachen) Anregungen der Gasatome (und damit zu Energieabgabe der Elektronen) kommen (siehe oben). Es werden äußere Elektronen angeregt. Die angeregten Atome gehen dann unter Aussendung von Licht wieder in einen niedrigeren Energiezustand über. Das Licht wird in der Franck-Hertz-Röhre nicht in der Anode erzeugt, sondern auf dem Weg dorthin.