

Franck-Hertz-Versuch

Einführung

Der Nobelpreis für Physik des Jahres 1925 ist J. Franck und G. Hertz für ihre Entdeckung der Gesetze der Elektronenstöße an Atomen verliehen worden. Der Versuch, der heute unter ihrem Namen bekannt ist, ist einer aus einer Reihe, die sie ab 1913 durchgeführt haben, um die Ionisationsenergien von Gasen zu messen. Die richtige Interpretation, dass die Energie, die ein Elektron bei einem inelastischen Stoß verliert, auch zu einer Anregung des Atoms in einen diskreten Energiezustand führen kann, ist später von Bohr gegeben worden.

Elektronenenergieverlustmessungen spielen immer noch eine wichtige Rolle in der Atomphysik, weil sie Auskunft über angeregte Zustände von Atomen geben können.

Im Jahre 1913 gelang es Niels Bohr mit einer Erweiterung des Rutherford'schen Atommodells die Linien des Wasserstoffspektrums zu erklären. Im Bohrschen Atommodell umkreisen die negativ geladenen Elektronen den positiv geladenen Atomkern strahlungslos auf diskreten Kreisbahnen, den sogenannten Schalen. Sie werden entsprechend ihrer Energie mit der sogenannten Hauptquantenzahl $n = 1, 2, 3, \dots$ bezeichnet.

Nachdem bei freien Atomen eine teilweise Aufspaltung der Spektrallinien beobachtet wurde, erweiterte A. Sommerfeld das Bohrsche Atommodell um die Annahme, dass außer den Kreisbahnen auch noch diskrete elliptische Bahnen der Elektronen um den Kern existieren. Eine Ellipse kann aber entsprechend ihrer zwei Achsen nicht mehr mit einem Parameter beschrieben werden. Sommerfeld führte daher eine weitere Quantenzahl, die sogenannte Drehimpulsquantenzahl l (mit $l = 0, 1, \dots, n - 1$) ein. Die Drehimpulsquantenzahlen werden in der Spektroskopie i.A. nicht mit $0, 1, 2, \dots$ sondern mit s, p, d, \dots bezeichnet. Daher findet man i.A. $1s, 2s, 2p, 3s, \dots$ als Schreibweise für die Energiezustände von Atomen, entsprechend ihrer Energie und ihres Bahndrehimpulses.

Die nach der klassischen Mechanik möglichen Elektronenbahnen sind also in der Quantenmechanik auf eine bestimmte Teilmenge dieser Bahnen beschränkt. Als Folge davon können auch die mit der Bahnbewegung

verbundenen Erhaltungsgrößen (Energie, Drehimpuls) nur noch bestimmte, diskrete Werte annehmen, sind also “gequantelt”.

Die Energie des Systems “Elektron – Kern” kann sich nur ändern, wenn Elektronen von einem diskreten Zustand in einen anderen übergehen. Wenn mit dem Übergang Absorption oder Emission von el.m. Strahlung verbunden ist, ist die Energiedifferenz zwischen dem Anfangs- und Endzustand des Elektrons gerade die Energie des beteiligten Photons. Mit dieser Vorstellung war es erstmals möglich, die beobachteten Spektrallinien des Wasserstoffs zu erklären. Die einzelnen Farben des Spektrums stellen genau die Energiedifferenzen dar, die den Übergängen von Elektronen im Wasserstoffatom entsprechen.

Spektrallinien kommen zustande, wenn Atome von außen angeregt werden. Ist die Energie hoch genug, kann ein Elektron einer tieferen Schale in eine höhere angeregt werden. Beim Zurückfallen wird Licht einer bestimmten Wellenlänge emittiert. Die möglichen Übergänge in Atomen und Molekülen werden in sogenannten Termschemata zusammengefasst.

Eine Art der äußeren Anregung ist die Elektronenstoßanregung. Wenn Elektronen dabei in ein Gas oder einen Dampf eindringen, können für jeden Wert der Elektronenenergie elastische Stöße stattfinden, wobei die Elektronen ihre Energie fast vollständig behalten, jedoch aus ihrer Richtung abgelenkt werden. Inelastische Stöße finden statt, wenn die Elektronenenergie so hoch ist, dass das gestoßene Atom angeregt oder sogar ionisiert wird. Der Energieverlust des Elektrons erscheint dann als innere Energie des Atoms, das diese Energie durch Strahlung nach dem Stoß wieder verliert. Der Wirkungsquerschnitt für inelastische Stöße ist i.a. viel niedriger als für elastische.

Wenn der Resonanzzustand des Atoms angeregt wird, ist die Energie ΔE , die das Elektron beim Stoß verloren hat, gegeben durch:

$$\Delta E = h \cdot \nu \quad (1)$$

wobei h die Plancksche Konstante ist und ν die Frequenz des emittierten Lichtes. Um die beim Franck-Hertz-Versuch auftretenden Leuchterscheinungen im sichtbaren und UV-Bereich zu verstehen, wenden wir uns nun den Termschemata von Quecksilber und Neon zu.

Wie man in Abbildung 1 erkennen kann, sind Anregungen beim Quecksilber in die $6p$ -Zustände am wahrscheinlichsten. Das angeregte Quecksilber geht unter Emission von Photonen im sichtbaren ($\sim 400 \text{ nm} - 700 \text{ nm}$) und im UV-Bereich ($< 400 \text{ nm}$) wieder in seinen Grundzustand zurück. Weil Übergänge im Quecksilber im sichtbaren Bereich sehr unwahrscheinlich sind, kann man bei einer Franck-Hertz-Röhre mit Quecksilberfüllung i.a. keine Leuchterscheinungen mit dem Auge wahrnehmen. Bei Neon sind Anregungen in die $3p$ -Zustände am wahrscheinlichsten. Die wahrscheinlichste Abregung passiert auch hier unter Emission eines Photons, das hier im sichtbaren Bereich liegt.

Bezeichnung	eVolt	Übergänge	Bez.	eVolt	Übergänge
.. 6s 7s	7,93 6,70		.. 2p ⁵ 3p	18,9 18,3	
.. 6s 6p	4,89		.. 2p ⁵ 3s	16,8 16,6	
[Xe] 4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s ²	0		1s ² 2s ² 2p ⁶	0	

Abbildung 1: Vereinfachte Termschemata von Quecksilber (links) und Neon (rechts). Dicke Pfeile stellen Übergänge mit der größten Wahrscheinlichkeit dar.

Der Nachweis, dass Energie nur in diskreten “Portionen” an das Atom übertragen werden kann, gelingt mit einer Versuchsanordnung nach Franck und Hertz (Abb. 2). In einer mit Neon bzw. Quecksilber gefüllten Triode werden Elektronen von einer Anode zu einem Gitter mit einer Spannung U_B beschleunigt, um danach von der Anode aufgefangen zu werden. Zwischen Gitter und Anode wird eine kleine Gegenspannung U_G angelegt (Größenordnung 1 V).

Im ersten Fall enthält die Triode, die von einem Ofen umgeben ist, einen Quecksilbertropfen. In ihr kann sich dann in Abhängigkeit von der Temperatur ein charakteristischer Quecksilberdampfdruck einstellen. Die zweite Röhre ist mit Neongas gefüllt und nicht mit einem Ofen ausgestattet. Der Druck in dieser Röhre wird daher als konstant angenommen. In ihr befindet sich zusätzlich noch ein Steuergitter zwischen Kathode und Anode, mit dessen Hilfe die Raumladung in Kathodennähe verringert wird, damit nachkommende Elektronen nicht am Austritt gehindert werden.

Bei kalter Quecksilberöhre ist der Quecksilberdampfdruck so gering, dass die Bewegung der Elektronen durch die Quecksilberatome nicht beeinflusst wird, d.h. die freie Weglänge λ der Elektronen, mit:

$$\lambda = \frac{k_B \cdot T}{\sigma \cdot p}, \quad (2)$$

ist größer als der Abstand zwischen Kathode und Gitter. σ ist hier der Wirkungsquerschnitt für Streuung der Elektronen in einem Gas der Temperatur T und dem Druck p . k_B ist die Boltzmann-Konstante.

Nimmt man die I_A/U_B -Charakteristik der Röhre auf, so beobachtet man die normale Kennlinie einer Triode, die wegen der angelegten Gegenspannung erst bei $U_B \geq U_G$ einsetzt. Von der Neonröhre lässt sich keine Triodenkennlinie aufzeichnen (Warum?). Bei heißer Quecksilberöhre ist der Queck-

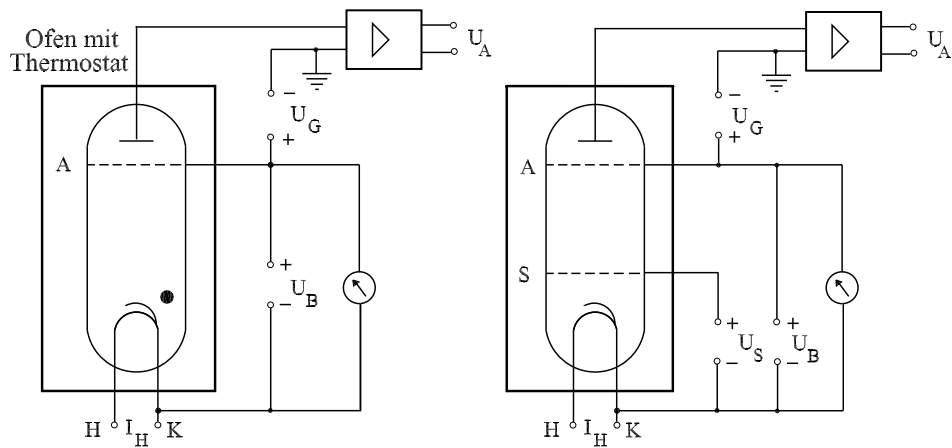


Abbildung 2: Schaltungen der Franck-Hertz-Röhren mit Quecksilber (links) und Neon (rechts)

silberdampfdruck so hoch, dass die Elektronen auf ihrem Weg zum Gitter wiederholt mit Quecksilberatomen zusammenstoßen. Bei der Neonröhre ist das immer der Fall, da der Druck in der Röhre konstant so hoch ist, dass die freie Weglänge der Elektronen immer kleiner als der Abstand Kathode - Gitter ist. **Hinweis:** Da der Anodenstrom I_A sehr klein ist (einige nA), wird er mit Hilfe von Operationsverstärkern im Betriebsgerät in eine messbare und zu I_A proportionale Spannung U_A umgewandelt.

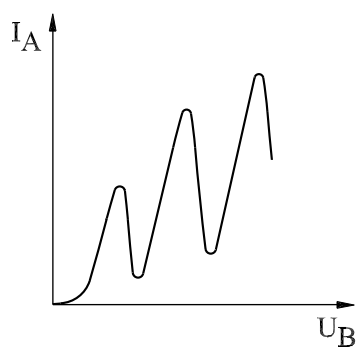


Abbildung 3: Franck-Hertz-Kurve

Man erhält jetzt als Kennlinie der Röhre eine Kurve mit mehreren Extremwerten (Abb. 3). Diese Kurve lässt sich folgendermaßen erklären: Die

Elektronen stoßen auf dem Weg von der Kathode zum Gitter mit den Quecksilber- bzw. Neonatomen zusammen. Bei geringen Elektronengeschwindigkeiten sind diese Stöße elastisch. Dabei erleiden die Elektronen keine nennenswerten Energieverluste, da ihre Masse klein gegenüber der der Atome ist. Der Anfang der Franck-Hertz-Kurve ist also im wesentlichen identisch mit dem Anfang der Kennlinie der kalten Quecksilberröhre.

Steigt die Beschleunigungsspannung an, so erhalten die Elektronen genügend Energie, um die Atome anzuregen, sobald ihre Energie

$$E = e \cdot U_B > \Delta E \quad (3)$$

beträgt. Von diesem Augenblick an treten inelastische Zusammenstöße zwischen den Elektronen und den Quecksilber- bzw. Neonatomen direkt vor dem Gitter auf. Die Elektronen geben jetzt praktisch ihre gesamte kinetische Energie an die getroffenen Gasatome ab und können infolge der Gegenspannung U_G die Anode nicht mehr erreichen. Der Anodenstrom sinkt also plötzlich ab. Bei weiter zunehmender Beschleunigungsspannung rückt die Zone der unelastischen Stöße immer mehr vom Gitter zur Kathode hin. Infolgedessen können diejenigen Elektronen, die bereits einmal ihre kinetische Energie unmittelbar vor dem Gitter zum zweiten Mal inelastische Stöße erleiden. Sie können infolge der Gegenspannung wiederum die Anode nicht erreichen, und der Anodenstrom sinkt zum zweiten Mal ab.

Bei weiter steigender Beschleunigungsspannung wiederholt sich diese Periodizität theoretisch beliebig oft. Praktisch bricht die Kette der Maxima und Minima bald dadurch ab, dass immer einige Elektronen vorhanden sind, die keine Gelegenheit finden, ihre Energie durch einzelne inelastische Stöße abzugeben. Diese erhalten schließlich wesentlich größere Energien, die zur Ionisation der Atome ausreichen, wodurch der Anodenstrom stark ansteigt.

Zur Bestimmung der Anregungsenergie ΔE benutzt man am besten aufeinander folgende Maxima oder Minima und nicht den Wert des ersten Maximums, da bei diesem Korrekturen wegen der Austrittsarbeit der Kathode auftreten können.