

Der Elektronenstoßversuch an Quecksilberatomen wurde zuerst 1913/14 von J.Franck und G.Hertz durchgeführt. Seine große Bedeutung, die erst 1915 erkannt wurde, liegt im nicht-optischen Nachweis diskreter Anregungszustände in der Atomhülle. Die Versuchsergebnisse sind eine wichtige Stütze für die Bohrsche Theorie (1913). Man findet beim Franck-Hertz-Versuch dieselben Anregungsenergien, wie sie sich auch bei Beobachtung der Emissionsspektren oder der Resonanzabsorption ergeben.

Im Praktikum wird eine einfache Versuchsanordnung benutzt: In einer von Quecksilberdampf erfüllten Elektronenröhre werden von der Glühkathode Elektronen emittiert und aufgrund der angelegten Spannung zur netzförmigen Anode (=Beschleunigungsgitter) hin beschleunigt. Auf ihrem Weg stoßen sie mit Hg-Atomen zusammen, je nach der Hg-Anzahldichte seltener oder häufiger und je nach der Elektronenenergie nur elastisch oder auch unelastisch (d.h. mit Änderung des Atomhüllenzustandes, Anregung oder gar Ionisierung). Bei einem elastischen Stoß ist der Energieverlust des Elektrons sehr gering. Bei einem unelastischen Stoß gibt das Elektron genau die Anregungsenergie an das Atom ab und behält die Restenergie. Jenseits der Anode befindet sich eine weitere, gegenüber der Anode negative Elektrode (=Auffänger =Auffangschirm). Ist die kinetische Energie der wenigen Elektronen, die durch das Beschleunigungsgitter hindurchfliegen, groß genug zum Überwinden des Gegenfeldes, so werden diese Elektronen als Strom in der Auffängerzuleitung gemessen. Ist dagegen ihre Energie zu klein, so fließen sie nach Umkehr im Gegenfeld über die Anodenzuleitung ab. Man nennt das 'Energiediskriminierung nach der Gegenfeldmethode'.

Als Meßergebnis erhält man mit steigender Beschleunigungsspannung zunächst einen steigenden Auffängerstrom. Von einer bestimmten Spannung ab verflacht der Anstieg, und dann sinkt der Strom sogar: Die Elektronenenergie hat die kleinste Anregungsenergie (bei Hg 4,89eV) überschritten und mit zunehmender Spannung wird die Zone vor der Anode, in der unelastische Stöße möglich sind, breiter. Deshalb und auch, weil die Wahrscheinlichkeit für unelastische Stöße mit der Überschußenergie wächst, nimmt ihre Anzahl zu. Sie nimmt bei geeignetem Gasdruck in der Röhre sogar so sehr zu, daß zu wenige Elektronen übrig bleiben, die weiter beschleunigt werden und dann höhere Anregungsenergien erreichen. Beim Normalbetrieb der Röhre sieht man von solchen höheren Anregungsniveaus nichts. Dennoch zeigt der Auffängerstrom bei weiterer Erhöhung der Spannung noch einen charakteristischen Verlauf: Nach einem Stromminimum steigt der Strom wieder und fällt ab der doppelten kleinsten Anregungsenergie wiederum. Die Elektronen gewinnen nach der ersten Energieabgabe zunächst wieder genügend Energie, um das Gegenfeld zu überwinden. Schließlich reicht ihre Energie sogar für einen zweiten unelastischen Stoß aus. Mit weiter steigender Spannung kann sich dieser Vorgang noch einige Male wiederholen. Im Praktikumsversuch sind fünf Maxima zu beobachten.

Da längs der Meßkurve die Punkte, bei denen der Stromanstieg zu verflachen beginnt, nur sehr ungenau zu lokalisieren sind, wird ersatzweise aus dem Abstand der Maxima auf die Anregungsenergie geschlossen. Da die Franck-Hertz-Kurve nicht streng periodisch ist, können sich Abweichungen vom wahren Wert ergeben.

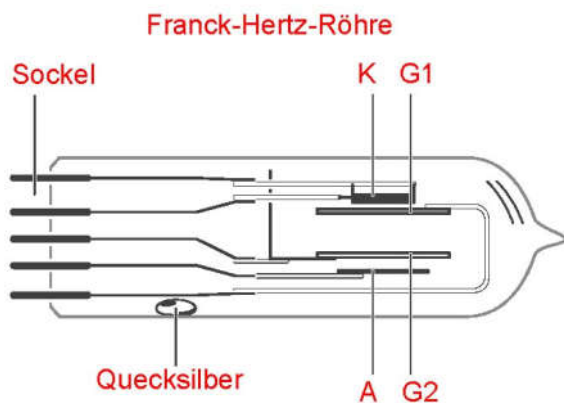


Fig. 1 Franck-Hertz-Röhre (Aufbau)

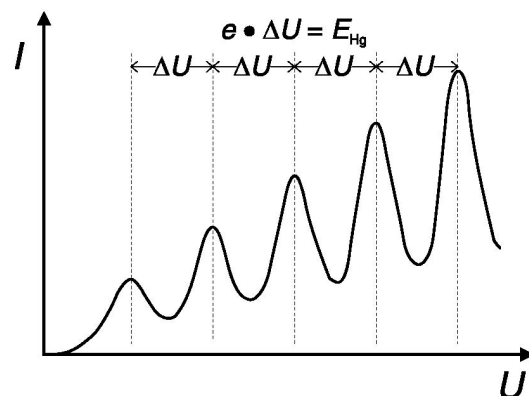
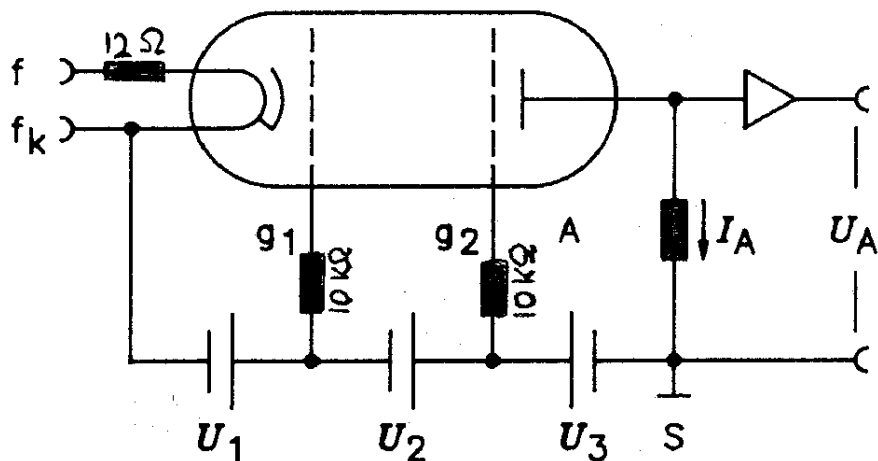


Fig. 2 typische Franck-Hertz-Kurve

Figur 1 zeigt den Aufbau des Elektrodensystems der Franck-Hertz-Röhre.  $G_2$  ist das Beschleunigungsgitter (=Anode  $\sim 6$  mm von der Kathode K entfernt) und A der Auffänger.  $G_1$  ist ein Hilfsgitter (Raumladungsgitter, nur etwa 0,5mm von der Kathode entfernt), mit dessen Hilfe die Raumladung in Kathodennähe beeinflusst und damit die Elektronenstromstärke gesteuert werden kann. Je positiver dieses Gitter  $G_1$  gegen die Kathode ist, desto geringer wird die Raumladung, desto größer die Feldstärke in Kathodennähe und desto größer der Elektronenstrom.  $G_1$  ist ein grobmaschiges,  $G_2$  ein feinmaschiges Gitter.

Figur 2 gibt eine für die beschriebene Anordnung typische Meßkurve (Auffängerstrom als Funktion der Beschleunigungsspannung) wieder.



Figur 3 zeigt eine Prinzipschaltskizze der Franck-Hertz-Röhre, wie sie im Praktikum verwendet wird.

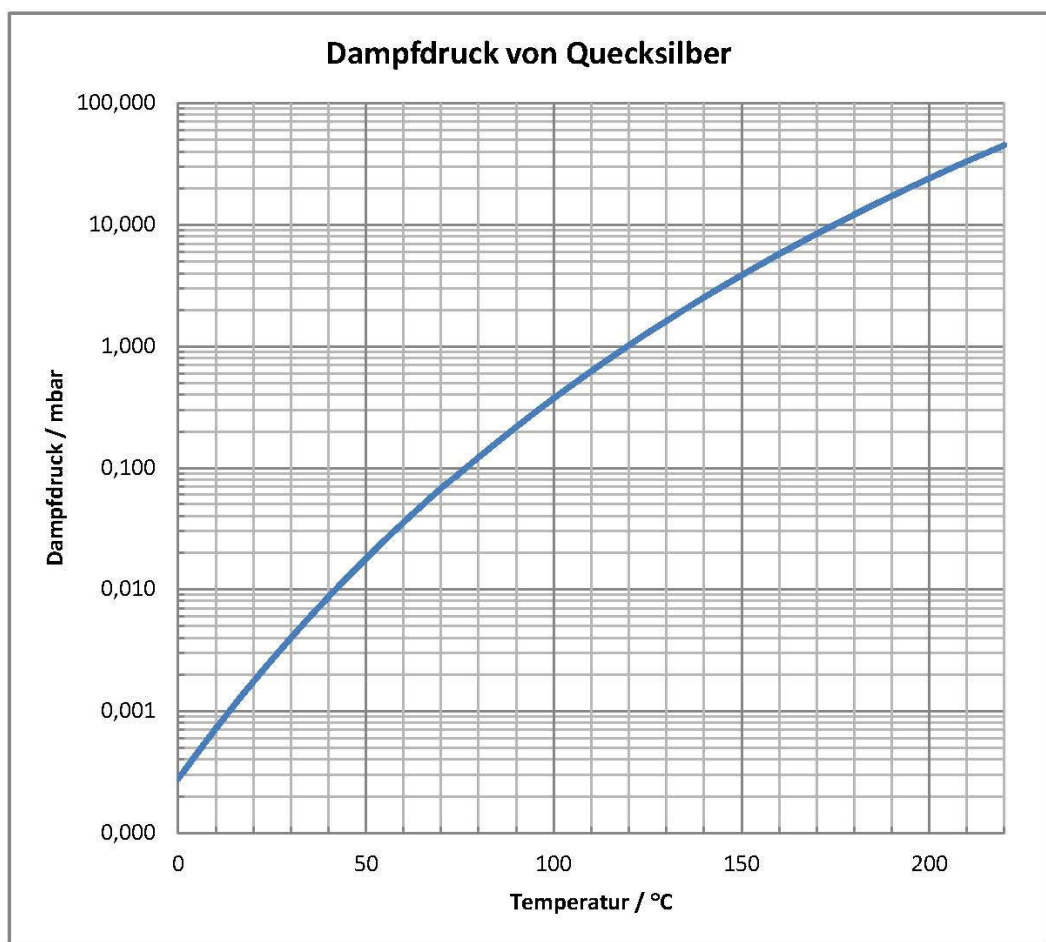


Fig. 4

In den nächsten Absätzen werden Details zum Franck-Hertz-Versuch angesprochen.

Die Anzahldichte  $n$  der Hg-Atome lässt sich aus dem Druck des Gases (dem Hg-Dampfdruck bei der jeweiligen Temperatur ) berechnen. Die kinetische Gastheorie liefert für den Druck (= Kraft/Fläche = Impulsübertrag/Zeit · Fläche)

$$p = \frac{1}{3} \cdot n \cdot m \cdot \overline{u^2} = n \cdot k \cdot T; \quad n = \frac{p}{kT}$$

( $m$  = Masse des Teilchens, hier des Hg-Atoms;  $\overline{u^2}$  = mittlere quadratische Geschwindigkeit der Teilchen;  $k$  = Boltzmann-Konstante;  $T$  = abs. Temp.) Der Hg-Dampfdruck ist der Sättigungsdampfdruck. In der Röhre befindet sich bei den vorkommenden Temperaturen stets auch flüssiges Quecksilber (kritische Temperatur 1450°C). Der Dampfdruck lässt sich als Funktion der Temperatur für die meisten Stoffe durch  $\log p = -a/T - b \cdot \log T + c$  in guter Näherung beschreiben. Für den beschränkten Temperaturbereich etwa 20 bis 200°C gilt für Quecksilber ausreichend genau

$$p = 1,324 \cdot 10^8 \cdot 10^{\frac{-3190K}{T}} \text{ mbar}$$

Diese Abhängigkeit ist in Figur 4 dargestellt.

Einer der Gründe, warum der Franck-Hertz-Versuch gerne an Quecksilber-Atomen ausgeführt wird, ist die Möglichkeit, durch die sehr einfache Temperatureinstellung die gewünschte Anzahldichte der Atome und damit für die stoßenden Elektronen die gewünschte mittlere freie Weglänge zu erreichen.

Die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  der Elektronen zwischen zwei elastischen Stößen mit Hg-Atomen hängt außer von der Hg-Anzahldichte  $n$  noch vom Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der Hg-Atome für elastische Stöße ab:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} = \frac{kT}{p\sigma}$$

Für  $\sigma$  kann man die Querschnittsfläche der Hg-Atome einsetzen. Die verschiedenen Methoden zur Bestimmung von Atomradien liefern natürlich etwas unterschiedliche Werte. Einen aus der Hg-Flüssigkeitsdichte  $\rho$ , der relativen Atommasse  $A$ , der Loschmidt-Zahl  $N_L$  und dem Füllfaktor  $f$  für dichteste Kugelpackung berechneten Wert

$$\sigma = \pi \cdot \left( \frac{3 \cdot A \cdot f}{4\pi \cdot N_L \cdot \rho} \right)^2 \cong 8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

für den elastischen Stoß zu verwenden, erscheint sinnvoll.

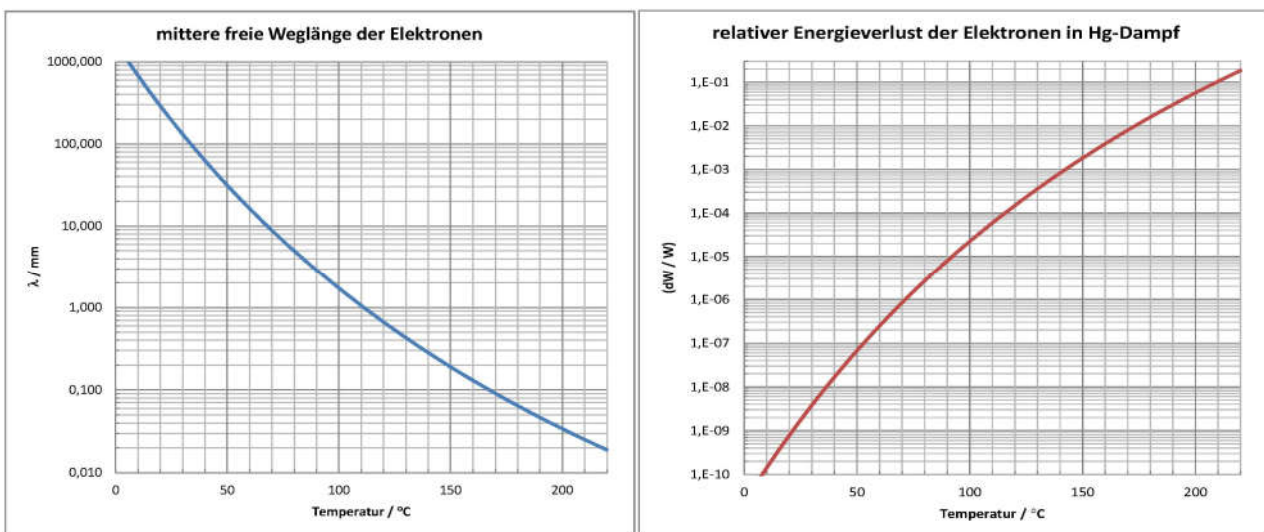


Fig. 5: mittlere freie Weglänge (links) und relativer Energieverlust nach 6 mm in der Hg-Atmosphäre (rechts) von Elektronen in der Franck-Hertz-Röhre als Funktion der Temperatur

Der Energieverlust  $\Delta W$  der Elektronen aufgrund elastischer Stöße mit ruhenden Hg-Atomen bei einem einzelnen Stoß ist leicht zu berechnen (Summe der kinetischen Energien der Stoßpartner und Summe über jede der Impulskomponenten der Stoßpartner nach dem Stoß unverändert gegen vorher!). Man findet

$$\Delta W = W \cdot \frac{2m}{M} \cdot (1 - \cos\Theta)$$

( $W$  = Elektronenenergie vor dem Stoß;  $m/M$  = Massenverhältnis Elektron- Quecksilberatom;  $\Theta$  = Ablenkwinkel des Elektrons). Gemittelt über alle Ablenkwinkel folgt

$$\Delta W = W \cdot \frac{2m}{M} \cong 5,4 \cdot 10^{-6} \cdot W.$$

Die Voraussetzung 'ruhender Hg-Atome' ist sicher recht gut erfüllt: Für die Hg-Atome liefert der Ansatz  $\frac{1}{2} M \bar{v}^2 = \frac{3}{2} kT$  bei  $T=500K$  nur  $\bar{v} \cong 250 \text{ m/s}$ , der Ansatz  $\frac{1}{2} m v^2 = eU$  für Elektronen aber schon für 1V Beschleunigungsspannung  $v \cong 600000 \text{ m/s}$ .

Bei nur einem elastischen Stoß ist der Energieverlust des Elektrons also sehr gering. Es erleidet auf seinem Weg von der Kathode zur Anode aber viele elastische Stöße (siehe Fig. 4) und ändert dabei jedesmal seine Richtung. Ein erheblich längerer Zickzackweg ist die Folge. Eine kompliziertere Näherungsrechnung für diesen 'Diffusionsprozeß' liefert für den totalen Energieverlust des Elektrons auf seinem Weg von der Kathode zur Anode

$$\Delta W_{tot} \cong \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 \cdot \frac{2m}{M} \cdot eU.$$

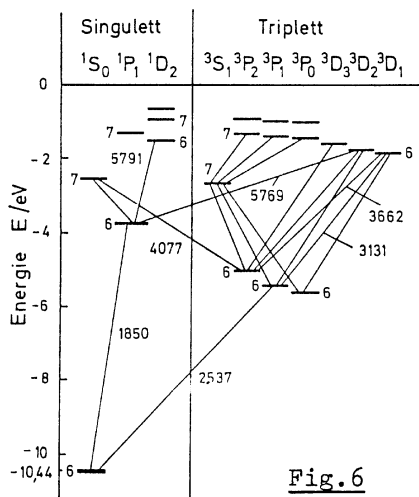
Für einen Kathoden-Anoden-Abstand von  $a = 6\text{mm}$  ist in Figur 5 der relative totale Energieverlust  $\Delta W_{tot}/eU$  in Abhängigkeit von der Temperatur (in  $^{\circ}C$ ) dargestellt. Man erkennt, daß oberhalb von  $100^{\circ}C$ , wo die mittlere freie Weglänge klein gegen den Kathoden-Anoden-Abstand zu werden beginnt, die Stoßzahl merklich anwächst, aber der relative Energieverlust der Elektronen noch extrem gering ist. Bis etwa  $170^{\circ}C$  ist der Energieverlust unter 1% und noch vernachlässigbar. Oberhalb  $200^{\circ}C$  erreicht der Energieverlust rasch mehr als 10%. In diesem Bereich sollte beim Franck-Hertz-Versuch sicher nicht gearbeitet werden.

Der Anodenstrom in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung wird - anders als bei einer Vakuumdiode - nicht durch das Schottky-Langmuirsche Raumladungsgesetz sondern durch ein modifiziertes Gesetz beschrieben, denn zusätzlich zur Raumladung wirken ja die Gasatome stromhindernd. Es gilt  $I_A \approx \lambda \cdot U^{\frac{3}{2}}$ . ( $U$  = Beschleunigungsspannung;  $\lambda$  - mittlere freie Weglänge)

Der Auffängerstrom  $I_M$  ist stets klein gegen den Anodenstrom, denn nur relativ wenige Elektronen treten durch die Maschen des Anodengitters hindurch. Außerdem: Da die an der Anode ankommenden Elektronen wegen der großen Zahl elastischer Stöße auf ihrem Weg eine breite Richtungsverteilung haben, kann selbst von denen, die kaum Energie verloren und auch das Anodengitter passiert haben, nur ein Teil das Gegenfeld überwinden: Die nicht-lotrechte Geschwindigkeitskomponente nützt dafür nichts.

Die Kontaktspannung aufgrund der verschiedenen Materialien von Kathode und Anode (verschiedene Austrittsarbeiten!) sowie die Thermospannung aufgrund von Temperaturunterschieden an den verschiedenen Materialübergängen im Kathoden-Anoden-Stromkreis ergeben eine gegenüber der angelegten Spannung veränderte Beschleunigungsspannung. Die Differenz kann bis zu wenigen Volt betragen. Sie kann anhand der überlagerten Periodizität der typischen Franck-Hertz-Kurve abgeschätzt werden.

Der unelastische Stoß eines Elektrons mit einem Quecksilberatom ist ein Prozeß, bei dem das Atom aus dem Grundzustand in einen angeregten Zustand gebracht wird. Im Gegensatz zum elastischen Stoß wird hier die 'innere' Energie des Atoms vergrößert. Die Theorie besagt und der Ausgang des Franck-Hertz-Versuchs bestätigt, daß die Änderung des inneren Energiezustand eines Atoms gequantelt abläuft. Das Atom hat nur ganz bestimmte diskrete Energiezustände (=Energieniveaus). Quecksilber hat die Ordnungszahl 80, also im neutralen Zustand eine Hülle mit 80 Elektronen. Die Schalen bis zur N-Schale ( $n=4$ ) sind aufgefüllt. Die O-Schale ( $n=5$ ) ist mit 18 Elektronen noch nicht gefüllt, aber es befinden sich 2 Elektronen in der P-Schale ( $n=6$ ). Schreibweise für diese Elektronenkonfiguration des Grundzustandes:  $Hg5s^25p^65d^{10}6s^2$ .



Die Elektronenspins sind abgesättigt: Gesamtspinquantenzahl  $S=0$ , also Multiplizität  $2S+1=1$ . Der gesamte Bahndrehimpuls ist Null, symbolisiert durch den Buchstaben S. (Nicht mit Gesamtspinquantenzahl S verwechseln!) Der gesamte Drehimpuls ist Null. Damit lautet die übliche Termbezeichnung für diesen Grundzustand  $6^1S_0$ . In angeregten Zuständen befindet sich ein (selten zwei oder mehr) Elektron in einem anderen Zustand mit anderen Quantenzahlen.

In Figur 6 ist das resultierende Termschema von Quecksilber (unvollständig zu hohen Energiestufen hin!) wiedergegeben.

Optisch, d.h. unter Emission oder Absorption von Licht, sind nur die durch Verbindungsstriche gekennzeichneten Übergänge möglich. Bei Elektronenstoßanregung (Die Drehimpulsänderung ist hier nicht auf  $\Delta L = \pm 1$  beschränkt!) können vom Grundzustand aus - wenn auch unterschiedlich wahrscheinlich - alle Zustände erreicht werden. Bei großer Anzahldichte schon angeregter Atome, z.B. in einer Gasentladung, treten auch Elektronenstoßanregungen von angeregten Niveaus zu noch höheren Niveaus häufiger auf. Beobachtbar beim Praktikumsversuch sind die folgenden Übergänge:

$6^1S_0 \rightarrow 6^3P_0$ , 4,67eV, opt.verboten, Anregungsfkt.: steil auf kleinen Wert

$6^1S_0 \rightarrow 6^3P_1$ , 4,89eV, opt.erlaubt, Anregungsfkt.: steil auf großen Wert

$6^1S_0 \rightarrow 6^3P_2$ , 5,46eV, opt.verboten, Anregungsfkt.: steil auf kleinen Wert

$6^1S_0 \rightarrow 6^1P_1$ , 6,70eV, opt.erlaubt, Anregungsfkt.: flach auf großen Wert

Die Anregungsfunktion (= Anregungswahrscheinlichkeit) hängt von der Art des Übergangs und von der Elektronenenergie ab. Sie hat unterhalb der Anregungsenergie den Wert Null, wächst mit der Überschußenergie zunächst mehr oder weniger steil, erreicht bei viel größeren Werten ein Maximum, das mehr oder weniger hoch sein kann, und sinkt dann wieder. Es zeigt sich, daß trotz der entfallenden Auswahlregel  $\Delta L = \pm 1$  die Anregungswahrscheinlichkeit optisch verbotener Übergänge auch für Elektronenstoßanregung deutlich kleiner ist, als für optisch erlaubte Übergänge. Nach einer Elektronenstoßanregung kehrt das Atom bald spontan wieder in den Grundzustand zurück. Bei optisch erlaubten Übergängen erfolgt das sehr schnell, in Bruchteilen von Mikrosekunden, unter Emission von Licht, d.h. eines Quants der entsprechenden Energie ( $h \cdot \nu = \text{Übergangsenergie}$ ). Bei optisch verbotenen Übergängen geschieht das durch abermalige Elektronenstoßanregung in ein höheres Niveau mit erlaubtem Übergang oder durch Stöße mit der Wand, und es dauert erheblich länger.

Beim Franck-Hertz-Versuch mit Quecksilber liegen ohne Ionisierung die Wellenlängen des emittierten Lichts leider alle im UV-Bereich und sind im Praktikum nicht zu beobachten.

Ionisierung durch Elektronenstoß tritt auf, wenn die erreichte Elektronenenergie die Ionisierungsenergie (ca. 10,44eV für die einfache Ionisierung von Hg-Atomen) übersteigt. Die zugehörige Wahrscheinlichkeit (Ionisierungsfunktion) zeigt einen ähnlichen Verlauf wie die Anregungsfunktion. Für das Auftreten von Ionisierung gibt es im Experiment typische Indizien: Im Gasraum treten positive Ionen auf. Diese setzen die Raumladung in Kathodennähe herab und bewirken dadurch ab der Ionisierungsenergie einen recht steilen Anodenstromanstieg. Sie treten auch im Anoden-Auffänger-Raum auf und bewirken in der Auffängerleitung einen Strom umgekehrten Vorzeichens gegenüber den Elektronenstrom. Das Zünden einer Gasentladung ist von deutlichem 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 kräftigsten sichtbaren Quecksilber-Emissionslinien sind: 405, 408, 436nm (violett), 493nm (blau), 546nm (grün) und 579nm (gelb). Die fahlblaue Farbe des ohne Spektroskop beobachteten Leuchtens ist das Ergebnis der additiven Farbmischung daraus.



Ein sehr verbesserter Franck-Hertz-Versuch (nicht im Praktikum!) besteht aus drei getrennten Stufen:

- Erzeugung von freien Elektronen und Beschleunigung im Vakuum,
- unelastische (und unvermeidlich elastische) Stöße in einem feldfreien Gasraum (=Stoßraum) und
- Energiemessung nach Verlassen des Stoßraumes mit einem Vakuum-Spektrometer.

Die Elektronen wird man - wie das auch beim Praktikumsversuch geschieht- durch Glühemission gewinnen. Dabei ist die Verwendung einer indirekt geheizten Kathode mit einer BaO-Schicht günstiger als eine direkt geheizte Wolfram-Kathode. Wegen der viel kleineren Austrittsarbeit (=Ablösearbeit) der Elektronen aus BaO (ca. 1eV; noch geringer mit Zusätzen) kann die Kathodentemperatur dann viel niedriger sein, z.B. 500°C statt 2000°C, als bei Verwendung von Wolfram (ca. 4,5eV). Damit - und das ist der eigentliche Vorteil - ist dann auch die Breite der Energieverteilung der emittierten Elektronen viel geringer und die Genauigkeit bei der Bestimmung von Anregungsenergien entsprechend höher.

Ein 'Sieb' das die „kleinen“ Elektronen ungehindert passieren läßt, die Quecksilberatome aber zurückhält, gibt es nicht. Da aber die beschleunigten Elektronen einen Strahl fast einheitlicher Richtung bilden, können sie ohne Verlust durch einen engen Kanal gelenkt werden. Die Gasatome weisen dagegen keine Vorzugsrichtung auf, und für sie stellt der Kanal einen erheblichen Strömungswiderstand dar, über den ein großer Druckunterschied aufrechterhalten werden kann, wenn auf der Seite niedrigen Drucks kräftig gepumpt wird. Der Gasdruck und damit die mittlere freie Weglänge der Elektronen wäre so einzustellen, daß elastische Stöße nicht allzu häufig sind, denn das würde einen merklichen Energieverlust und eine merkliche Strahlaufächerung bewirken. Die mittlere freie Weglänge wird etwa der Stoßraumlänge gleichen. Das wird mit Quecksilberdampf knapp oberhalb der Zimmertemperatur erreicht.

Als einfaches Spektrometer bietet sich ein Sektor eines Zylinderkondensators an. Nur Elektronen eines bestimmten, schmalen Energiebereichs laufen im transversalen elektrischen Feld zwischen den Platten auf dem richtigen Weg und treffen durch eine Ausgangsblende.

Ein Experiment, in dem die Anregungspotentiale  $a$  und  $b$  derselben Substanz angehören und in dem die Abmessungen der Apparatur und der Druck des Gases derart beschaffen sind, daß der zweite Fall (Überlagerung

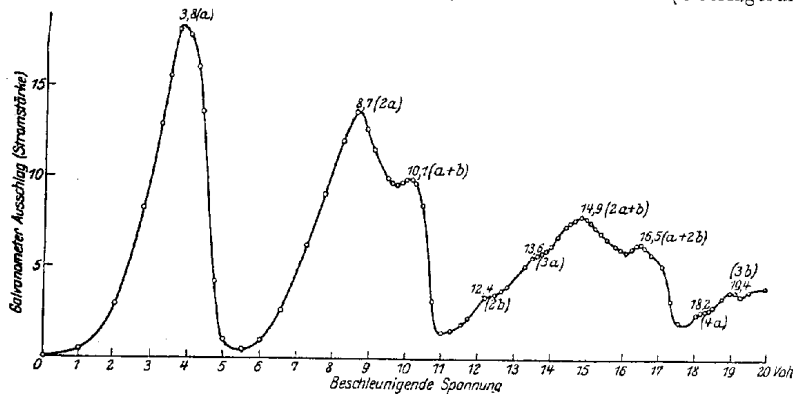


Abb. 29. Höhere Anregungen bei Stromspannungskurven in Hg-Dampf. (Nach EINSPORN.)

von  $a$  und  $b$ ) auftritt, liegt bei den Beobachtungen von EINSPORN am Quecksilber vor. Abb. 29 gibt die von EINSPORN aufgenommene Kurve wieder. In dieser Kurve sieht man deutlich abwechselnd Anregung von zwei wichtigen Anregungsstufen des Quecksilbers, und zwar

- 4,9 Volt ( $6s^1S_0 - 6p^3P_1$ ),
- 6,7 Volt ( $6s^1S_0 - 6p^1P_1$ ).

Fig. 7

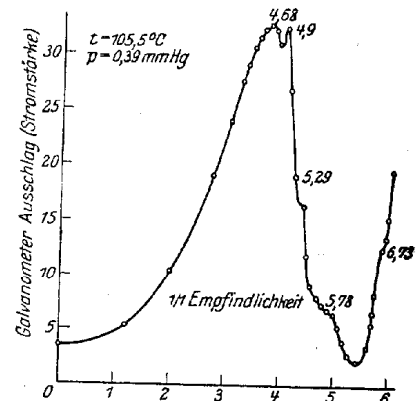


Abb. 32. Feinere Zerlegung von Anregungsstufen.

Fig. 8

Höhere Anregungsniveaus kann man trotz Fehlens einer solchen Apparatur **im Praktikum** mit der dort verwendeten Röhre beobachten, allerdings nicht genau messen. Die Röhre wird in modifizierter Weise betrieben. Im Normalfall werden ja höhere Anregungsniveaus deshalb nicht beobachtet, weil die Elektronen wegen der sehr wahrscheinlichen 4,9eV-Stöße nur in zu geringer Anzahl höhere Energien erreichen. Da die Wahrscheinlichkeit für einen unelastischen Stoß proportional zu  $a/\lambda$  ist ( $a$  = Länge der Beschleunigungsstrecke;  $\lambda$  = mittlere freie Weglänge), muß man  $a$  kurz und den Gasdruck gering machen, um den Elektronen eine gute Chance für einen höheren Energiegewinn zu verschaffen. Damit dennoch unelastische Stöße in ausreichender Zahl zu beobachten sind, muß sich ein genügend langer Stoßraum und dann erst der Gegenfeldraum anschließen. Genau das läßt sich mit der Praktikumsröhre machen: Das Raumladungsgitter wird bestimmungswidrig als Beschleunigungsgitter benutzt und der Raum zwischen  $G_1$  und  $G_2$  dient als Stoßraum.  $G_1$  und  $G_2$  befinden sich auf gleichem Potential. Die Temperatur wird erheblich erniedrigt. Damit würde aber das Zünden einer Gasentladung sehr wahrscheinlich werden, wenn nicht der Elektronenstrom

wesentlich erniedrigt würde, indem der Kathodenheizstrom erniedrigt wird. Um die Röhre vor zu großen Strömen bei Gasentladungen zu schützen, sind in die  $G_1$ - und in die  $G_2$ -Zuleitung je ein  $10\text{k}\Omega$ -Widerstand eingefügt. Diese begrenzen zwar den Strom bei Gasentladung auf unschädliche Werte, sonst aber fällt an ihnen nur eine sehr geringe Spannung ab. Bei dieser Verwendungsart der Röhre lassen sich ähnliche Ergebnisse erzielen, wie sie im zusammenfassenden Artikel von W.DeGroot und F.M.Penning im Handbuch der Physik, Band 23/1 (1933), wiedergegeben sind (siehe Fig. 7 und 8).

Für die oszillographische Darstellung von Franck-Hertz-Kurven wird eine zeitveränderliche periodische Beschleunigungsspannung benötigt. Man darf aber die Beschleunigungsspannung nicht zu schnell ändern, weil ein stationärer Zustand in der Röhre sich nur relativ langsam einstellt. Langsame Vorgänge sind z.B. die Bewegung und die Rekombination von Ionen sowie die Rückkehr von angeregten Zuständen in den Grundzustand, wenn diese optisch verboten ist. Das Betriebsgerät stellt eine periodische Sägezahnspannung 0 - 30 V zur Verfügung. Die Oszillographennutzung in diesem Modus empfiehlt sich zum Kennenlernen und beim Einstellen (Temperatur; Spannung an  $G_1$ ; Gegenspannung) der Apparatur.

Um die Verhältnisse im quasistationären Zustand aufzuzeichnen, wird das Speicheroszillogoskop mit der langsamen Rampe oder per Hand als Einmalvorgang ausgelöst. Der Unterschied zur repetierenden Darstellung wird deutlich sichtbar. Die Daten (U/I - Wertepaare) können bequem auf dem Rechner abgespeichert und analysiert werden.

Der Heizofen für das Franck-Hertz-Rohr ist mit einem NiCr-Ni Temperaturfühler und mit einem Thermostaten ausgestattet. Bei Erreichen der Solltemperatur leuchtet die Leuchtdiode am Betriebsgerät grün. Der Ofen ist nicht geeignet, die Röhre auf eine ganz einheitliche Temperatur aufzuheizen. Man beobachtet, daß das Quecksilber bevorzugt in bestimmten Bereichen der Glaswand kondensiert. Für den Dampfdruck ist die kälteste Stelle maßgebend. Ihre Temperatur kann von der des Thermofühlers geringfügig abweichen, auch wenn der empfindliche Teil des Thermofühlers sich im Ofen auf gleicher Höhe befindet.

Die Messung des Anodenstromes kann mit einem Zeigermeßinstrument (benötigter empfindlichster Bereich:  $10\mu\text{A}$ ) in der Anodenzuleitung erfolgen. Die Messung kann aber in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung auch mit dem Oszilloskop geschehen. Dazu wird in die Anodenleitung ein Widerstand (z.B.  $1\text{k}\Omega$ ) eingefügt und der Spannungsabfall daran für die Y-Auslenkung verwendet.

Die Messung des Auffängerstromes ist nur mit Hilfe eines empfindlichen Verstärkers möglich. Es wird ein zweistufiger Spannungsverstärker verwendet, der den Spannungsabfall verstärkt, den der Auffängerstrom an einem hochohmigen Widerstand hervorruft. Die Empfindlichkeit beträgt 1V pro 1 nA.

**Einige notwendige Vorsichtsmaßnahmen** beim Betrieb der Franck-Hertz-Röhre ergeben sich aus den folgenden Hinweisen: Zu starkes Aufheizen im Ofen (über  $200^\circ\text{C}$ ) und zu langes Verweilen im aufgeheizten Zustand schädigen die Röhre, denn aus den Oberflächen im Röhreninneren werden Gase abgegeben, die die Versuche stören und allmählich unmöglich machen.

Aufheizen der Röhre im Ofen ohne Kathodenheizung führt zur Vergiftung der Kathodenoberfläche (Absorption von Fremdmolekülen), also zum Verschwinden der Emissionsfähigkeit.

Im kalten Zustand kann kondensiertes Quecksilber Kurzschlüsse zwischen den Elektroden verursachen und die Röhre schädigen, wenn dann schon Gitterspannungen anliegen. Nach dem Aufheizen bis etwa  $190^\circ\text{C}$  ist in der Regel kein Kurzschluß mehr zu erwarten.

(W. Jüngst 9.10.83)

(P.Blüm updated Sep-97)

---

Version Mai 20