

Der Franck-Hertz-Versuch

1. Historische Bemerkung

Der Franck-Hertz-Versuch¹ zählt zu den ersten Experimenten, die die Quantennatur der Elektronenhülle eines Atoms bestätigten. Den Autoren gelang es 1914, eine Anregungsenergie E_a des Hg-Atoms zu messen und einen Zusammenhang zwischen E_a und der Wellenlänge λ des nach der Rückkehr in den Grundzustand emittierten Lichtes herzustellen. Damit konnten die ein Jahr zuvor aufgestellten Bohrschen Postulate über die Natur der Elektronenhülle in einem gewissen Umfang bestätigt werden. Sie waren von dem dänischen Physiker Niels Bohr (1885 – 1962) formuliert worden, um Widersprüche zwischen den Folgerungen aus der klassischen Maxwell'schen Elektrodynamik und experimentellen Ergebnissen in der Atomspektroskopie aufzulösen.

2. Einleitung und Zielsetzung

In der soeben erwähnten Atomspektroskopie geht es darum, die diskreten Energiewerte der Elektronenhülle eines Atoms zu bestimmen. Ihre Methoden basieren hauptsächlich auf der Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung (im weitesten Sinne) mit den Atomen. Dabei wird sowohl die Emission als auch die Absorption beobachtet. Oft werden die Atome magnetischen oder elektrischen Feldern ausgesetzt; mit diesem Kunstgriff kann man die Entartung der Energieniveaus aufheben und damit weitere Daten gewinnen.

Daneben gibt es noch einen zweiten Weg zur Strukturaufklärung der Elektronenhüllen: die **Elektronenstoßexperimente**. Hier werden Atome mit Elektronen geeigneter Energie beschossen und der dabei auftretende Energieverlust der Elektronen als Informationsquelle benutzt. In diese Kategorie gehört auch das Franck-Hertz-Experiment. Es läuft im Prinzip folgendermaßen ab: Man lässt möglichst monoenergetische Elektronen mit Hg-Dampf geeigneter Dichte in einem abgeschlossenen Raum wechselwirken. Dabei treten elastische und unelastische Stöße zwischen den Elektronen und den Hg-Atomen auf. Aus der Energiedifferenz der Elektronen vor und nach dem Stoß lässt sich dann die Energie der vom Hg-Atom aufgenommenen Energie berechnen. Im Falle des unelastischen Stoßes wird diese dazu verwendet, um das Hg-Atom aus seinem Grundzustand mit der Energie E_0 in den ersten angeregten Zustand² mit der Energie E_1 zu heben. Es gilt somit

$$\frac{m_0 \cdot v_{\text{vor}}^2}{2} - \frac{m_0 \cdot v_{\text{nach}}^2}{2} = E_1 - E_0$$

(m_0 = Ruhemasse des Elektrons, v_{vor} u. v_{nach} = Geschwindigkeiten des Elektrons vor u. nach dem Stoß)

¹ benannt nach den deutschen Physikern James Franck (1882 – 1964) und Gustav Hertz (1887 – 1975, Neffe von Heinrich Hertz)

² Grundsätzlich sind auch Anregungen in höhere Zustände möglich. Mit der hier vorliegenden Apparatur gelingt das jedoch nicht. Es ist leider auch nicht möglich, die Energie bei der Rückkehr in Grundzustand emittierten Lichtquanten zu messen.

Die Energiemessung bei den Elektronen geschieht mit einer Gegenfeldmethode. Es ist das Ziel des hier beschriebenen Experimentes, die Energie $E_1 - E_0$ bei Hg zu messen sowie etwas über die Energieverteilung der verwendeten Elektronen zu erfahren. Da man durch Elektronenstoß auch Atome ionisieren kann, soll außerdem versucht werden, die Ionisationsenergie von Hg zu bestimmen.

3. Der Aufbau und der Ablauf des Franck-Hertz-Experimentes

Die Franck-Hertz Apparatur (schematische Darstellung siehe Abb.1) besteht aus einem

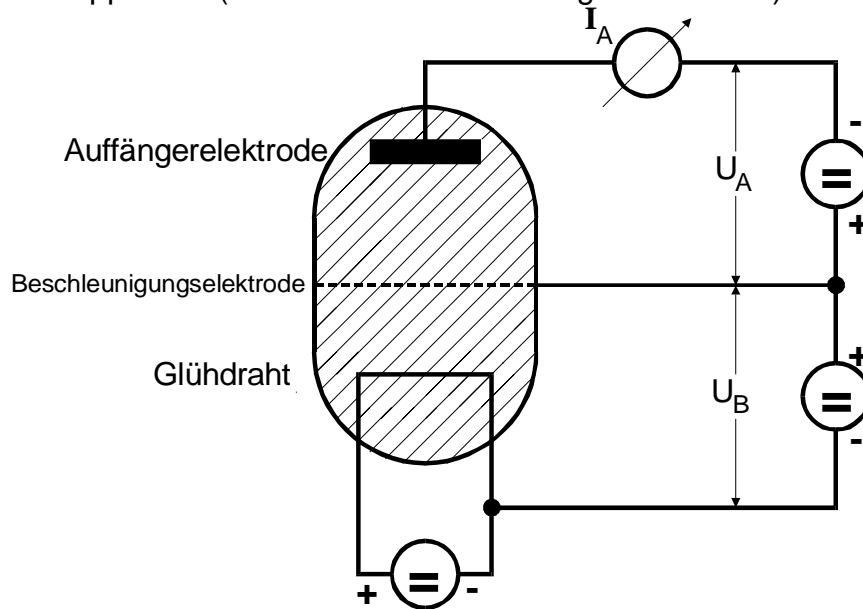


Abb.1: Prinzipieller Aufbau des Franck-Hertz-Versuches

evakuierten Gefäß, in dem sich ein winziger Tropfen Quecksilber befindet. Ein Teil davon verdampft spontan, bis sich gemäß der Dampfdruck-Kurve³ ein Gleichgewichtsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ einstellt, der nur von der Umgebungstemperatur T abhängt. Über T kann man somit die Dampfdichte steuern. In den Glaskolben wird ein Draht aus einem hochschmelzenden Metall (z.B. Wolfram) hineingeführt. Er wird durch einen Gleichstrom bis auf Rotglut erhitzt. Dabei treten infolge des glühelektrischen Effektes⁴ eine große Zahl von Elektronen aus, die den Draht wie eine Wolke umgeben. Zumeist wird der Glühdraht noch mit dem Oxid eines Erdalkalimetalles bestrichen, welches eine niedrigere Austrittsarbeit⁴ als W besitzt, sodass bei gegebener Temperatur die Ausbeute an freien Elektronen wesentlich vergrößert werden kann. Dem Glühdraht gegenüber steht eine netzförmige Elektrode, an welche von außen eine positive Gleichspannung U_B angelegt wird. Die Elektronen erhalten nach Durchlaufen dieser Beschleunigungsstrecke eine kinetische Energie vom Betrage

$$\frac{m_0 \cdot v_{\text{vor}}^2}{2} = e_0 U_B \quad ,$$

(e_0 = Elementarladung)

³ Näheres hierzu siehe z.B. V203

⁴) Näheres hierzu siehe z.B. V504

sofern sie zu Beginn der Beschleunigung die Geschwindigkeit 0 hatten.

Hinter der Beschleunigungselektrode befindet sich eine massive Auffängerelektrode, auf der die Elektronen schließlich landen. Der Auffängerstrom I_A kann mit einem geeigneten Messinstrument gemessen werden. Die Auffängerelektrode besitzt jedoch eine geringe Gegenspannung U_A gegenüber der Beschleunigungselektrode. Gegen das dadurch entstehende Bremsfeld können nur solche Elektronen anlaufen und bis zur Auffängerelektrode gelangen, deren Geschwindigkeitskomponente v_z in Feldrichtung die Ungleichung

$$\frac{m_0}{2} v_z^2 \geq e_0 U_A$$

erfüllt. Der Rest kehrt zur Beschleunigungselektrode zurück.

Da sich nun im Beschleunigungsraum Hg-Atome aufhalten, kommt es zu Zusammenstößen zwischen ihnen und den Elektronen. Hierbei sind grundsätzlich 2 Fälle zu unterscheiden: Erstens, ist die Elektronenenergie E nicht allzu hoch, treten nur elastische Stöße auf. Aufgrund des großen Massenunterschiedes zwischen beiden Stoßpartnern ist die Energieabgabe ΔE des Elektrons an das Hg-Atom vernachlässigbar gering. Sie beträgt im zentralen Stoß

$$\Delta E = \frac{4 m_0 M}{(m_0 + M)^2} E \approx 1,1 \cdot 10^{-5} E ,$$

da das Massenverhältnis m_0/M von Elektron und Hg-Atom etwa $1/1836 \cdot 201$ ist. Die Richtungsänderungen, die das Elektron beim Stoß erfährt, können jedoch beträchtlich sein.

Zweitens, erreicht die Elektronenenergie E durch Erhöhen von U_B einen solchen Wert, der größer oder gleich der Energiedifferenz $E_1 - E_0$, zwischen dem 1. angeregten und dem Grundzustand des Hg-Atoms ist, dann ist das Elektron in der Lage, das Hg-Atom anzuregen. Es überträgt dabei genau den Energiebetrag $E_1 - E_0$ auf die Elektronenhülle des Hg-Atoms, während es selber die Restenergie $E - (E_1 - E_0)$ behält. Das Hg-Atom befindet sich nun im 1. angeregten Zustand. Von dort geht es mit einer Relaxationszeit in der Größenordnung von 10^{-8} sec weiter in den Grundzustand zurück, wobei es ein Lichtquant mit der Energie

$$h\nu = E_1 - E_0$$

(h = Plancksches Wirkungsquantum, ν = Frequenz der Lichtquelle)

emittiert.

Wie kann man nun feststellen, wann die Anregung des Hg-Atoms erfolgt? Man beobachtet hierzu den Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_B . Erhöht man U_B vom Werte null ausgehend, so wird, wenn U_B größer als das fest eingestellte Gegenpotential U_A geworden ist, der Elektronenstrom stark anwachsen, da immer mehr Elektronen aus der Raumladungswolke um den Glühdraht herum abgesaugt werden. Erreicht oder überschreitet die Elektronenenergie bei weiterer Steigerung von U_B den Wert $E_1 - E_0$ ein wenig, dann treten unelastische Stöße auf, bei denen die Elektronen den Energiebetrag $E_1 - E_0$ abgeben, sodass sie praktisch keine Energie mehr besitzen. Sie sind dann nicht mehr in der Lage, gegen das Bremsfeld an-

zulaufen. Der Auffängerstrom muss also jäh absinken, wie es in Abb.2 angedeutet ist. Steigert man die Beschleunigungsspannung weiter, so können die Elektronen nach dem Stoß erneut Energie aufnehmen; denn die Stoßzone liegt dann bereits ein Stück vor der Beschleunigungselektrode. Der Auffängerstrom wird wiederum ansteigen und

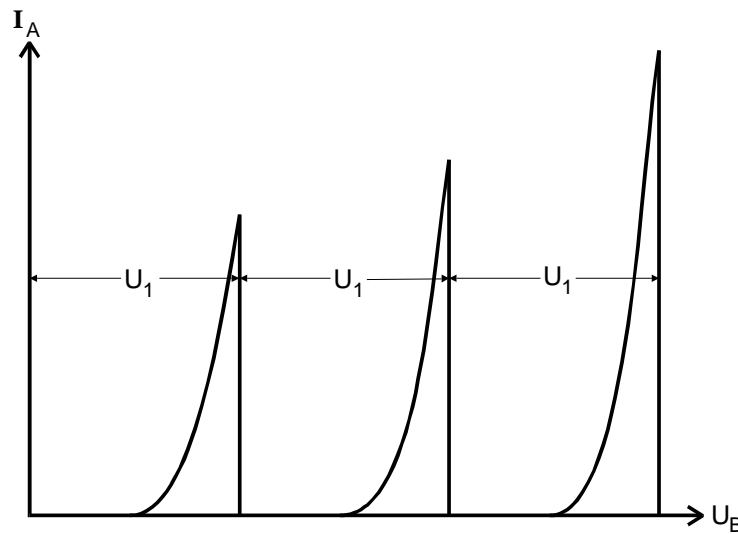


Abb.2: Idealisierter Zusammenhang zwischen Auffängerstrom I_A und Beschleunigungsspannung U_B beim Franck-Hertz-Experiment

zwar solange, bis die Elektronen erneut die Energie $E_1 - E_0$ erreicht haben und somit in der Lage sind, auf ihrem Wege einen 2. unelastischen Stoß auszuführen, was durch einen weiteren Stromabfall gekennzeichnet ist. Dieser Vorgang lässt sich bei weiterer Steigerung von U_B noch ein paar Mal wiederholen. Insgesamt beobachtet man also eine periodische Zu- und Abnahme des Auffängerstromes bei wachsender Beschleunigungsspannung. Der Abstand U_1 zweier aufeinander folgender Maxima muss nach den vorstehenden Überlegungen gleich dem 1. Anregungspotential

$$U_1 := \frac{1}{e_0} (E_1 - E_0)$$

des Hg-Atoms sein, was sich auf diese Weise leicht messen lässt.

4. Einflüsse auf die Gestalt der Franck-Hertz-Kurve

Die tatsächlich gemessene Kurve hat jedoch eine etwas andere Gestalt als die in Abb.2 angegebene. Das liegt daran, dass einige Nebeneffekte berücksichtigt werden müssen, auf die im Folgenden eingegangen werden soll.

a) Einfluss des Kontaktpotentials

Das tatsächliche Beschleunigungspotential zwischen Glühdraht und Beschleunigungselektrode ist häufig von der außen angelegten Spannung U_B verschieden und zwar immer dann, wenn beide Elektroden aus Materialien bestehen, die eine unterschiedliche Austrittsarbeit für Elektronen besitzen. Um bei relativ niedriger Temperatur bereits eine hohe Emissionsrate zu erzielen, wählt man für den Glühdraht ein Material aus, dessen Austrittsarbeit Φ_G viel kleiner als die Austrittsarbeit Φ_B der Beschleunigungselektrode ist. Die Potentialverhältnisse, die sich dann zwischen beiden Elektroden ergeben, sind in Abb.3 dargestellt.

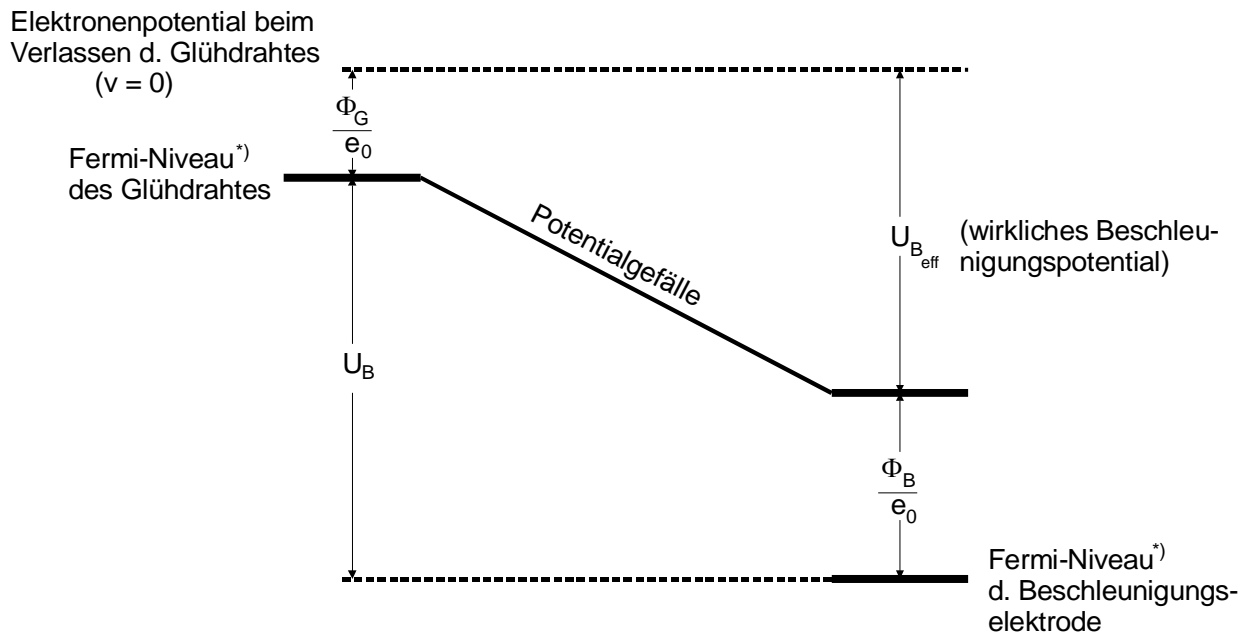


Abb. 3⁵: Potentialverhältnisse zwischen Glühkathode und Beschleunigungselektrode

Das wirkliche Beschleunigungspotential $U_{B,eff}$ hat nach Abb.3 den Wert

$$U_{B,eff} = U_B - \frac{1}{e_0} (\Phi_B - \Phi_G) .$$

Den Ausdruck

$$K := \frac{1}{e_0} (\Phi_B - \Phi_G)$$

nennt man auch das **Kontaktpotential**. Die Franck-Hertz-Kurve ist nach diesen Überlegungen um den Wert K verschoben.

b. Einfluss des Energie-Spektrums der Elektronen

Bisher ist von der Annahme ausgegangen worden, dass die Elektronen nach Durchlaufen des Beschleunigungsraumes alle eine einheitliche Energie besitzen. Diese Voraussetzung ist jedoch unzutreffend: Da die Leitungselektronen im Innern eines Metalles bereits ein Energie-Spektrum besitzen (als Fermi-Dirac-Verteilung bezeichnet; siehe V504, Kap.2), treten sie bei der Glühemission mit unterschiedlichen Anfangsgeschwindigkeiten aus der Metalloberfläche aus, sodass sie nach Durchlaufen des Beschleunigungspotentials $U_{B,eff}$ eine Energieverteilung besitzen, die bei $U_{B,eff}$ beginnt und sich kontinuierlich (mit schnell abnehmender Häufigkeit) zu höheren Energien hin erstreckt. Damit setzen die unelastischen Stöße jetzt nicht mehr bei einer genau definierten Beschleunigungsspannung ein, sondern sie erstrecken sich über einen endlichen Einsatzbereich. Die Franck-Hertz-Kurve wird daher im Gegensatz zur Idealkurve (Abb.2) ihren Anstieg bei Annäherung an ein Maximum verringern und danach nicht mehr unstetig auf den Wert 0 abfallen sondern sich stetig einem Stromminimum nähern.

Schließlich ist in diesem Zusammenhang noch der Einfluss der elastischen Zusammenstöße zwischen Elektronen und Hg-Atomen zu berücksichtigen. Sie führen, wie schon in

⁵ Zum Begriff des Fermi-Niveaus siehe z.B. V504, Kap.2

Kap.3 erwähnt, eventuell zu beträchtlichen Richtungsänderungen jedoch zu keinen merklichen Energieabnahmen der Elektronen. Sie verändern daher die Gestalt der Franck-Hertz-Kurve nicht wesentlich, solange sie im Raum zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode geschehen. Anders sieht es aus, wenn die elastischen Stöße zwischen Beschleunigungs- und Auffängerelektrode auftreten. Die Richtungsänderungen der Elektronenbahnen führen zu einer Verteilung der z-Komponente der Geschwindigkeiten. Da es aber im Gegenfeldbereich von v_z abhängt, ob ein Elektron die Auffängerelektrode erreicht oder nicht, wird auch dieser Effekt zu einer Abflachung und Verbreiterung der Franck-Hertz-Kurve führen.

c) Einfluss des Dampfdruckes

Notwendig für die Beobachtung einer Franck-Hertz-Kurve sind Zusammenstöße zwischen den Elektronen und den Hg-Atomen. Damit diese in merklichem Maße auftreten können, muss die mittlere freie Weglänge \bar{w} der Atome klein gegen den Abstand a zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode sein. Die Größe \bar{w} kann über den Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$, der innerhalb der Röhre herrscht, genau eingestellt werden. Aus der kinetischen Gastheorie folgt, dass \bar{w} und $p_{\text{sät}}$ über

$$\bar{w} \text{ [cm]} = \frac{0,0029}{p_{\text{sät}}} [p \text{ in mbar}]$$

mit einander zusammenhängen. $p_{\text{sät}}$ lässt sich, wie bereits zu Beginn des Kap.3 erwähnt, aus der Dampfdruck-Kurve als Funktion der Gefäßtemperatur T ablesen. Das zu Hg gehörende Diagramm ist in Abb.4 dargestellt. Die Kurve wurde gemäß der Gleichung

$$p_{\text{sät}}(T) = 5,5 \cdot 10^7 \exp(-6876/T) \quad (p \text{ in mbar, } T \text{ in K})$$

berechnet.

Damit ist man in der Lage, eine Temperatur zu bestimmen, bei der Franck-Hertz-Effekt zu beobachten ist. Hierbei ist zu beachten, dass \bar{w} etwa um den Faktor 1 000 bis 4000 kleiner als a sein muss, damit eine ausreichende Stoßwahrscheinlichkeit gegeben ist. Bei der hier verwendeten Röhre beträgt a etwa 1 cm.

Nach diesen Überlegungen gibt es offenbar einen Dampfdruckbereich, in dem die Apparatur optimal arbeitet. Wird dieser merklich unterschritten, wächst die Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronen ohne Wechselwirkung von der Kathode bis zur Auffängerelektrode durchlaufen. Bei ausreichend hoher Spannung erreichen die Elektronen dabei Energien, die deutlich größer als $E_1 - E_0$ sind. Damit wären sie in der Lage, die Hg-Atome auch auf höhere Niveaus als E_1 anzuregen. Dieser Effekt wird aber kaum beobachtet, da die Stoßwahrscheinlichkeit unter diesen Bedingungen zu klein ist. Bessere Ergebnisse könnte man erzielen, wenn es gelänge, in der Röhre zwischen einem Stoßraum und einem Beschleunigungsraum zu unterscheiden. Im letzteren dürften sich keine Hg-Atome befinden, damit die Elektronen ohne Störungen auf beliebig hohe Energien beschleunigt werden können.

Wählt man $p_{\text{sät}}$ zu groß, dann treten zwischen den unelastischen auch viele elastische Stöße auf, die - wie bereits zuvor erwähnt - mit starken Richtungsänderungen der Bah-

nen verbunden sind. Das führt dazu, dass die Zahl der Elektronen, die schließlich die Auffängerelektrode erreichen, stark abnimmt.

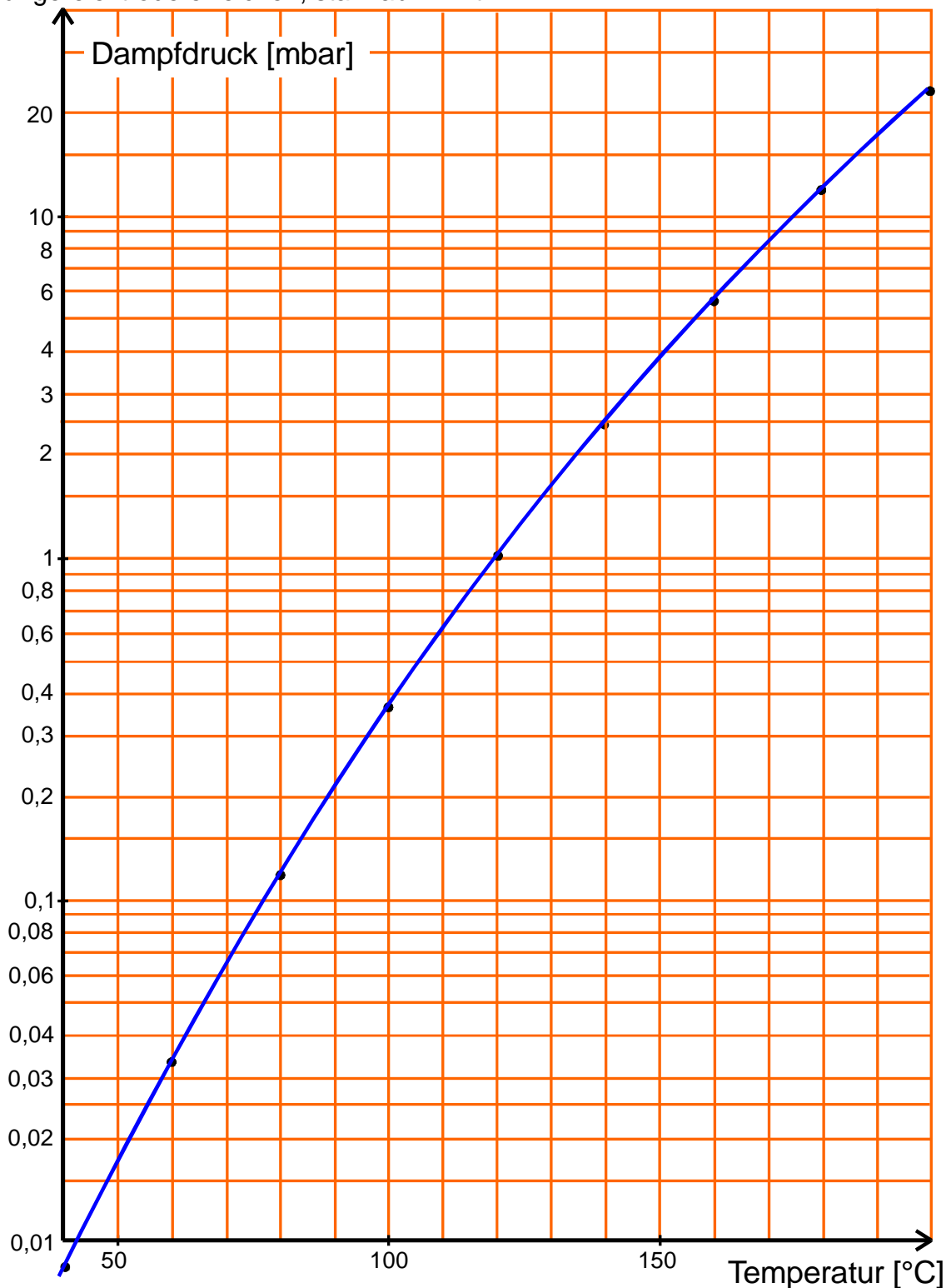


Abb.4: Dampfdruckkurve des Quecksilbers

5. Bemerkungen zum Aufbau der Hg-Elektronenhülle

Da Hg-Atom enthält insgesamt 80 Elektronen. Sie verteilen sich auf die abgeschlossenen Schalen des Xe-Atoms (54 Elektronen), sowie eine 4f-Schale mit 14 Elektronen und eine 5d-Schale mit 10 Elektronen, die beide ebenfalls abgeschlossen sind. Von spektroskopischer Bedeutung sind nur die 2 s-Elektronen, die sich in der Schale mit der

Hauptquantenzahl $n = 6$ aufhalten. Wegen des Pauli-Verbots⁶ müssen ihre Spins im Grundzustand antiparallel stehen, da sie sonst in allen 4 Quantenzahlen übereinstimmen würden. Die Quantenzahlen der beiden äußersten Elektronen im Hg-Atom lauten somit:

$$n_1 = n_2 = 6, \quad \ell_1 = \ell_2 = 0, \quad s_1 = \frac{1}{2}, \quad s_2 = -\frac{1}{2},$$

das heißt die Gesamtspinquantenzahl S verschwindet. Der Grundzustand besitzt somit keine Feinstruktur. Er gehört zu einem Singulett-System^{*)}. Übergänge in angeregte Zustände unter Beibehaltung von $S = 0$ sind nur möglich, wenn man die Hauptquantenzahl von $n = 6$ auf $n = 7$ erhöht wird und wenn wegen der Auswahlregel $\Delta\ell = \pm 1$ ℓ_1 von 0 auf 1 übergeht. Lässt man die Forderung $S = 0$ fallen, kann man ein Niveau erzeugen, bei dem die beiden Spins parallel stehen ($S = 1$). Gleichzeitig muss sich jedoch auch der Bahndrehimpuls eines der beiden Elektronen um 1 ändern ($L = 1$). Das Niveau, das auf diese Weise entsteht, besitzt eine Feinstruktur aus 3 Unterniveaus, da es wegen der Spin-Bahn-Wechselwirkung 3 verschiedene Kombinationen von \vec{L} und \vec{S} zu einem Gesamtdrehimpuls \vec{J} gibt (sogenannte LS-Kopplung). Die Parallelstellung der Spins zwingt die beiden Elektronen dazu, „sich gegenseitig auszuweichen.“ Dadurch wird die potentielle Energie der Elektronenhülle vermindert mit dem Ergebnis, dass die Niveaus mit $n = 7$ und $S = 1$ unterhalb dem mit $n = 7$ und $S = 0$ liegen. Die Energierelationen sind in Abb.5 veranschaulicht.

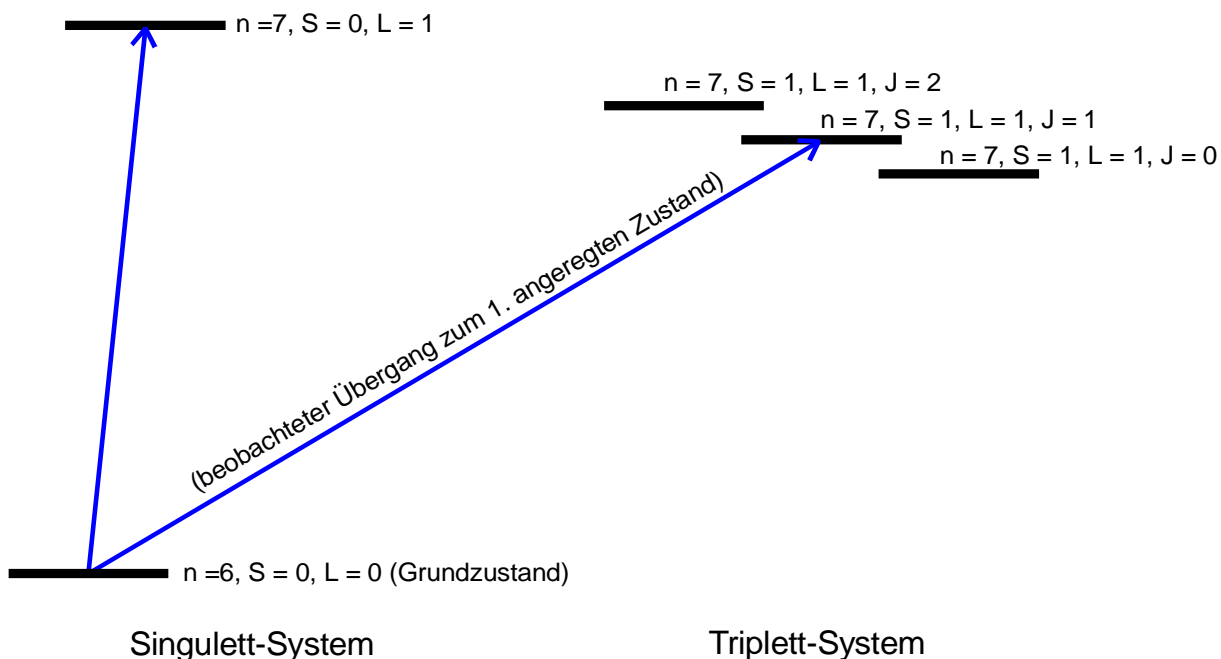


Abb.5: Termschema des Hg-Atoms (nicht maßstäblich)

Der in Abb.5 eingezeichnete Übergang vom Grundzustand in den 1. angeregten Zustand und zurück ist bei Atomen mit kleinem z (z.B. He) praktisch unmöglich und bei Atomen mit großem z (z.B. Hg) nur mit geringerer Wahrscheinlichkeit zu beobachten, da er mit dem Umklappen eines Elektronenspins ($\Delta s = 1$) verbunden ist (sogenanntes Interkombinationsverbot). Anders sieht es aus, wenn – wie hier beim Franck-Hertz-Ex-

⁶ Näheres hierzu siehe z.B. G. Otter, R. Honecker; *Atome-Moleküle-Kerne*, Bd. I, Teubner 1993

periment – die Anregung durch Elektronenstoß erfolgt. Die Anregung des Triplett-Zustandes aus dem Singulett-Zustand heraus erfolgt hier problemlos dadurch, dass das stoßende Elektron gegen eines der beiden 6s Elektronen mit entgegengesetzter Spinrichtung ausgetauscht wird.

6. Beschreibung der hier verwendeten Apparatur

Die im Versuch benutzte Apparatur besteht aus einem mit Hg-Dampf gefüllten Glasrohr, in dem Heizfaden, Beschleunigungs- und Auffängerelektrode untergebracht sind. Das Glasrohr steht in einem heizbaren Blechgehäuse, dessen Innentemperatur T mittels eines elektronischen Temperaturreglers konstant gehalten werden kann. T kann an einem Thermometer, das aus dem Gehäuse herausragt, abgelesen werden. Die Speisung des Glühfadens erfolgt über ein separates, präzise einstellbares Konstantspannungsgerät. Beschleunigungs- und Bremsspannung werden von zwei elektronischen Geräten geliefert, deren Ausgangsspannung sich zeitproportional ändern kann (Variationsbereich: $0 \leq U_B \leq 60V$; $0 \leq U_A \leq 11V$). Den (sehr geringen) Auffängerstrom I_A misst man mit Hilfe eines Picoamperemeters. Das ist ein Gleichstromverstärker mit eingebautem Amperemeter, dessen Ausschlag proportional zum Eingangsstrom ist. Die Franck-Hertz-Kurve lässt sich in einfacher Weise mit einem XY-Schreiber aufzeichnen, wenn man an den X-Eingang die Beschleunigungsspannung und an den Y-Eingang eine Spannung, die proportional zum Auffängerstrom ist, anlegt. Das Picoamperemeter ist in der Lage, eine solche Spannung zu liefern.

Die Energieverteilung der Elektronen lässt sich messen, wenn man (bei konstanter Beschleunigungsspannung U_B) die Gegenspannung an der Auffängerelektrode zeitproportional von 0 ausgehend bis zu einem Maximalwert erhöht, und dabei den Auffängerstrom I_A mittels eines XY-Schreibers in Abhängigkeit von U_A aufzeichnet.

Für die Messung der Ionisierungsspannung U_{ion} des Hg muss eine konstante negative Spannung von ca. 30 V an die Auffängerelektrode gelegt werden, damit alle erzeugten Ionen möglichst auf dieser landen, die Elektronen jedoch zurückgehalten werden. Es wird nun U_B allmählich vergrößert und dabei I_A in Abhängigkeit von U_B aufgezeichnet. Wenn die von der Kathode kommenden Elektronen bei einem bestimmten U_B -Wert eine Energie erreicht haben, die sie zur Ionisation befähigt, wird der Auffängerstrom stark ansteigen.

Die komplette Schaltung zur Aufnahme einer Franck-Hertz-Kurve (und zur Bestimmung von U_{ion}) ist in Abb.6 wiedergegeben.

7. Bedienung der Franck-Hertz-Apparatur

Den erforderlichen Hg-Dampfdruck bekommt man durch Erhitzen des Röhrengehäuses. Man drehe dazu den Stellknopf am Temperaturregler nach rechts. Der Ausgangsstrom steigt dann bis auf seinen Maximalwert von ca. 2,1 bis 2,2 A an. Die Temperatur im Innern des Gehäuses kann an einem elektronischen Thermometer abgelesen werden. Ist die gewünschte Temperatur erreicht, dreht man den Regelknopf gerade soweit zurück, bis der Ausgangsstrom auf seinen Minimalwert von ca. 1,2 A absinkt. Die

eingestellte Temperatur wird konstant gehalten, wenn der Strom in der Folgezeit zwischen den genannten Werten hin- und herpendelt.

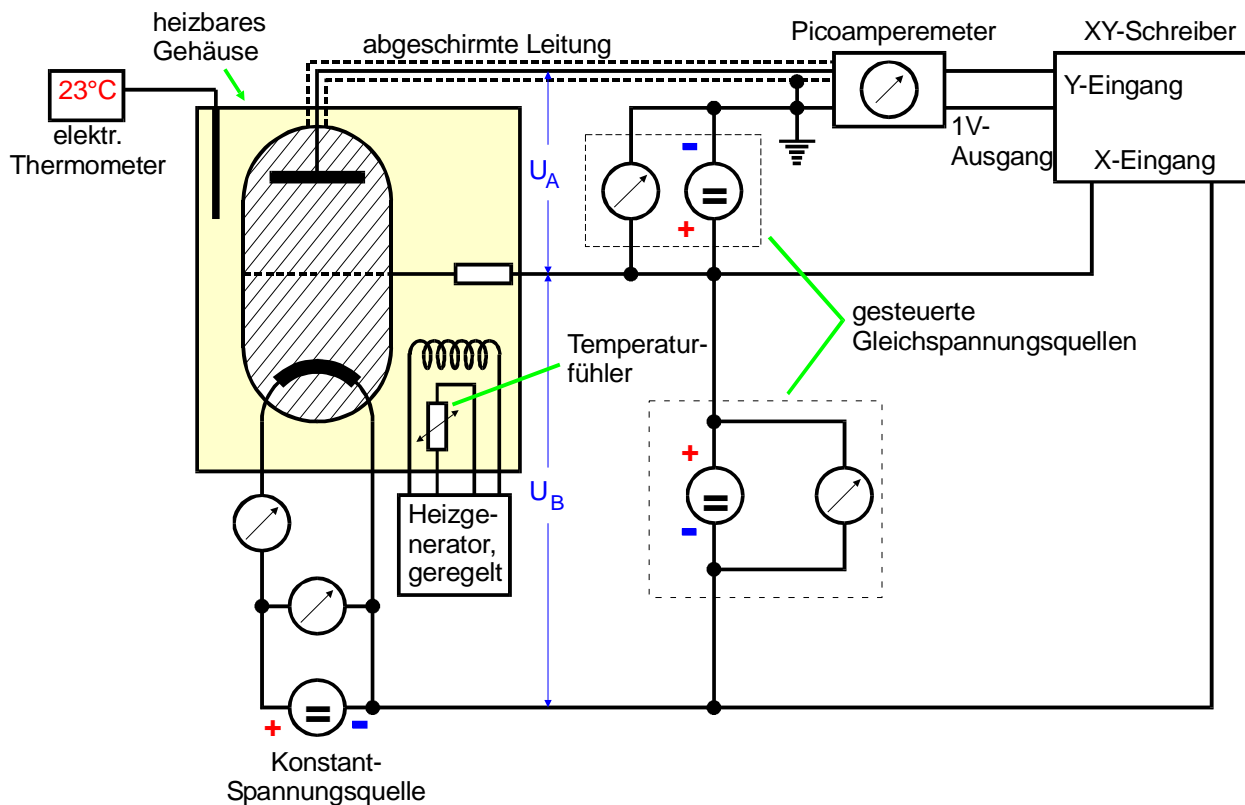


Abb.6: Schaltung zur Aufnahme einer Franck-Hertz-Kurve

Für die Aufnahme der Franck-Hertz-Kurve muss man die Heizleistung des Glühfadens soweit herunterregeln, dass der maximale Auffängerstrom bei $U_B \approx 60 \text{ V}$ einen Wert von ca. 1 bis 3 nA erreicht. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass sich die Temperatur des Glühfadens wegen seiner großen Wärmekapazität nur langsam ändert und daher der Auffängerstrom nur allmählich auf den gewünschten Wert geht. Sind diese Vorbereitungen abgeschlossen, dann kann mit dem Einstellen des XY-Schreibers begonnen werden. Zunächst legt man mit den Knöpfen "zero" die Nullpunkte der beiden Messskalen in die linke untere Ecke des Diagramms, wobei an den Eingängen kein Signal liegen darf. Als nächstes sind die Empfindlichkeiten der beiden Eingänge geeignet einzustellen. Man beginne zunächst mit einem unempfindlichen Bereich, damit die Schreibfeder bei einem zu hohen Signal nicht an den Anschlag getrieben wird, was eine Überlastung des Antriebsmotors zur Folge hat. Die Empfindlichkeit ist nun weiter zu steigern. Man regle sie für den Y-Kanal so ein, dass bei $I_A \approx 3 \text{ nA}$ die Auslenkung des Schreibers noch etwas unter dem Vollausschlag liegt. Während eine Eichung der Y-Achse nicht erforderlich ist, muss die X-Achse in Volt geeicht werden. Man stellt dazu die X-Empfindlichkeit so ein, dass man bei der für eine Messreihe erforderlichen Maximalspannung eine volle Auslenkung in X-Richtung erreicht. Anschließend markiert man bei Beobachtung des jeweiligen Voltmeters (U_A bzw. U_B) einige Zwischenwerte auf dem Papier.

Das Papier lässt sich auf der Oberfläche des Schreibers elektrostatisch fixieren. Ebenso kann mit Hilfe eines eingebauten Elektromagneten der Schreiberstift auf das Papier aufgesetzt oder abgehoben werden.

8. Messprogramm und Auswertung

- Man bestimme die **integrale** Energieverteilung der beschleunigten Elektronen, das heißt, man messe den Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit von der Bremsspannung U_A bei konstantem U_B . Für diesen Programmpunkt stelle man U_B auf +11V ein und führe je eine Messung bei $T \approx 20^\circ\text{C}$ und $T = 140 - 160^\circ\text{C}$ durch. Für die Messung bei Zimmertemperatur regle man durch Variation der Kathodenheizung einen maximalen Auffängerstrom von $I_A = 50$ bis 500 nA bei $U_A = 0$ ein.
- Man nehme Franck-Hertz-Kurven bei verschiedenen Temperaturen, die zwischen 160 und 200°C liegen sollten, im Bereich $0 < U_B < 60$ V auf. U_A sollte dabei auf ca. -1 V eingestellt werden. Für die Auswertung ziehe man diejenige Kurve heran, bei der die Maxima und Minima besonders gut ausgeprägt sind.
- Man bestimme die Ionisierungsspannung von Hg, indem man bei $T = 100$ bis 110°C und $U_A = -30$ V den Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_B aufzeichne. (Messbereich für I_A : 300 pA)

9. Hinweise zur Auswertung

Man gebe mit Hilfe der Informationen aus Kap. 4c den Dampfdruck und die mittlere freie Weglänge \bar{w} für die verwendeten Temperaturen an und vergleiche sie mit dem Abstand Kathode-Beschleunigungselektrode.

zu 8a: Aus den Messungen muss die differentielle Energieverteilung der Elektronen bestimmt werden. Darunter versteht man den Zusammenhang zwischen der Zahl der Elektronen, deren Energie im Intervall E bis $E + dE$ liegt, und ihrer Energie E . Ein Maß für die Elektronenzahl ist der Auffängerstrom I_A ; als Maß für ihre Energie dient die Bremsspannung U_A , denn es erreichen nur diejenigen Elektronen die Auffängerelektrode, deren Geschwindigkeitskomponente v_z in Feldrichtung die Ungleichung

$$E_z := \frac{m}{2} v_z^2 \geq e_0 U_A$$

erfüllt. Man erkennt hieran, dass mit diesem Verfahren nur die kinetische Energie der Elektronen gemessen werden kann, die sie aufgrund ihrer Geschwindigkeit **in** Feldrichtung besitzen. Die dazu senkrechte Komponente liefert keinen Beitrag. Der Auffängerstrom $I_A(U_A)$, der bei der Gegenspannung U_A fließt, ist also ein Maß für die Zahl der Elektronen, deren Energie E_z größer als $e_0 U_A$ ist. Will man daraus die gesuchte Zahl der Elektronen bekommen, deren Energie zwischen E_z und $E_z + \Delta E_z$ liegt, so muss man die Differenz der Ströme $I_A(U_A)$ und $I_A(U_A + \Delta U_A)$ bilden, wo

$$E_z = e_0 U_A \quad \text{und} \quad E_z + \Delta E_z = e_0 (U_A + \Delta U_A)$$

ist. Sinnvollerweise sollte bei der Auswertung der Messkurve

$$\Delta U_A = \text{const.} \ll U_A$$

gewählt werden. Für die beiden Temperaturen sind daher Diagramme zu zeichnen, wo $I_A(U_A) - I_A(U_A + \Delta U_A)$ gegen U_A aufgetragen ist. Der Kurvenverlauf ist qualitativ zu erklären, wobei das Ergebnis von 8b herangezogen werden muss. Außerdem ist aus dem Diagramm für $T \approx 20^\circ\text{C}$ das Kontaktpotential K abzulesen.

zu 8b: Aus der Lage der Maxima der Franck-Hertz-Kurve entnehme man die 1. Anregungsenergie des Hg-Atoms. Aus diesem Wert berechne man die Wellenlänge der beim Übergang in den Grundzustand emittierten Strahlung. Man kläre auch die Frage, ob der Energieverlust der Elektronen beim zentralen **elastischen** Stoß bei der Auswertung berücksichtigt werden muss.

zu 8c: Das Messergebnis bei 8c dürfte die in Abb.7 wiedergegebene Gestalt haben. Durch Extrapolation der Kurve auf den Wert $I_A = 0$ kann man aus dem Diagramm den Wert $U_{\text{ion}} + K$ entnehmen. Da K aus den Messung 8a bestimmt werden kann, lässt sich auf diese Weise U_{ion} bestimmen.

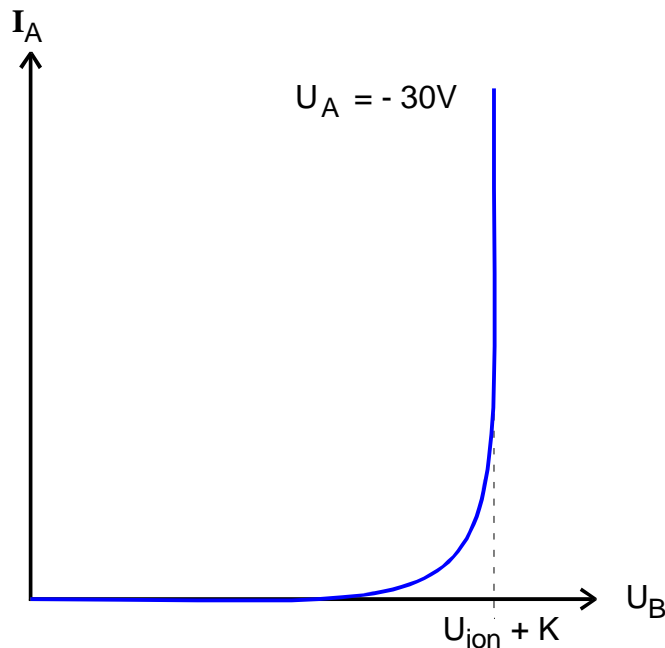


Abb.7: Zusammenhang zwischen Beschleunigungsspannung und Auffängerstrom bei Einsetzen von Ionisationsprozessen

10. Literatur

E.W. Schpolzki, Atomphysik I,

R.W. Pohl, Optik und Atomphysik, Springer-verlag

J. Franck G.Hertz, Die Elektronenstoßversuche, E. Battenbergverlag München

weiterführend: G.F. Hanne, American Journal of Physics, 56 (1988), S. 696