## Inhaltsverzeichnis

1	Elek	trisches Feld	1			
	1.1	Grundlagen: Ladungen, Stromstärke, Spannung, Widerstand, elektrische				
		Energie	1			
	1.2	Influenz und Polarisation	2			
	1.3	Elektrische Feldstärke als Kraft auf Probeladung	2			
	1.4	Messmethoden für elektrische Feldstärken	3			
	1.5	Flächenladungsdichte und elektrische Feldkonstante	4			
	1.6	Coulomb-Kräfte	4			
	1.7	Feldformen (homogen und radial)	4			
	1.8	Elektronenablenkröhre - Ladungen im elektr.Querfeld	5			
	1.9	Kondensatorkapazität und Kondensatorentladung	6			
	1.10	Anwendung: Xerographie - Kopiertechnik	8			
2	Mag	netisches Feld	8			
	2.1	Magnetfeldstärke (magn. Flussdichte) als Kraft auf Probestrom	8			
	2.2	Stromwaage (Messung magn. Feldstärken)	9			
	2.3	Lorentzkraft	9			
	2.4	Halleffekt, Hallsonde	10			
	2.5	Magnetfeld einer langen Luftspule	12			
	2.6	(Lorentkraft auf freie Elektronen)	12			
	2.7	e/m-Bestimmung	13			
	2.8	Massenspektroskopie, Wienfilter	14			
3	Indu	Induktion				
	3.1	Erzeugung von Induktionsspanunngen	15			
	3.2	Induktionsgesetz und Lenz'sche Regel	17			
	3.3	Selbstinduktion	18			
	3.4	Anwendung: Erzeugung sinusförmiger Wechselspannungen	19			
	3.5	Anwendung: Einschaltverhalten von Spulen beim Transformator	20			
	3.6	Anwendung: Funktionsweise eines dynamischen Mikrofons	21			
	3.7	(Übergangsthema: Der 1-Hz-Schwingkreis)	22			
4	Schwingungen und Wellen 23					
	4.1	Feder-Schwere-Pendel (lineares Kraftgesetz)	23			
	4.2	Beschreibungperiodischer Funktionen, Periodendauer (Thomson'sche For-				
		$\mathrm{mel})$	23			
	4.3	(Parallelen zu elektromagnetischen Schwingkreis)	24			
	4.4	Aufbau einer Welle, Wellengleichung	24			
	4.5	Unterscheidung longitudinal und transversale Welle, Polarisation	25			
	4.6	Reflexion festes und freies Ende (Wellenmaschine, Wellenwanne)	26			
	4.7	Anwendung: LCD-Display	26			
		= * *				

5	Inte	rferenzphänomene	27	
	5.1	stehende Wellen (auch mathematische Beschreibung) - Kundt'sches Rohr.	27	
	5.2	Huygen'sches Prinzip und Interferenz	28	
	5.3	Doppelspalt und Gitter (DS: Mikrowellen, Laserdioden und Sand, Gitter: CD)	29	
	5.4		30	
	5.5	Michelson-Interferometer	30	
	5.6	Mach-Zehnder-Interferometer	31	
	5.7	Wellenlänge: Schall, Röntgenstrahlung	32	
	5.8	Spektrenuntersuchung: objektive und subjektive Methode, Prisma	33	
	5.9	Kontinuierliche Spektren am Beispiel von H, Hg und Na	33	
6		1 7	35	
	6.1		35	
	6.2		35	
	6.3	0 0 1	37	
	6.4	\ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \	39	
	6.5		39	
	6.6		40	
	6.7	9	41	
	6.8	(Welcher-Weg-Frage als Gedankenexperiment)	42	
7	Physik der Atomhülle 4			
	7.1	Der Franck-Hertz-Versuch	43	
	7.2	• •	44	
	7.3	1	45	
	7.4	1	46	
	7.5	Balmer-Formel zur Berechnung von Energiedifferenzen zwischen zwei Zu-		
		O	46	
	7.6	9 1	46	
	7.7	1 ( 0 )	46	
	7.8	Orbitale bis $n=2$ (Orbitale als 3D-Darstellung aus Wahrscheinlichkeitsver-		
		9 /	46	
	7.9	Anwendung: He-Ne-Laser	46	
8	-		46	
	8.1	0 01	46	
	8.2	8	46	
	8.3	9	46	
	8.4	0 0	46	
	8.5	0	46	
	8.6	Massendefekt	46	
	8.7		46	
	8.8	Interpretation von $\alpha$ -Spektren	46	

8.9	Der Tunneleffekt	46
8.10	Einsatz von Radionukliden in der Medizin	46

Diese Zusammenfassung orientiert sich an den Curriculum des Landes Niedersachsen und einem selbsterstellten Exemplar unserer Fachlehrerin. Die Zusammenfassung ist vorrangig für den LK gedacht, aber sicher auch für den GK nützlich. Ich habe mehrere Schulbücher (Metzler/Dorn-Bader und Mentor), sowie Internet und eigene Aufzeichnungen genutzt und die wichtigsten Dinge herausgearbeitet. Ich übernehme jedoch keine Garantie für Vollständigkeit, eventuell habe ich das ein oder andere vergessen. Ich hoffe, ich kann dem ein oder anderen mit dieser Zusammenfassung einiges an Arbeit erleichtern und Freude an dem Fach wecken. In diesem Sinne, viel Erfolg und Spaß beim Physik-Abitur.

"Das Schönste, was wir erleben können, ist das Geheimnisvolle. Es ist das Grundgefühl, das an der Wiege von wahrer Kunst und Wissenschaft steht. Wer es nicht kennt und sich nicht mehr wundern, nicht mehr staunen kann, der ist sozusagen tot und sein Auge ist erloschen."— Albert Einstein

<sup>&</sup>quot;Wer von der Quantentheorie nicht schockiert ist, hat sie nicht verstanden." – Niels Bohr

## 1 Elektrisches Feld

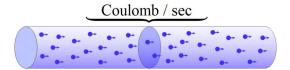
# 1.1 Grundlagen: Ladungen, Stromstärke, Spannung, Widerstand, elektrische Energie

Ladungen können negativ oder postiv sein, Elektronen tragen die negativen, Protonen die positiven Ladungen. Gleich viele Ladungen heben sich auf (neutral). Ladungen sind ganzzählige Vielfache der Elementarladung e (Bestimmung mit dem Milikan-Versuch). Die SI-Einheit von Ladungen ist das Coulomb (C). Ladungsnachweis kann unter anderem mit Elektroskop oder einer Probeladung zwischen zwei Plattenkondensatoren durchgeführt werden.

Als Stromstärke definiert man die Anzahl der Ladungen, die in einer bestimmten Zeit t durch einen Leiterquerschnitt fließen:

$$I = \frac{Q}{t}$$

. Bei einer Stromstärke von 1 Ampère (SI-Einheit Stromstärke) tritt pro Sekunde die Ladung von 1C durch den Leiterquerschnitt.



Unter Spannung versteht man die sogenannte Potentialdifferenz. Man stelle sich zwei Punkte in einem elektrisches Feld vor. Eine Ladung liegt nah an der Feldmitte und wird nach außen zum anderen Punkt bewegt. Dabei muss Arbeit verrichtet werden. Arbeit an Ladung bezeichnet man folglich als Spannung U (SI-Einheit Volt= $\frac{J}{C}$ ). Zwischen zwei Plattenkondensatoren (homogenes Feld) des Abstandes d folgt für die Spannung:

$$U = \frac{W}{q} = \frac{q \cdot E \cdot d}{q} = E \cdot d$$

Spannung tritt auf, wenn einer Ladung q beim Transport durch Feldkräfte Energie zugeführt wird (z.B.Auseinanderziehen von Plattenkondensatoren).

Bewegung freier Ladungsträger in Leitern hat zur Folge, dass diese gegen Atome stoßen und in ihrem Fluss gestört werden. Diesen Effekt nennt man Widerstand! Dadurch ist es möglich, den Strom einer Schaltung zu begrenzen. Für den Widerstand R (SI-Einheit

Ohm  $\Omega$ ) gilt nach dem ohm'schen Gesetz:

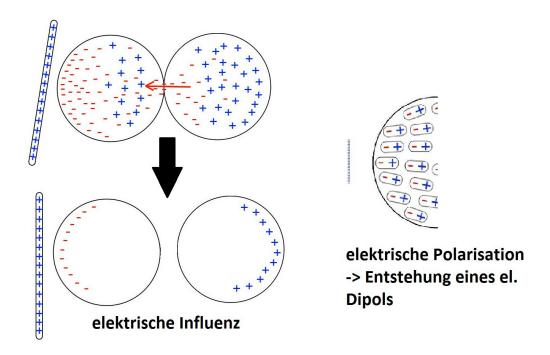
$$R = \frac{U}{I}$$

Folglich, je größer der Widerstand, des kleiner der Quotient aus Spannung und Stromstärke.

#### 1.2 Influenz und Polarisation

Unter elektrischer Influenz versteht man die räumliche Ladungstrennung unter Einfluss eines elektrischen Feldes. Nähert man einen negativ geladen Stab einem elektrischen Leiter an (freie Elektronen) wird sein Ladung an der Stelle positiv, weil die Elektronen durch das Feld des Stabes verdrängt werden.

Auch bei nicht leitenden Körpern (Isolatoren) wird durch ein Feld eine Wirkung ausgeübt. Die relativ festen Ladungen richten sich an ihrer Stelle und dem Einfluss eines Feldes aus und bilden Dipole. So kann zum Beispiel ein Ballon an der Wand kleben, wenn er vorher mit einem Tuch gerieben wurde.



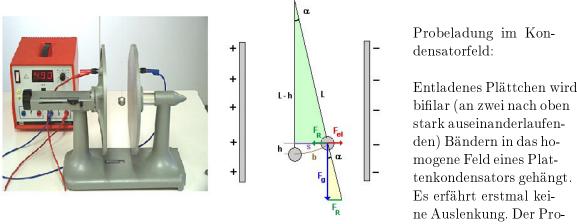
## 1.3 Elektrische Feldstärke als Kraft auf Probeladung

In der Umgebung elektrisch geladener Körper existieren elektrische Felder. Schwache Ladungen (Probeladungen) werden von einem elektrischen Feld stark beeinflusst. Das Feld

übt eine Kraft auf sie aus. Diese kann man messen, z.B. mit einem Kraftmesser, das die Kraft auf die Probeladung in Newton misst. Es zeigt sich folgender Zusammenhang:

 $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$  mit der Einheit  $\frac{N}{C}$  für die elektrische Feldstärke.

## 1.4 Messmethoden für elektrische Feldstärken



beladung wird durch Berühren mit einer der Platten eine Ladung gegeben. Die Auslenkung s wird mit Licht an die Wand projeziert. Die Probeladung q erfährt eine horizontale Feldkraft  $F_{el}$  und eine vertikale Gewichtskraft  $F_{G}$ . Beschreibung erfolgt mit dem Kraftdreieck:

Für kleine Auslenkwinkel  $\alpha$  kann man folgende Näherungen machen: Die Länge des Kreisbogens b ist etwa gleich der Auslenkstrecke s. Die Rückstellkraft  $F_R$ , die eigentlich tangential an den Kreisbogen b verläuft, kann horizontal in Richtung der Strecke s angenommen werden. Der Sinus des Auslenkwinkels ist etwa gleich dem Tangens des Auslenkwinkels

Im hellgrünen Auslenkungs-Dreieck gilt (s ist die Gegenkathete, l die Hypothenuse):

$$\sin \alpha = \frac{s}{l} \approx \frac{b}{l} \tag{1}$$

Im hellgelben Kräfte-Dreieck gilt ( $F_R$  ist der Gegenkathete,  $F_g$  die Ankathete):

$$\tan \alpha = \frac{F_R}{F_g} \tag{2}$$

Mit der Näherung Sinus des Winkels = Tangens des Winkels folgt:

$$\frac{s}{l} = \sin \alpha \approx \tan \alpha = \frac{F_R}{F_g}$$

$$\frac{s}{l} = \frac{F_R}{F_g}$$
 
$$F_R = F_G \cdot \frac{s}{l} = \frac{m \cdot g \cdot s}{l}$$

Die elektrische Kraft  $F_{el}$  ist gleich der Rückstellkraft  $F_R$ , also ergibt sich:

$$F_{el} = \frac{m \cdot g \cdot s}{l} \Rightarrow q \cdot E = \frac{m \cdot g \cdot s}{l} \Rightarrow E = \frac{m \cdot g \cdot s}{q \cdot l}$$

## 1.5 Flächenladungsdichte und elektrische Feldkonstante

Die Flächenladungsdichte ist definiert als:

 $\sigma = \frac{Q}{A}$ ;  $[\sigma] = 1\frac{C}{m^2}$  Je größer sie ist, desto stärker das Feld.

Flächenladungsdichte und Feldstäre sind also direkt proportional zueinander  $\sigma \approx E$  oder  $\sigma = \epsilon_0 \cdot E$ .

 $\epsilon_0$  ist die elektrische Feldkonstante, sie gibt den wichtigen Zusammenhang zwischen E und  $\sigma$  wieder. In Luft gilt:  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{C^2}{Nm^2}$ .

#### 1.6 Coulomb-Kräfte

Es zeigt sich, dass die Kraft R einer geladenen Kugel umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstands (Mittelpunkte) einer Probeladung ist: F  $\approx \frac{1}{r^2}$  Die Kraft hängt auch von der Ladung der Kugel Q und der Probeladung q ab: F  $\approx \frac{Qq}{r^2}$ 

Das Coulombgesetz lässt sich mit einer Proportionalitätskonstanten k formulieren:

 $F = k \frac{Qq}{r^2}$  Bei k handelt es sich um  $\frac{1}{f\pi\epsilon_0}$ .

## 1.7 Feldformen (homogen und radial)

Für das radiale Feld gilt eine kugelförmige Oberfläche (A= $\pi r^2$ ). Mit der Flächenladungsdichte ergibt sich:  $\sigma = \frac{Q}{A} \Rightarrow Q = \sigma \cdot A = \sigma \cdot 4\pi r^2$  oder  $\sigma = \frac{Q}{4\pi r^2}$ . Für das elektrische Feld ergibt sich also:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{Q}{4\pi r^2 \epsilon_0}$$

Für die Kraft auf einen Probekörper q gilt:

$$F = q \cdot E = \frac{Qq}{4\pi r^2 \epsilon_0}$$

Ein elektrisches Feld heißt homogen, wenn die elektrische Feldstärke  $\vec{E}$  in allen Orten im Feld gleich ist. Näherungsweise ist das elektr. Feld eines Plattenkondensators, dessen Plattenoberfläche A groß gegen den Plattenabstand d ist, homogen. Liegt zwischen den beiden Platten eine Spannung, so gilt:  $U=E \cdot d$ .

## 1.8 Elektronenablenkröhre - Ladungen im elektr. Querfeld

Elektronen werden durch eine Heizspannung  $U_H$  ausgeheizt (glühelektrischer Effekt) und anschließend mit einer Beschleunigungsspanunng  $U_B$  von der Kathode zur Anode beschleunigt.

Es gilt:

$$W_{el} = W_{kin} \Rightarrow e \cdot U_A = \frac{1}{2} m_e v^2 \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2eU_A}{m_e}}$$
 (3)

Die Elektronen gelangen also mit der Geschwindigkeit v= $\sqrt{\frac{2eU_A}{m_e}}$  zur Anode und werden danach nicht mehr beschleunigt.

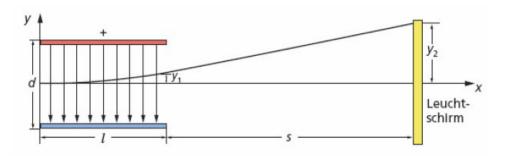
Sie erfahren eine gleichförmige Bewegung in x-Richtung:  $x=v_x \cdot t$  eine beschleunigte Bewegung in Richtung des elektr. Feldes

$$y = \frac{a_y}{2} \cdot t^2 \tag{4}$$

und eine gleichförmige Bewegung in y-Richtung nach Verlassen des elektr. Feldes.

Für die gleichmäßig beschleunigte Bewegung im Feld des Ablenkpaares gilt:

$$a_y = \frac{F_{el}}{m_e} = \frac{e \cdot E_y}{m_e} = \frac{e}{m_e} \cdot \frac{U_y}{d} \quad \text{(mit: } E = \frac{F_{el}}{q} = \frac{U_y}{d}\text{)}$$
 (5)



Gleichförmige Bewegung in x-Richtung:

$$x = v_x \cdot t \Rightarrow t = \frac{x}{v_x} \tag{6}$$

.

Um Gl. 5 und 6 zusammenfassen zu können, muss t eliminiert werden:

Einsetzen Gl.5 in 4:

$$y = \frac{a_y}{2} \cdot t^2 \Rightarrow y = \frac{1}{2} \frac{e}{m_e} \cdot \frac{U_y}{d} t^2 \tag{7}$$

Einsetzen Gl.6 in 7 für t:

$$y = \frac{a_y}{2v_x^2} \cdot x^2 = \frac{eU_y}{2m_e d} \cdot \frac{1}{v_x^2} \cdot x^2 = \frac{eU_y}{2m_e d} \cdot \frac{m_e}{2eU_A} \cdot x^2 \quad \text{mit: } v_0 = \sqrt{\frac{2eU_A}{m_e}} \quad \text{für } v_x^2 \qquad (8)$$

. Die Bahnkurve eines Elektrons das senkrecht zu den Feldlinien in ein elektr. Feld einfliegt, ist ein Parabelbogen vergleichbar mit dem waagerechten Wurf. Die Ablenkung y ist proportional zur Ablenkspannung  $U_y$  und umgekehrt proportional zur Beschleunigungsspannung (Anodenspannung)  $U_A$ .

## 1.9 Kondensatorkapazität und Kondensatorentladung

Ein Kondensator ist ein passives eletrisches Bauelement mit der Fähigkeit elektrische Ladung und damit verbunden Energie zu speichern. Die Kapazität C eines Leiterpaares ist der Quotient aus der positiven Ladung Q, die auf einen Leiter fließt und der Spannung U zwischen den Leitern:  $C = \frac{Q}{U}$ . Die Kapazität eines Plattenkondensators mit der Plattenfläche A und dem Plattenabstand d, zwischen dessen Platten sich ein Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_0$  befindet, ist:  $C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{A}{d}$ .

Die Energie im Feld eines mit der Spannung U geladenen Kondensators der Kapazität C ist:  $W = \frac{1}{2}CU^2$  Die Energiedichte in einem Punkt in einem elektr. Feld ist:  $\rho_e = \frac{1}{2}\epsilon_r\epsilon_0 E^2$ .



Abbildung 1: Lade- und Entladevorgang eines Kondensators (Rot=Spannung; Grün=Stromstärke)

In Abbildung 1 ist der Lade-und Entladevorgang eines Kondensators dargestellt. Der Kondensator wird über einen Widerstand entladen. Beim Ladevorgang nimmt die Spannung zunächst schnell zu und steigt dann immer langsamer. Dies liegt daran, dass das im Kondensator enstehende elektrische Feld dem Ladevorgang entgegen wirkt. Mit steigender Spannung des Kondensators wird also zunehmend mehr Energie für eine weitere Spannungserhöhung benötigt.

Nach dem Ladevorgang ist die gesamte Energie als Feldenergie gespeichert. Beim Entladen wird diese wieder frei.

Beim Entladevorgang nimmt die Spannung zunächst schnell ab und sinkt dann immer langsamer. Dies liegt daran, dass das im Kondensator bestehende elektrische Feld beim Entladen immer schwächer wird.

Während des Ladevorgangs gilt für Spannung und Stromstärke:

$$U_c(t) = U_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{R_c \cdot C}})$$

$$I_C(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{R_c \cdot C}}$$

Während des Entladevorgangs gilt:

$$U_c(t) = U_0 \cdot e^{-\frac{t}{R_c \cdot C}}$$

$$I_C(t) = -I_0 \cdot e^{-\frac{t}{R_c \cdot C}}$$

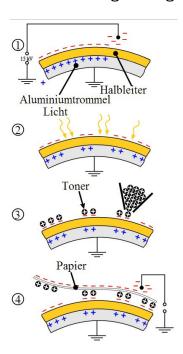
Und die Halbwertszeit:

Herleitung:

$$\frac{1}{2} = e^{-\frac{t_H}{RC}} \Rightarrow \ln 2 = \frac{t_H}{RC} \Rightarrow t_H = RC \cdot \ln 2$$

Man geht davon aus, dass nach der Halbwertszeit  $t_H$  nur noch die Hälte an Stromstärke vorhanden ist. Die Gleichung wird logarithmiert und nach  $t_H$  umgestellt. Es ergibt sich der obenstehende Zusammenhang.

## 1.10 Anwendung: Xerographie - Kopiertechnik



Die häufigste technische Anwendung der Elektrostatik ist die Xerographie, das Fotokopieren. Im ersten Schritt wird die Halbleiteroberfläche der sogenannten Trommel negativ aufgeladen. Es werden die nicht zu bedruckenden Stellen mit einem Laser (Licht) beleuchtet. Der Halbleiter wird leitend, die negative Ladung fließt ab (Fotoeffekt, siehe Kapitel 6.1. Quantenphysik). Nun wird die Trommel mit positiv geladenem Farbstaub (Toner) überzogen, der an den unbelichteten Stellen haften bleibt. Jetzt wird ein Blatt Papier über die Trommel gezogen, an der die geladenen Tonerpartikel hängen bleiben. Das Papier durchläuft eine Heizkammer, der Toner schmilzt und brennt sich in das Papier ein.

## 2 Magnetisches Feld

## 2.1 Magnetfeldstärke (magn. Flussdichte) als Kraft auf Probestrom

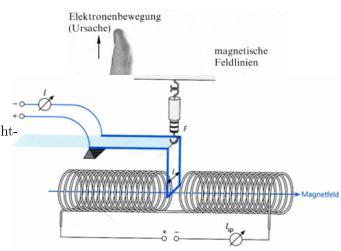
Magnete verfügen über eine Nord-und einen Südpol. Ihr Wirkungsbereich wird als magnetisches Feld bezeichnet und in einem Feldliniebild skizziert. Durch Ausrichtung der sogenannten weiß'schen Bezirke wird ein ferromagnetischer Stoff magnetisiert. Stromführende Drähte erzeugen auch ein in sich geschlossenes Magnetfeld (siehe Spule).

Ein Magnetfeld bewirkt eine Kraftausübung auf bewegte Ladungen. Ein Elektronenstrahl wird z.B. durch einen Magneten abgelenkt. Diese Kraft wird Lorentzkraft genannt und ihre Richtung wird mit der Drei-Finger-Regel der linken Hand bestimmt.

Ruft ein Magnetfeld auf einen Leiter der Länge l, der senkrecht zu den Feldlinie liegt und vom Strom I durchflossen ist, die Kraft F hervor, so hat das Feld die magnetische Feldstärke:  $B = \frac{F}{II}$  die Einheit von B lautet Tesla  $(T = \frac{N}{Am} = \frac{Vs}{m^2})$ .

## 2.2 Stromwaage (Messung magn. Feldstärken)

Die magnetische Feldstärke (auch Flussdichte genannt) kann mit einer Stromwaage bestimmt werden. Ein stromdurchflossener Drahtrahmen wird in das Magnetfeldinnere getaucht- Es wirkt nun eine Kraft auf das horizontal verlaufende Stück Draht der Länge l. Die Kräfte auf die senkrechten Teilstücke heben sich gegeneinander auf, sodass dies zu ver-



nachlässigen ist. Der Kraftmesser, an dem die Anordnung befestigt ist, misst dann die Kraft F, welche die tatsächlich die Lorenzkraft ist.

Wenn man nun zwei Messreihen anfertigt, in dem einmal I verändert wird und l konstant bleibt und ein andernmal die Länge des Leiters verändert, so wird man feststellen, das für Kraft  $F_L$  folgendes gilt:

 $F_L \approx l$  und  $F_L \approx I$  folgert man, dass  $F_L \approx l \cdot I$  ist. Wenn man die "Proportionalitätskonstante" B einfügt, gilt:

$$F_L = B \cdot l \cdot I \Rightarrow B = \frac{F_L}{l \cdot I}$$

#### 2.3 Lorentzkraft

Auf Ladungsträger, die sich im Magnetfeld bewegen, wirkt die Lorentzkraft. Sie steht senkrecht auf der von der Bewegungsrichtung und der Feldrichtung aufgespannten Ebene und ist am größten, wenn Bewegung und Feld senkrecht zueinander gerichtet sind. Die Drei-Finger-Regel gibt die Richtung der Lorentzkraft an.

Die Kraft auf einen stromdurchflossenen Leiter erweist sich damit als Summe der Lorentz-Kräfte auf die im Leiter bewegten Elektronen. Lorentzkraft auf ein einzelnes Elektron: Man betrachtet ein Leiterstück der Länge  $\Delta l$ , indem sich N freie Elektronen der Ladung e befinden. Im Leiterstück ist also die bewegliche Ladung  $\Delta Q = Ne$  vorhanden. Die Elektronen bewegen sich aufgrund des elektrischen Feldes entgegen der Feldrichtung mit der Driftgeschwindigkeit v. Es fließt ein Strom der Stärke I. Es gilt folgender Zusammenhang:

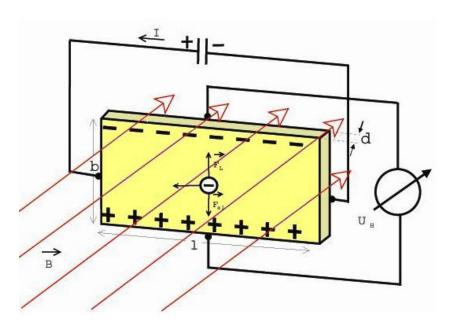
Ist  $\Delta t$  die Zeit, in der die gesamte, in der Leiterlänge  $\Delta l$  befindliche Ladung  $\Delta Q = Ne$  durch den Leiterquerschnitt fließt, so gilt für die Stromstärke:

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{Ne}{\Delta t} = \frac{Ne}{\Delta l}v$$
; mit  $\Delta t = \frac{v}{\Delta l}$ .

Wird dieser Term in die Formel F = IlB eingesetzt (Kraft auf stromdurchflossenen Leiter), so ergibt sich:

 $F = \frac{Ne}{\Delta l}v\Delta lB = NevB$ . Diese Formel gilt jedoch für alle Elektronen. Für ein Elektronergibt sich:  $F_L = evB$ , Die hergeleitete Formel gilt nicht nur für Elektronen, sondern für alle Teilcher der Ladung q, daher gilt:  $F_L = qvB$ .

## 2.4 Halleffekt, Hallsonde



Die Lorentzkraft verschiebt die Elektronen eines Leiters auf eine Seite, der Leiter wird auf den beiden Seiten unterschiedlich aufgeladen (eletrisches Feld!). Dadurch entsteht eine Potentialdifferenz (Spannung). Diese Spannung kann man messen, sie wird Hallspannung genannt und das Phänomen Halleffekt. Ein quaderförmiges, dünnes Plättchen (Leiterstück) der Dicke d ist in Längsrichtung von einem Strom I durchflossen. Durchsetzt

ein Magnetfeld B senkrecht das Plättchen, so wird senkrecht zur Strom- und senkrecht zur Feldrichtung die Hallspannung  $U_H$  gemessen. Das magnetische Feld B lässt sich mit der Hallspannung wesentlich genauer messen, als mit Stromwaage.

#### Herleitung:

Das Feld baut sich auf, bis die elektrische Feldkraft mit der Lorentzkraft im Gleichgewicht ist:  $F_{el} = F_L$ . Im enstandenen homogenen Feld gilt:

$$E = \frac{U_H}{b}$$
 und  $F_{el} = eE = \frac{eU_H}{b}$ 

Sowie im hier betrachteten homogenen Magnetfeld:

$$F_L = evB$$

Setzt man beide Kräfte gleich so ergibt dies:  $F_{el}=F_L\Rightarrow \frac{eU_H}{b}=evB$  bzw. gekürzt die Hallspannung:

$$U_H = Bvb (9)$$

Die Hallspannung hängt aber noch zusätzlich vom Material des Strom führende Plättchens ab. Für die Stärke des Stromes I durch eine Querschnittsfläche A des Plättchens mit dem Flächeninhalt A=bd gilt:

$$I = \frac{Q}{t} \tag{10}$$

. Q bezeichnet die in der Zeit t<br/> durch die Fläche A strömende Ladung. Die Ladung werde von N<br/> Elektronen getragen: Q=Ne. Mit der Elektronendichte  $n=\frac{N}{V} \Rightarrow N=nV$  ergibt sich:

$$Q = nVe (11)$$

.

Sämtliche Elektronen die durch die Fläche A in der Zeit t geströmt sind, befinden sich im Volumen:

$$V = bdl (12)$$

Elektronen, welche zu Beginn von t gerade durch A geströmt sind, haben sich am Ende des Zeitintervalls um l senkrecht zu A bewegt. Für die Driftgeschwindigkeit gilt also:

$$v = \frac{l}{t} \tag{13}$$

Durch Zusammenfassen der Gleichungen 10-13 erhalten wir:

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{nVe}{t} = \frac{nbdle}{t} = nbdve.$$

Auflösen nach v:

 $v=\frac{I}{nbde}.$ Einsetzen in Gl.9 ergibt die Hallspannung

$$U_H = \frac{1}{ne} \cdot \frac{IB}{d}$$

 $\frac{1}{ne}$ bzw.  $\frac{V}{Ne}$ hängt nur vom Material ab und wird als Hallkonstante  $R_H$ bezeichnet. Es ergibt sich schlussendlich:

$$U_H = R_H \cdot \frac{IB}{d}$$

Geräte, die den Halleffekt nutzen, um B-Felder zu messen nennt man Hallsonden. Sie müssen aus Materialien bestehen, die eine große Hallkonstante haben, um das B-Feld effektiv zu messen (Halbleiter). Um die Hallsonde zu kalbrieren (einzustellen), muss sie erst einmal in einem bekannten Magnetfeld geeicht werden, da die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger nicht bekannt ist. Wichtig ist, dass die Hallsonde senkrecht im Magnetfeld steht, da hier das B-Feld am stärksten ist.

## 2.5 Magnetfeld einer langen Luftspule

Mit Spulen kann man Magnetfelder erzeugen. Im Inneren einer langen Luftspule (auch schlanke Spule) ist das Feld homogen (In einer dicken Spule z.B. nicht!). Für den Betrag der magnetischen Flussdichte in einer langen Luftspule gilt:

 $\vec{B} = \frac{nI}{l}$ . Dabei ist n die Windungszahl und l die Länge der Spule.  $\mu_0$  bezeichnet die Permeabilität des freien Raumes (magn. Feldkonstante), die sich mit dem Material in der Spule ändern kann.

## 2.6 (Lorentkraft auf freie Elektronen)

Durch die Lorentzkraft werden Elektronen die in einem homogenen Magnetfeld

- a.) senkrecht zu den Feldlinien einfallen, auf eine Kreisbahn gelenkt (siehe e/m-Bestimmung).
- b.) schräg zu den Feldlinien eingeschossen werden, auf eine Schraubenbahn gezwungen:

Man zerlegt den Vektor  $\vec{v}$  in zwei Kompenenten:  $\vec{v_s}$  senkrecht und  $\vec{v_p}$  parallel zum B-Feld. Für  $\vec{v_s}$  gilt Lorentzkraft gleich der Zentripetalkraft:

$$F_L = F_z \Rightarrow q \cdot v_s \cdot B = m \cdot \frac{v_s^2}{r} \Rightarrow r = \frac{v_s^2 \cdot m}{q \cdot v_s \cdot B} = \frac{v_2 \cdot m}{q \cdot B}$$

Somit ist der Radius der Schraubenbahnen bestimmt. Um die Umlaufdauer zu erhalten muss in das Weg-Zeit-Gesetz eingesetzt werden:

$$s = v_s t \Rightarrow t = \frac{s}{v_s}$$

Dabei entspricht s dem Kreisumfang einer Schraube, also  $U = 2\pi r$ , bzw.

$$s = 2\pi r = \frac{2\pi \cdot v_s \cdot m}{qB}$$

eingesetzt in

$$t = \frac{s}{v_s}$$

ergibt, wenn  $v_s$  gekürzt wurde:

$$t = \frac{2\pi \cdot m}{qB}$$

für die Umlaufzeit t, bzw. T.

Um die Ganghöhe h (Abstand der Mittelpunkte der Kreisbahnen) zu berechnen, nimmt man sich die andere Vektorkompente  $v_p$  und setzt in das Weg-Zeit-Gesetz ein (Bewegung nach rechts, senkrecht):  $s = v_p t$ " t ist bekannt, bei s handelt es sich um h:

$$h = v_p \cdot \frac{2\pi \cdot m}{qB}$$

Alternativ können für  $v_s$  und  $v_p$  auch die trigonometrischen Formen genutzt werden. Man liest aus dem Vektorparallelogram ab:  $v_p = \cos \varphi \cdot v$  und  $v_s = \sin \varphi \cdot v$  und kann dementsprechend einsetzen, wenn der Winkel bekannt ist.

#### 2.7 e/m-Bestimmung

Ins Fadenstrahlrohr werden Elektronen senkrecht eingeschossen. Verdünntes Wasserstoffgas leuchtet, da die Elektronen durch Stöße, die Atome zum Leuchten anregen. Es entsteht im magnetischen Feld zwischen zwei Helmholtzspulen (homogenes B-Feld) eine Kreisbahn. Wird die Beschleunigungsspannung verringert, oder das B-Feld verstärkt, verringert sich der Durchmesser des Kreises.

Da die Elektronen im konstanten B-Feld auch eine konstante Zentripetalkraft erfahren, gilt:

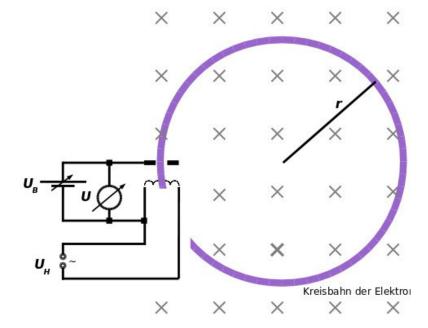
$$ev_sB = \frac{mv_s^2}{r} \Rightarrow r = \frac{mv_s}{eB}$$
 (14)

Nun können wir auch schon eine Aussage über die spezifische Ladung eines Elektrons machen:

 $F_L = F_Z$ 

$$\frac{e}{m} = \frac{v_s}{Br}$$

 $v_s$  ist noch nicht bekannt, deswegen muss folgende Energiebetrachtung in der Elektronenkanone herangezogen werden (siehe Abschn. 1.8.):



$$W_{el} = eU$$

und

$$W_{kin} = \frac{1}{2} \cdot mv_s^2$$

Gleichgesetzt und nach  $v_s$  umgestellt:

$$v^2 = \frac{2eU}{m} \tag{15}$$

Gl.14 wird quadriert und  $v_s^2$  aus Gl.14 aus  $v_s^2$  aus Gl.15 ersetzt. Es ergibt sich:

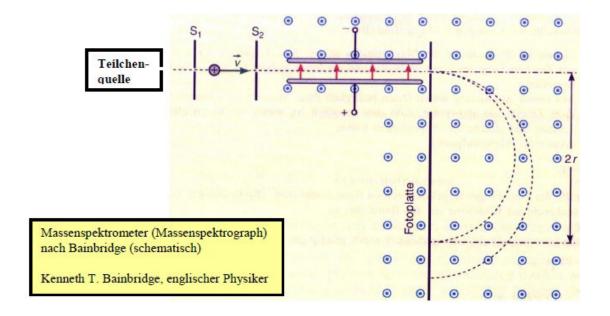
$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{B^2r^2}$$

Für die spezifische Ladung des Elektrons. <br/>e ist uns bekannt, daher kann man die Masse des Elektrons berechnen. Man erhält: <br/>  $m_e=9,11^{-31}kg$ .

## 2.8 Massenspektroskopie, Wienfilter

Ein Massenspektrometer ist ein Instrument zur Bestimmung von Massen bestimmter Ionen. Eine Probe wird in den gasförmigen Zustand überführt und anschließend werden die gasförmigen Atome in ein elektrisches und magnetisches Feld geschossen, dem sogenannten Wien-Filter. Es gelangen nur Teilchen durch den Wien-Filter, für die gilt:  $F_L = F_{el}$ .

Somit:  $qvB_1=qE$ , bzw. gekürzt und nach v umgestellt:  $v=\frac{E}{B_1}$ . Die Masse und die



Ladung entscheiden also nicht, ob das Teilchen den Wien-Filter durchqueren kann. Anschließend werden die Ionen in einem weiteren B-Feld auf eine Kreisbahn gelenkt (Lorentzkraft). Es gilt:

$$F_L = F_Z$$

oder

$$qvB_2 = \frac{m_e v^2}{r}$$

Es folgt für die Masse:

$$m_e = \frac{qB_2r}{v}$$

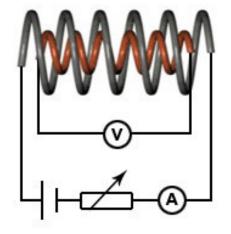
 $B_2$  und r kann man messen, die Ionenladung wird anderweitig ermittelt (Millikan-Versuch). Je größer also die Masse eines Ions, desto größer der Radius, den es zurücklegt. Man erkennt ein Spektrum der Ionenmassen.

## 3 Induktion

#### 3.1 Erzeugung von Induktionsspanunngen

Elektrische Spannung wird in einer Leiterschleife induziert, wenn sich die Anzahl der Feldlinien in ihrer Fläche ändert (Faraday). Unter Induktion versteht man also Erzeugung von Strom durch Magnetismus.

Unter dem sogenannten magnetischen Fluss versteht man die Anzahl der Feldlinien, die durch eine bestimmte Fläche laufen (Modellvorstellung). Er wird mit  $\Phi$  benannt. Es



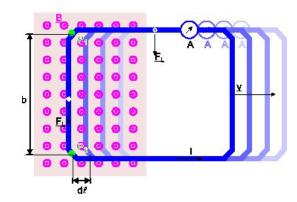


Abbildung 2: Änderung der Flussdichte B, durch Stromstärkenänderung in der felderzeugenden Spule

Abbildung 3: Änderung der Fläche A, durch Bewegen des Leiters

gilt für den magnetischen Fluss durch eine senkrechte Fläche gilt:  $\Phi=B\cdot A_s$  mit der Einheit  $Tm^2=\frac{N}{Am}\cdot m^2=\frac{Js}{C}=Vs$ .

Wird die Fläche A im magnetischen Feld gedreht,nimmt die Anzahl der Feldlinien durch sie ab, es gilt:  $A_s = A\cos\phi$  (siehe Erzeugung von sinusförmirgen Wechselspannungen). Um eine Induktionsspanunng zu erzeugen muss der magnetische Fluss  $\Phi$  geändert werden, entweder durch Ändern der Flussdichte B oder der felddurchsetzten Fläche  $A_s$ .

In Abb.1 wird B verändert. Eine Induktionsspule liegt in einer felderzeugenden Spule. Ändert man das Feld der Erzeugerspule durch Ändern der Erregerstromstärke, wird eine Induktionsspannung in der Induktionsspule erzeugt. Je schneller B verändert wird, desto größer die Induktionsspannung. Man erhält folglich unter Einbezug der Zeit t und der Windungszahl n:

$$U_{ind,1} = n \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = n \frac{A_s \Delta B}{\Delta t}$$
 (n und  $A_s$  konstant)

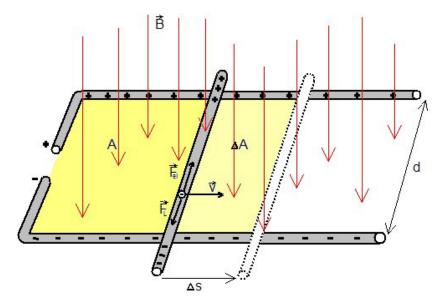
In Abb.2 wird  $A_s$  verändert. Eine Leiterschleife wird in ein homogenes Magnetfeld senkrecht zu den Feldlinien eingeschoben. Dabei vergrößert sich die die Anzahl der Feldlinien durch die Fläche. Wie oben wird wird auch eine Induktionsspannung erzeugt, da der magnetische Fluss geändert wird. Ebenso gilt, je schneller der ganze Vorgang abläuft, umso stärker auch die induzierte Spannung. Wichtig ist, die Differenz des magnetischen Flusses und der Zeit zu betrachten. Es ergibt sich folglich:

$$U_{ind,2} = n \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = n \frac{B \Delta A_s}{\Delta t}$$
 (n und B konstant)

Für die Polung der Spannung ist das Vorzeichen des Zählers wichtig.

Auch Lorenzkraft erzeugt Induktion. Wird die vom konstanten, homogenen Magnetfeld durchsetzte Fläche mit der Leiterschleife (n=1) verändert, wird eine Spannung induziert:

$$U_{ind} = \frac{B \cdot \Delta A_s}{\Delta t}$$
. Es gilt:  $\frac{\Delta A_s}{\Delta t} = \frac{d \cdot \Delta s}{\Delta t} = d \cdot v_s$ .



Damit ergibt sich für die induzierte Spannung:

 $U_{ind}=Bdv_s$  Die Elektronen im Stab erfahren die Lorenzkraft, die beiden Schienen laden sich unterschiedlich auf (Ladungsverschiebung durch Lorentzkraft), es ensteht ein elektrisches Feld. Es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Lorentzkraft und elektrischer Kraft ein:  $F_{el}=F_L$ , das heißt  $Bev_s=eE$ ; "e" kürzt sich weg ( $Bv_s=E$ ). Da B homogen ist, und im Stab Gleichgewicht herrscht, ist folglich E homogen, also:  $E=\frac{U}{d}$ . Es gilt also:

 $U_{ind} = Ed$  und mit  $Bv_s = E$  folgt:

 $U_{ind} = Bdv_s$  für die Induktionsspannung zwischen den Schienen.

#### 3.2 Induktionsgesetz und Lenz'sche Regel

Wenn man die beiden Spezialfälle zusammenfasst, kann man das Induktionsgesetz formulieren. Treten die beiden unterschiedliche Vorgänge im selben Kreis zusammen, so ist die Induktionsspannung die Summe:

$$U_{ind}(t) = U_{ind,1}(t) + U_{ind,2}(t) = n \frac{\Delta B}{\Delta t} A_s + n B \frac{\Delta A_s}{\Delta t}.$$

Kurz:

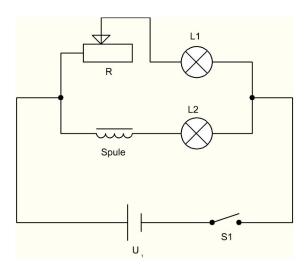
$$U_{ind} = n \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$$

Jedoch muss noch beachtet werden, dass das Induktionsgesetz ein Minuszeichen erhält. Nach dem sogenannten Lenz'schen Gesetz ist eine Induktionsspannung so gepolt, dass sie ihrer Ursache immer entgegenwirkt (Gegenwirkung zum Auf-/Abbau des magn. Flusses). Wäre dies nicht der Fall, so ließe sich unendlich viel Energie mit Induktion gewinnen, der Energieerhaltungssatz wäre verletzt. Experimente wie z.B. der Thomson'sche Ringversuch zeigen jedoch, dass dem nicht so ist.

Daher formuliert man:

$$U_{ind} = -n \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$$

#### 3.3 Selbstinduktion



Im dargestellten Versuch zeigt sich, dass nach dem Einschalten dass Lämpchen  $L_2$  erst mit zeitlicher Verzögerung aufleuchtet. Der Grund dafür ist die sogenannte Selbstinduktion. Da sich in der Spule ein Magnetfeld aufbaut, also die Flussdichte  $\Phi$  ansteigt, wird eine Induktionsspannung erzeugt. Sie wirkt nach Lenz ihrer Ursache entgegen, stört also wie eine Art Widerstand den Stromkreis, bis sich das Magnetfeld der Spule vollständig aufgebaut hat (Die Lampe leuchtet erst mit zeitlicher Verzögerung). Umgekehrtes geschieht, wenn sich das Magnetfeld der Spule abbaut. Die Lampe leuchtet noch eine Zeit lang weiter. Hier die Herleitung der Selbstinduktionsspannung für eine lange Luftspule:

Der Strom der Stärke I erzeugt in der langen Spule das Magnetfeld  $B = \mu_0 \mu_r \frac{NI}{l}$  Für

den magnetischen Fluss  $\Phi = BA$  gilt folglich:

$$\Phi = \mu_0 \mu_r \frac{NAI}{l}$$

Beim Einschalten ändert sich nur die Stromstärke:  $\frac{\Delta I}{\Delta t} = \dot{I}(t)$ , also beträgt die Selbstinduktionsspannung:

$$U_{ind}(t) = -N\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -(\mu_0 \mu_r \frac{N^2 A}{l}) \cdot \dot{I}(t)$$

Unter Zusammenfassung der Spulendaten zur Induktivität  $L = \mu_0 \mu_r \frac{N^2 A}{l}$  gilt:

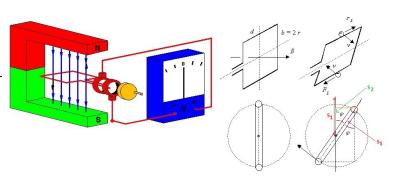
$$U_{ind} = -L\dot{I}(t)$$

Die Induktivität L<br/>(Proportionalitätskonstante) wird in der Einheit Henry (H) angeben:<br/>  $1H=1\frac{Vs}{A}.$ 

Mit der Gleichung zeigt sich, dass je größer die Induktivität der Spule ist, die Induktionsspannung steigt und somit den Anstieg/die Abnahme des Stromes verzögert. Zur Messung der Selbstinduktionsspannung werden zwei gleiche Spulen über einen Eisenkern verbunden. Eine Spule ist an eine Spannungsquelle angeschlossen (Primärspule), die das Magnetfeld der Spule 1 aufbaut. Die andere Spule (Sekundärspule) ist ledeglich mit einem Spannungsmessgerät verbunden. Da beide Spulen gleich sind, werden sie vom selben Fluss  $\Phi$  durchsetzt. Dessen Änderungsrate induziert in ihnen die gleiche Spannung, die man mit der Messspule ungestört abnehmen kann (siehe Anwendung Transformator!).

#### 3.4 Anwendung: Erzeugung sinusförmiger Wechselspannungen

Wir haben gesehen, dass sich zeitliche Änderung einer Fläche A eine Induktionsspannung erzeugen lässt. Durch Drehung eines Leiterstückes in einem B-Feld kommt es zu einer Änderung der Fläche A. Dadurch wird eine Induktionss-



pannung erzeugt. Es folgt für den Zusammenhang:

$$\cos \alpha = \frac{S_2}{S_1} \Rightarrow S_2 = S_1 \cdot \cos \alpha$$

Bei senkrechter Lage:

$$A_1 = s \cdot l$$

Bei beliebiger Lage:

$$A_2 = s \cdot \cos \alpha \cdot l$$

$$A(t) = s \cdot \cos(\alpha) \cdot l = s \cdot \cos(\omega t) \cdot l$$

$$\begin{split} U_{ind} &= -N \cdot \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = -N \cdot \frac{\Delta (AB)}{\Delta t} \\ &= -N \cdot B \cdot \frac{\Delta A}{\Delta t} = -N \cdot B \cdot \frac{dA}{dt} \\ &= -N \cdot B \cdot \frac{d}{dt} (s \cdot l \cdot \cos{(\omega t)}) \\ &= -N \cdot B \cdot \frac{d}{dt} (A \cdot \cos{(\omega t)}) \\ &= N \cdot B \cdot A \cdot \sin{(\omega t)} \quad \text{(Ableitung nach der Kettenregel)} \end{split}$$

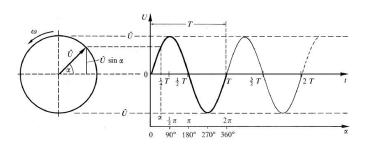
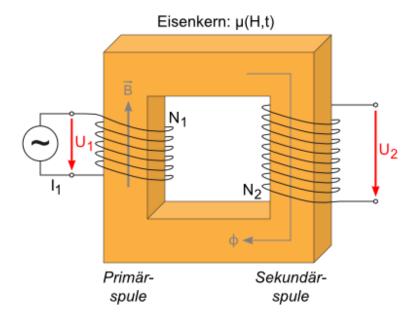


Abbildung 4: Beispiel eines mit Induktion erzeugten sinusförmigen Wechseltroms

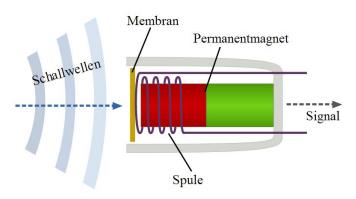
## 3.5 Anwendung: Einschaltverhalten von Spulen beim Transformator

Transformatoren verändern die Spannung von Wechselstrom mithilfe von Selbstinduktion. Die Primärspule erzeugt permanent ein durch Wechselspannung sich änderndes Magnetfeld. Der magnetische Fluss ändert sich folglich. Die Sekundärspule greift diese Veränderung des Flusses ab und induziert ihrerseits eines Spannung. Sind beide Spulen gleicher Bauart, so ist es möglich wie im vorherigen Abschnitt beschrieben die Selbstinduktionsspannung einer Spule zu messen. Wird jedoch die Bauart, also die Induktivität der Sekundärspule verändert, so ändert sich auch nach der Formel zur Selbstinduktion die Spannung. Man "transformiert"Wechselspannungen also, z.B. um sie verlustfreier über lange Strecken zu transportieren (Hochspannung) oder für den Hausgebrauch nutzbar zu machen (Niederspannung).

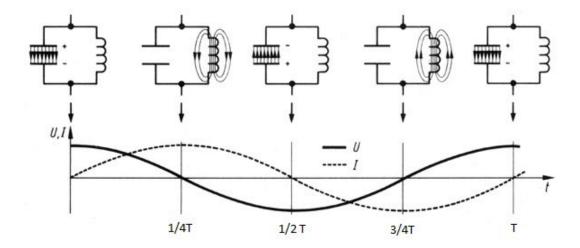


## 3.6 Anwendung: Funktionsweise eines dynamischen Mikrofons

Im dynamischen Mikrofon ist eine Spule fest mit der Membram verbunden. Sie bewegt sich im Feld eines Permanentmagneten, sodass eine Wechselspannung im Rhythmus der mechanischen Schwingung entsteht. Durch die vergleichsweise große Masse von Membran und Spule kann das System dem Schwingungsverlauf des Schalls nur begrenzt folgen.



## 3.7 (Übergangsthema: Der 1-Hz-Schwingkreis)



Eine Spule und ein Kondensator, die wie in der Grafik dargestellt sind, bilden einen elektromagnetischen Schwingkreis. Es erfolgt eine periodische Energieumwandlung zwischen der Energie des elektrischen Feldes im Kondensator und der Energie des magnetischen Feldes der Spule. Wenn sich der Kondensator entlädt, machen sich Ladungsträger zum unteren Teil der Spule auf und bauen ein magnetisches Feld auf (t=1/4T). Dabei entsteht eine Induktionsspannung, die ihrer Ursache entgegenwirkt. Die Ladungsträger bewegen sich zurück und laden den Kondensator erneut auf, nur in umgekehrter Richtung (t=1/2T). Wenn der Kondensator sich entlädt, wird wiederum in der Spule ein Magnetfeld aufgebaut, dass eine gegengepolte Induktionsspannung erzeugt (t=3/4T). Diese lädt den Kondensator erneut auf (t=T).

Für die Spannung am Kondensator gilt:  $U_{eff} = \frac{1}{\omega C} I_{eff}$ 

Für die Spannung an der Spule gilt:  $U_{eff} = \omega L \cdot I_{eff}$ 

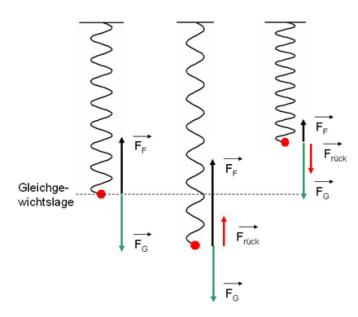
Setzt man gleich, ergibt sich:

$$\omega L = \frac{1}{\omega C} \Rightarrow \omega^2 = \frac{1}{LC} \Rightarrow \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \Rightarrow f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

Es besteht der Zusammenhang:  $T=\frac{1}{f}$  somit:  $T=2\pi\sqrt{LC}$  (Thomsonsche Gleichung)

## 4 Schwingungen und Wellen

## 4.1 Feder-Schwere-Pendel (lineares Kraftgesetz)



Beim Federpendel ist die Rückstellkraft proportional zur Elongation y des angehängten Körpers. Es gilt das sogenannte lineare Kraftgesetz (Herleitung nicht erforderlich)  $F = -D \cdot y$ . D ist die sogenannten Federkonstante.

# 4.2 Beschreibungperiodischer Funktionen, Periodendauer (Thomson'sche Formel)

Man erkennt, dass es sich wahrscheinlich um eine Sinusfunktion handelt. Mit dem newton'schen Kraftgesetz  $F = m \cdot a$  ergibt sich die Differentialgleichung  $m \cdot a(t) = -D \cdot s(t)$ . Diese wird durch die vorher aus einem Kreisdiagramm ermittelten Schwingungsgleichung  $s(t) = \hat{s} \sin(\omega t + \varphi_0)$  erfüllt, indem man die Ableitungen bildet und s in  $\dot{s}$ , bzw.  $\ddot{s}$  umsetzt und schließlich einsetzt (siehe Buch S.97).

Für  $\varphi_0$  bei t=0 lässt sich eine harmonische Schwingung beschreiben durch die drei Bewegungsgesetze (s ableiten):

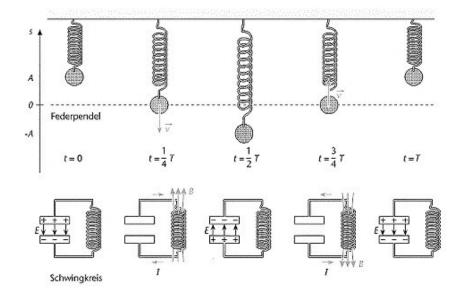
Zeit-Elongations-Gesetz  $s = \hat{s} \sin(\omega t)$ 

Zeit-Geschwindigkeits-Gesetz  $v = \hat{s}\omega\cos(\omega t)$ 

Zeit-Beschleunigungs-Gesetz  $a = -\hat{s}\omega^2 \sin(\omega t)$ 

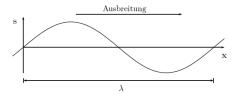
mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega = \frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{D}{m}}$  (Thomson'sche Formel) und der Periodendauer  $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{D}}$ .

## 4.3 (Parallelen zu elektromagnetischen Schwingkreis)



Es zeigt sich der folgende Zusammenhang zwischen dem Feder-Schwere-Pendel (Abschn.4.1.) und dem elektromagnetischen Schwingkreis (Abschn.3.7.). Befindet sich das Pendel in der maximalen Dehnung, also der größten Amplitude, so verfügt es über die höchste potentielle Energie. Parallel dazu verfügt der elektromagnetische Schwingkreis über die höchste elektrische Energie im Kondensator. Im Nulldurchgang verfügt das Massestück über die höchste kinetische Energe, der Schwingkreis über die höchste magnetische Energie. In den zwischenliegenden Zuständen existieren beide Energieformen (FSP: kinetische und potentielle Energie; SK: elektrische und magnetische Energie).

## 4.4 Aufbau einer Welle, Wellengleichung



Wenn sich Energie in Form einer Störung ohne Materietransport fortpflanzt, so nennen wir das eine Welle. Dabei schwingen sog. **Oszillatoren**, die ihre Energie an den jeweils nächsten weitergeben. Jeder Oszillator "hinkt" in der Phase dann dem vorherigen hinterher. Jeder Oszillator kann als Ausgangspunkt einer neuen Störung betrachtet werden. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Energie bzw. die **Phase** ausbreitet wächst mit der Stärke der **Kopplung**. Die Auslenkung eines Oszillators heißt **Elongation**, die maximale Auslenkung Amplitude.

Für das Erregerteilchen ermittelt man mit Kreisprojektion:

$$s(t) = \hat{s} \cdot \sin{(\varphi(t))} \Rightarrow s(t) = \hat{s} \cdot \sin{(\omega t)} \Rightarrow s(t) = \hat{s} \cdot \sin{(2\pi f \cdot t)} \Rightarrow s(t) = \hat{s} \sin{(2\pi \frac{t}{T})}.$$

Betrachtet man jedoch ein anderes Teilchen, das nicht dem Erregerteilchen entspricht, muss eine Phasenverschiebung beachtet werden:

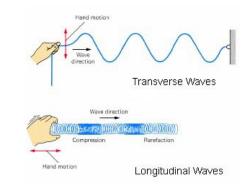
$$s(x;t) = \hat{s}\sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right]$$

Die Phase einer Welle wandert längs des Trägers mit einer Geschwindigkeit c. Innerhalb einer Periodendauer legt sie dabei eine Wellenlänge zurück:

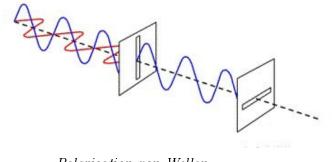
$$c = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{\lambda}{T} \Rightarrow c = \lambda f$$

## 4.5 Unterscheidung longitudinal und transversale Welle, Polarisation

Man unterscheidet zwischen longitudinalen und transversalen Wellen. Eine longitudinale Welle schwingt waagerecht zu ihrer Ausbreitungsrichtung, man schreibt  $\vec{c} || \vec{v}|$  also c steht waagerecht zu v (Schwingungsrichtung der Oszillatoren). Bei einer transversalen Welle erfolgt die Schwingung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, man schreibt  $\vec{c} \perp \vec{v}$ . Außerdem sind Transversalwellen unterschiedlich stark **polarisiert**!



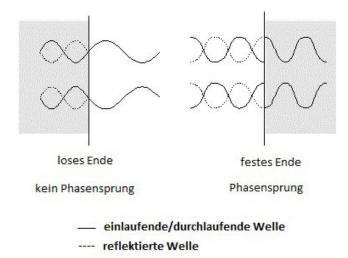
 $\begin{tabular}{ll} Unterscheidung \ longitunale \ und \ transversale \\ Welle \end{tabular}$ 



Polarisation von Wellen, Polaristationsfilter

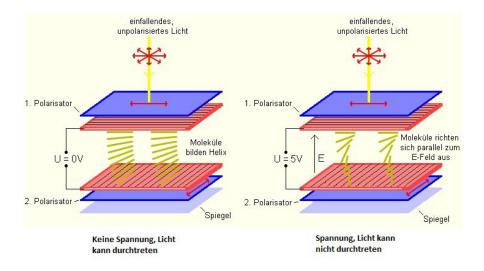
Unter Polarisation einer Transversalwelle beschreibt die Richtung ihrer Schwingung. Ist die Richtung ungeordnet und ändert sich oft, spricht man von einer unpolarisierten Welle. Mit einem Polarisationsfilter kann man unpolarisierte Wellen ordnen, also polarisieren.

## 4.6 Reflexion festes und freies Ende (Wellenmaschine, Wellenwanne)



Wenn eine Welle an ein festes oder freies Ende stößt, also der letzte Oszillator die Schwingung mitmacht oder nicht, kommt es zu unterschiedlichen Reflexionen. Ist das Ende frei, so kann der letzte Oszillator mitschwingen. Die Welle wird ohne Phasensprung reflektiert (Berg bleibt Berg, Tal bleibt Tal). Ist das Ende jedoch fest, so wird die Welle mit einem Phasensprung von  $\pi$  reflektiert (Berg wird Tal, Tal wird Berg).

## 4.7 Anwendung: LCD-Display

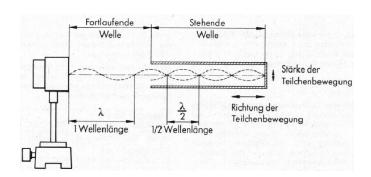


LCD (Liquid Crystal Display) werden zunehmend in modernen Farbbildschirmen genutzt. Sie bestehen aus kleinsten Kristallen, die untereinander frei verschiebbar sind, es handelt sich um Flüssigkristalle deren Aggregatzustand zwischen fest und flüssig liegt.

LCD senden kein Licht aus sondern wirken als selektive Spiegel. Die hier dargestellte Schadt-Helfrich-Zelle besteht aus zwei Glasplättchen die sich im Abstand von 10 m gegenüber liegen. Ihre Innenseiten sind so präpariert, dass sich die Flüssigkristalle an der Glasoberfläche in eine bestimmte Richtung ausgerichtet haben. Die Glasplatten stehen sich genau senkrecht gegenüber, was dazu führt, dass die Flüssigkristalle eine 90°-Schraube vollführen. Die Glasplättchen befinden sich zwischen zwei gekreuzten Polarisationsfolien. Die erste Folie polarisiert das einfallende Licht. Die Polarisationsebene dieses Lichtes folgt nun der Schraubenstruktur. Das Licht wird mitgedreht und kann den zweiten Polarisationsfilter ungehidert passieren. Dann wird es an einem Spiegel reflektiert und auf dem Rückweg erneut um 90° gedreht. Es gelangt durch die obere Polarisationsfolie, die Anzeige erscheint hell. Die Glasplättchen sind mit einer durchsichtigen Elektrodenschicht überzogen. Wenn keine Spannung anliegt, bleibt die Schraubenstruktur erhalten. Legt man jedoch ein Feld an, so richten sich die Moleküle mit ihrer Längsachse entlang des Feldes aus. Die Polarisationsrichtung wird nicht mehr gedreht, die Anzeige erscheint dunkel. Ein Display besteht aus einer Vielzahl solcher Zellen, die einzeln angesteuert werden. Durch die einzelnen Pixel entsteht ein Bild. Durch Farbfilter können auch Farben erzeugt und verändert werden.

## 5 Interferenzphänomene

# 5.1 stehende Wellen (auch mathematische Beschreibung) - Kundt'sches Rohr



Im kundt'schen Rohr entstehen nur bei ganz bestimmten Frequenzen oder geeigneten Rohrlängen stehende Wellen. Eine stehende Welle entsteht aus der Überlagerung zweier gegenläufig fortschreitender Wellen gleicher Frequenz und gleicher Amplitude. Die Wellen können aus zwei verschiedenen Erregern stammen oder

durch Reflexion einer Welle an einem Hindernis entstehen.

Bei freien Enden gilt für die Bedingung für die Entstehung einer stehenden Welle:

 $l=k\cdot \frac{\lambda_k}{2},\ k\in\mathbb{N}$  mit lals Länge des Trägers oder mit  $c=\lambda\cdot f$ :  $l=k\cdot \frac{c}{2f}$  Die Reflexionen erfolgen ohne Phasensprung. Der Knotenabstand einer stehenden Welle beträgt  $\frac{\lambda}{2}$ .

Bei einem freien und einem festen Ende gilt für die Bedingung zur Entstehung einer stehenden Welle:

 $l=k\cdot \frac{\lambda_k}{2}-\frac{\lambda_k}{4}=(2k-1)\cdot \frac{\lambda_k}{4}$ ,  $k\in\mathbb{N}$  oder  $l=(2k-1)\cdot \frac{c}{f4}$ . Die Reflexionen erfolgen mit einem Phasensprung von  $\pi$ , da es ein festes Ende gibt (siehe Abschn.4.6.). Die Wellenlänge lässt sich als bei bekannter Trägerlänge bestimmen.

Die Gleichung für stehende Wellen lautet:

$$s(x,t) = 2 \cdot \hat{s} \cdot \cos(2\pi \frac{x}{\lambda}) \cdot \sin(2\pi \frac{t}{T}).$$

## 5.2 Huygen'sches Prinzip und Interferenz

Das Huygen'sche Prinzip besagt, dass jeder Punkt einer Wellenfront als Ausgangspunkt einer Elementarwelle angesehen kann. Diese breiten sich aufgrund von Beugung in den geometrischen Schattenraum aus. Viele Elementarwellen bilden neue Wellenfronten.

Kommt es zur Überlagerung von zweier oder mehrerer Wellen nach dem Superpositionsprinzio, so nennt man dies Interferenz. Unter Superposition, auch Superpositionsprinzip (von lateinisch super = über; positio = Lage, Setzung, Stellung) versteht man in der Physik eine Überlagerung gleicher physikalischer Größen. Damit die bei der Interferenz entstehende neue Welle stabil ist, also eine zeitlich konstante Amplitude, Wellenlänge, Geschwindigkeit und Frequenz hat, müssen die beiden interferierenden Wellen kohärent sein. Man unterscheidet zwischen konstruktiver und destruktiver Interferenz.

Die konstruktive Interferenz tritt auf, wenn die Wellenberge der einen Welle genau auf die Wellenberge der anderen Welle treffen. Dabei verstärken sich die beiden Wellen und es entsteht eine Welle mit einer größeren Amplitude, die sich aus der Addierung der beiden Amplituden der beiden Wellen ergibt. Konstruktive Interferenz ensteht bei einem geraden Vielfachen der Phasendifferenz  $\Delta \varphi$ , also  $0\pi, 2\pi, 4\pi$  usw. Der Gangunterschied  $\delta$  muss ein ganzes Vielfaches der Wellenlänge  $\lambda$  betragen  $(1\lambda, 2\lambda, 3...)$ . Allgemein schreibt man also:  $k \cdot \lambda$  oder  $k \cdot 2\pi$ .

Die destruktive Interferenz tritt auf, wenn die Wellenberge der einen Welle genau auf die Wellentäler der anderen Welle treffen. Dadurch entsteht eine Welle mit einer kleineren der Amplitude. Wenn die beiden Wellen die gleiche Amplitude haben löschen sie sich gegenseitig aus und es entsteht eine Welle mit der einer Amplitude von 0, da sich beide Amplituden der beiden Wellen aufheben. Destruktive Interferenz entsteht bei einem ungeraden Vielfachen der Phasendifferenz  $\Delta \varphi$ , also  $\pi, 3\pi, 5\pi$  usw. Der Gangunterschied  $\delta$  muss ein halbes Vielfaches der Wellenlänge  $\lambda$  sein betragen  $(\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}...)$ . Allgemein schreibt man also:  $\frac{(2k-1)\cdot\lambda}{2}$  oder  $k\cdot\pi$  mit ungeradem k.

# 5.3 Doppelspalt und Gitter (DS: Mikrowellen, Laserdioden und Sand, Gitter: CD)

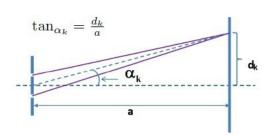


Abbildung 4: Abb.1: Großes Dreieck (Licht etc.)

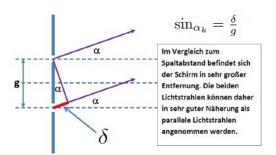


Abbildung 5: Abb.2: Kleines Dreieck (Mikrowellen etc.)

**Mikrowellen:**  $\delta_k = k \cdot \lambda$  einsetzen in:  $\sin_{\alpha_k} = \frac{\delta_k}{g}$  ergibt:

Für Maxima:  $\sin_{\alpha_k} = \frac{k \cdot \lambda}{g}$ 

Für Minima:  $\sin_{\alpha_k} = \frac{(2k-1)\cdot(\frac{\lambda}{2})}{g} \pmod{k=1,2,3...}$ 

Für Mikrowellen kann man den Abstand der Interferenzmaxima nicht wie bei Licht direkt messen. Deswegen misst man die Winkel, unter denen Maxima auftreten.

**Licht:** Bei Licht verhält sich das ganze etwas anders. Hier werden die Abstände der Maxima verschiedener Ordnungen direkt gemessen. Ist der Winkel  $\alpha_k$  bekannt, so kann mit der Herleitung aus Abb. 1 verfahren werden. Meistens ist er es jedoch nicht. Jedoch sind die Winkel bei Licht sehr klein ( $\alpha_k \ll 10^{\circ}$ ). Es gilt in guter Näherung  $\tan \alpha_k \approx \sin \alpha_k$ . Somit:

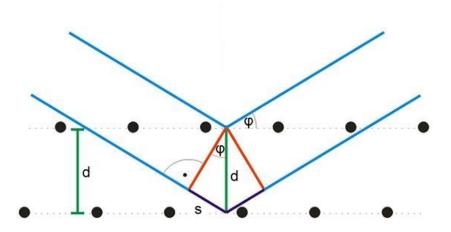
$$\frac{d_k}{a} = \frac{k \cdot \lambda_k}{g} \Rightarrow \lambda_k = \frac{d_k \cdot g}{k \cdot a}$$
 für die Wellenlänge.

**Sand:** Für Sand lässt sich keine solche Regel herleiten. Wird Sand durch einen Doppelspalt geschossen, entstehen lediglich zwei Breite Streifen. Sand interferiert unter Betrachtung als klassisches Teilchen nicht!

Gitter: Um schärfere Bandenmuster zu erzeugen, vergrößert man die Anzahl der Spalte zu einem sogenannten Gitter. Das Licht konzentriert sich stärker, die Streifen erscheinen lichstärker und die Zwischenräume dunkler. Es gelangt mehr Licht hindurch. Die mathematische Vorgehensweise ist dieselbe wie beim Doppelspalt, die Spaltabstände nennt man Gitterkonstante. Bei einer CD kann der Spurabstand ebenfalls als Gitter angesehen werden. Um ihn zu bestimmen beleuchtet man eine CD (auch DVD) mit einem Laser.

Mit  $\tan(\alpha_k) = \frac{d_k}{a}$  erhält man den Winkel. Bei bekannter Wellenlänge des Lichts gilt für Spurabstand  $g = \frac{\lambda}{\sin(\alpha_k)}$ .

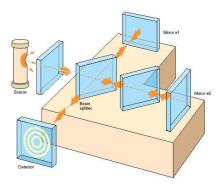
## 5.4 Bragg-Reflexion



Man kann unter anderem Kristalle nutzen, um Interferenzeffekte bei sehr kurzen Wellenlängen zu beobachten. Ein Kristall teilt sich in mehrere Ebenen, einfallende Wellen werden an den einzelnen Atomen gebeugt. Dies geschieht gemäß der optischen Gesetze, also Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel. Die Herleitung für den Gangunterschied  $\delta$ (hier als s bezeichnet) lautet:

$$\sin \varphi = \frac{\frac{1}{2}\delta}{d} \Rightarrow \delta = 2d \cdot \sin \varphi$$

#### 5.5 Michelson-Interferometer



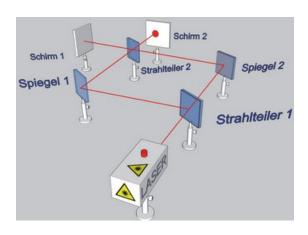
Mit einem sogenannten Michelson-Interferometer lassen sich kleinste Änderungen der Ausdehnung vorzugsweise von Glas und Gasen untersuchen. Dabei wird das Medium mit einem Laser durchleuchtet. Der Laser wird an einem Strahlenteiler in zwei Lichtbündel aufgeteilt. Diese werden jeweils einem anderen Spiegel reflektiert und treffen wieder zusammen und überlagern sich anschließend, wobei das Interferenzmuster (bei Kohärenz!) auf einem Bildschirm ensteht. Dieses Interferenzmusters än-

dert sich je nach Überlagerungszustand, also je nach Kohärenz der beiden Wellen. Um Stoffe zu untersuchen, stellt wird in einen der beiden Strahlengänge z.B. ein Gas geleitet, oder ein Glasobjekt eingesetzt. Dadurch muss das Licht durch ein optisch dichteres Medium laufen, seine Ausbreitungsgeschwindigkeit, sowie die Wellenlänge verringert sich, die Brechungszahl erhöht sich. Die Wellen sind nicht mehr komplett kohärent, wodurch

sich die Interferenzerscheinung ändert. Mathematische Beschreibung: Verschieben wir den Spiegel Mirror1 um eine Strecke von  $\Delta s = \frac{\lambda}{2}$ , so geht in der Mitte des Interferenzbildes ein Maximum über ein Minimum wieder in Maximum. Der Lichtweg des Hin-und Rückweges verändert sich um  $2\Delta s = \lambda$  Geschieht dies k-mal, so verschiebt sich Spiegel 1 um:  $s = k\Delta s = k\frac{\lambda}{2}$ .

#### 5.6 Mach-Zehnder-Interferometer

Das Mach-Zehnder-Interferometer ist im Prinzip dem Michelson-Interferometer ähnlich. Der Unterschied besteht darin, dass beim Mach-Zehnder-Interferometer die Teilbündel des Lasers räumlich voneinander getrennt sind. Einfallendes Licht wird durch den Strahlenteiler 1 in zwei Teilwellen aufgeteilt. Bei jeder Reflexion an ein optisch dichteres Medium kommt es zu einem Phasensprung von  $\pi$ . Der Strahl, der also über den Spiegel 1 geht, hat bevor er den zweiten Strahlenteiler erreicht zwei Phasensprünge  $(2\pi)$  durchgeführt. Er wurde am 1. Strahlenteiler reflektiert und am Spiegel 1. Der Teilstrahl, der über Spiegel 2 geht, hat nur einen



Phasensprung  $(\pi)$  durchgeführt. Wenn nun beide Strahlen auf den zweiten Strahlenteiler fallen, erscheint am Schirm 1 kein Interferenzbild, am Schirm 2 jedoch schon. Die Begründung liegt darin, dass der Strahl mit dem zweifachen Phasensprung auf ein ein optisch dünneres Medium im Strahlenteiler 2 fällt. Es kommt zu keinem Phasensprung. Der zweite Teilstrahl, der nur einen Phasensprung durchführte wird jedoch reflektiert und führt einen Phasensprung von  $\pi$  aus. Dadurch kommen beide Strahlen phasengleich am Schirm 2 an. Es kommt zur konstruktiven Interferenz. Die destruktive Interferenz am Schirm 1 ist darauf zurückzuführen, dass die beiden Teilstrahlen keine Phasensprünge erfahren, also Strahl 1 bei  $2\pi$  bleibt und Strahl 2 bei  $\pi$ .

Wird nun das Medium in einem der beiden Strahlengänge verändert, verändert sich auch das Interferenzbild. Die Wellenlänge des Laserlichtes vergrößert oder verkleinert sich, da die Lichtgeschwindigkeit in unterschiedlichen Medien andere Werte annimmt. Die Frequenz des Lichtes ändert sich nicht. Der sogenannte Brechungsindex ist definiert als:

$$n = \frac{c_0}{c_m} = \frac{\lambda_0 \cdot f}{\lambda_m \cdot f} = \frac{\lambda_0}{\lambda_m}$$

In einem Schulversuch bestimmten wir den Brechungsindex von Luft:

Man lässt in eine vakuumierte Küvette (wurde vorher ausgepumpt) Luft einströmen. Die Küvette steht in einem der Strahlengänge. An beiden Enden befindet sich eine Scheibe, durch die der Laserstrahl gehen kann. Man beobachtet, das Interferenzbild, während sich die Küvette wieder mit Luft füllt, also dem Umgebungsdruck anpasst. Man erkennt, dass das Interferenzmuster wandert. Die Kreise bewegen sich von Hell zu Dunkel usw. Man zählt die Anzahl der Hell-Dunkel-Phasen:  $\Delta s = 16\lambda$ . Hier ist k=16. k gibt die Anzahl der Wellenlängen an, die in die luftleere Kammer der Länge L "passen". Hier gilt, dass sich k um 16 erhöht hat, also:

$$k \cdot \lambda_0 = (k+16) \cdot \lambda_m$$

bzw.:

$$k \cdot \lambda_0 = (k+16) \cdot \frac{\lambda_0}{n} \tag{16}$$

Für die Länge der Küvette gilt:

$$L = k \cdot \lambda_0 \Rightarrow k = \frac{L}{\lambda_0}$$

Demnach entspricht die Länge der Küvette k Wellenlängen des Lasers im Vakuum ( $\lambda_0$ ). Gleichung 16 kann nach dem Brechungsindex n umgestellt werden:

$$n = \frac{k+16}{k} = 1 + \frac{16}{k} = 1 + \frac{16\lambda_0}{L}$$

Die Vakuumwellenlänge  $\lambda_0$  des im Versuch verwendeten He-Ne-Lasers beträgt:  $6,328 \cdot 10^{-9}m$ . Die Länge der Küvette beträgt 0,056m. Damit ergibt sich für den Brechungsindex der Luft: n(Luft) = 1,0001808. Der Literaturwert liegt bei n(Luft) = 1,0003.

Auch mit dem Michelson-Interferometer lassen sich Brechungsindixe berechnen. Hierbei muss beachtet werden, das die Küvette vom Licht zweimal durchlaufen wird.

#### 5.7 Wellenlänge: Schall, Röntgenstrahlung

#### Schall:

Man entfernt sich um eine Strecke a und bestimmt akustisch mit den Ohren die Maxima und markiert die entsprechenden Stellen. Man nehme am besten den Abstand der 0. Ordnung zum 1. Maxima im Abstand  $d_1$ . Damit:  $\lambda = \sin[\tan^{-1}(\frac{d_1}{a}) \cdot g]$ 

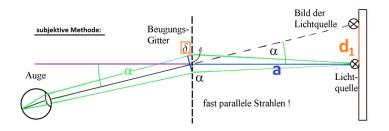
#### $R\"{o}ntgenstrahlung:$

Für die Bestimmung der Wellenlänge von Röntgenstrahlen nutzt man die Bragg'sche Reflexionsbedingung (Abschn.5.4). Es gilt:

$$2d\sin\varphi = k\lambda$$
,  $(k = 1, 2, 3...)$ .

Man misst mit einem Zählrohr (Geiger-Müller-Zählrohr) die Winkel, unter denen Maxima auftreten und bestimmt so bei bekannter Netzebene d die Wellenlänge.

## 5.8 Spektrenuntersuchung: objektive und subjektive Methode, Prisma



Bei der sogenannten Spektrenuntersuchung werden diverse Arten von Licht untersucht. Dabei untersucht man meist die Spektren von Gasen wie Wasserstoff oder

Natrium. Man kann dabei die objektive oder die subjektive Methode anwenden. Die objektive Methode wurde bereits ausführlich erklärt und hergeleitet. Man schickt Licht durch ein Gitter und beobachtet eine Interferenzerscheinung auf einem Schirm. Objektiv deshalb, weil für jeden Betrachter das Ergebnis gleich erscheint.

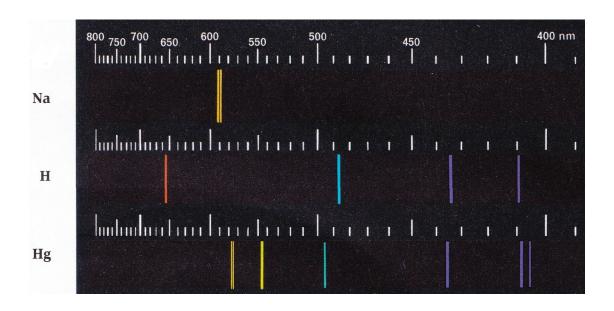
Bei der subjektiven Methode hält man ein sogenanntes Transmissionsgitter vor die Netzhaut des Auges. Man erkennt die Interferenzerscheinungen. Mithilfe eines in einer bestimmten Entfernung a angebrachten Lineals lassen sich die Abstände bestimmen. Die mathematische Vorgehensweise zur Bestimmung der Wellenlänge ist dieselbe wie bei der objektiven Methode. Hier erscheint jedem die Interferenzerscheinung etwas anders, also subjektiv, da die Netzhaut vererbungsbedingt bei jedem Menschen etwas anders eingestellt ist, weshalb jeder seine eigene Position vor dem Gitter finden muss. Zur Erinnerung:

$$\tan(\alpha)\tfrac{d_1}{a} \to \alpha = \tan^{-1}(\tfrac{d_1}{a}) \ \text{ und auch hier: } \sin{(\alpha)} = \tfrac{\delta}{g} \ \text{mit } k = \delta \cdot \lambda.$$

Auch mit einem **Prisma** kann man Interferenz erzeugen. Man erhält jedoch nur ein Spektrum, das aufgrund stärkerer Intensität heller erscheint. Im Gegensatz zum Gitter werden die kürzeren Wellenlänge stärker abgelenkt. Die mathematische Bestimmung ist wesentlich komplizierter.

#### 5.9 Kontinuierliche Spektren am Beispiel von H. Hg und Na

Untersucht man die Spektren von H, Hg, und Na mit Dampflampen erhält man die in der Abbildung dargestellten Interferenzmuster. Jedes dieser Muster ist charakteristisch für einen Stoff. Bei allen dreien handelt es sich um **Linienspektren**. Es gibt jedoch auch sogenannte **kontinuierliche Spektren** (z.B. bei Halogendampflampen). Hier überschneiden sich die einzelnen Wellenlängen. Das Spektrum sieht verlaufen aus, die Linien sind nicht scharf.



# 6 Quantenphysik

#### 6.1 Fotoeffekt

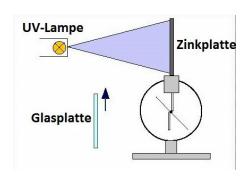
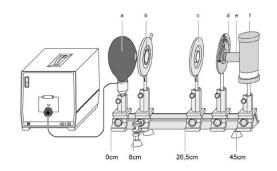


Abbildung 5: Versuch 1

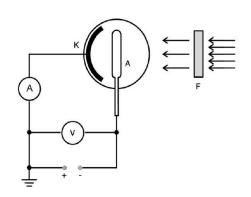
Eine Zinkplatte wird negativ aufgeladen, das Elektroskop schlägt aus. Nun wird sie mit UV-Licht bestrahlt, das Elektroskop kehrt in Ausgangsstellung zurück. Wiederholt man den Vorgang und hält vor der Bestrahlung eine Glasplatte zwischen Lampe und Platte, schlägt das EK immer noch aus. UV-Licht hat also Elektronen aus dem Metall ausgelöst. Glas adsorbiert UV-Licht, weswegen nichts geschah. Der Vorgang geschieht sofort. Zudem bestimmt nicht die Intensität, sondern die **Frequenz** an, ob Elektro-

nen ausgelöst werden (=Widerspruch zur klassischen Mechanik)!

### 6.2 Lichtenergie mit Gegenfeldmethode



Optischer Aufbau, mit a. Quecksilber-Dampflampe, b. Polarisationsfilter, c. Linse, d-f. Fotozelle

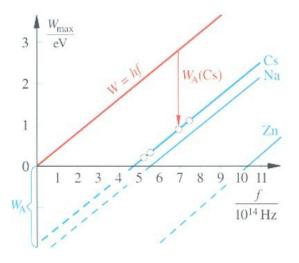


Schaltplan Messapparatur

Um die Energie des Lichtes  $W_L$  zu messen, nutzt man die sogenannte Gegenfeldmethode (Hallwachs-Experiment). Dabei gilt folgende Überlegung: Beschleunigt man Elektronen, von denen manche eine maximale Energie  $W_{max}$  besitzen (kin.Energie!), können diese durch ein elektrisches Feld der Energie  $W_{el}$  einer Anode abgebremst werden. Kommen keine Elektronen mehr zur Anode durch, die max. Energie, bzw. kinetische Energie der schnellsten Elektronen muss gleich der Energie des el. Feldes sein ( $W_{max} = W_{el}$ ). Drehen wir die Gegenspannung der Anode so weit auf, dass kein Fotostrom mehr zu messen ist, tritt dieser Zustand ein, die Gegenspannung  $U_{geg}$  ergibt mit e multipliziert die Energie der Elektronen in eV. Wir ändern die Art des Lichtes (grün, gelb, blau...) und somit

die Frequenz, die uns durch vorherige Versuche (siehe Gitter und Doppelspalt) bekannt ist. Wir sehen, je größer die Frequenz der Lichtart, desto höher muss die Gegenspannung  $U_{geg}$  gestellt werden, um einen Fotostrom von 0 zu erreichen. Die max. Energie steigt also!

Trägt man die maximale kinetische Energie der Elektronen gegen f in  $10^{-14}Hz$  auf, so ergibt sich folgende lineare Abhängigkeit:



Es zeigt sich, dass die Energie der Fotoelektronen mit der Frequenz des Lichtes steigt, also der Fotostrom stärker wird (mehr Elektronen werden ausgeschlagen). Folglich gilt, die Lichtenergie  $W_L \approx f$ . Es zeigt sich:  $W_L = kf$ . Die Proportionalitätskonstante k=h ergibt sich aus der Steigung der Geraden:

$$h = \frac{\Delta W_{max}}{\Delta f} = 6,626 \cdot 10^{-34} Js.$$

Diese fundamentale Konstante ist die nach dem berühmten Physiker benannte Plank'sche Konstante! Man erkennt auch, dass eine bestimmte Ablösearbeit verrichtet werden muss, um die Elektronen auszulösen. Diese

Ablösearbeit wird von der Lichtenergie subtrahiert, mit der Geradengleichung y = mx + berhält man die Formel für die max. Energie der Fotoelektronen:

$$W_{max} = h \cdot f - W_A$$

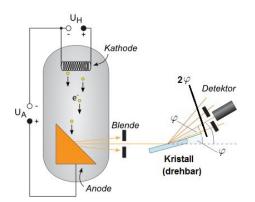
Die Ablösearbeit hängt vom jeweiligen Material des Metalls ab. Bei unterschiedlichen Metallen werden also nicht immer bei gleicher Frequenz Elektronen ausgelöst! An dem Punkt, wo die maximale Energie der Elektronen 0 beträgt ( $W_{max} = 0 \rightarrow \text{Schnittpunkt!}$ ), werden gerade keine Elektronen ausgelöst. Bei etwas mehr Energie, kommt es zur Auslösung. Diese sogenannte Grenzfrequenz  $f_{gr}$ hilft bei der Berechnung der Ablösearbeit  $W_A$ :

$$0 = hf - W_A \rightarrow W_A = hf$$

An diesem Experiment zeigt sich die bahnbrechende Entdeckung der sogenannten Quantenphysik. Es zeigt sich, dass das Verhalten von Licht der klassischen Mechanik und Energielehre widerspricht. Licht gibt seine Energie in Portionen, den Lichtquanten  $W_L = hf$  ab! Die Intensität des Lichtes spielt bei der Energie keine Rolle (nur bei der Anzahl

an Photonen), obwohl sie nach der klassischen Mechanik eigentlich die Feldstärke E der Lichtwelle und damit ihre Energie steigern sollte. Es zeigt sich, dass Fotoelektronen geringerer kinetischer Energie ebenfalls die gleiche Energie  $W_L = hf$  besitzen. Im Hallwachsexperiment kommen diese nämlich aus unterschiedlichen Tiefen des Metalls und verlieren dort schon einen Teil ihrer Energie. Man spricht auch von der "Quantisierung des Lichtes". Die Energie elektromagnetischer Strahlung ist also quantisiert, verfügbar in Portionen, den Photonen.

#### 6.3 Entstehung Röntgenbremsspektrum



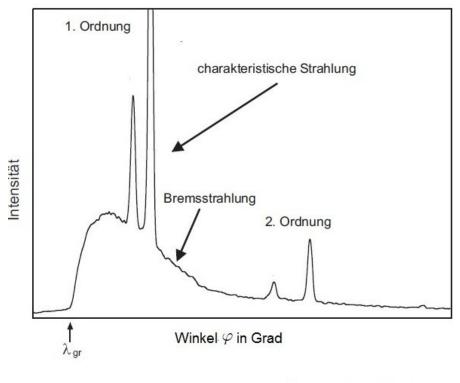
Treffen unter hoher Spannung beschleunigte Elektronen auf ein Hindernis, werden sie stark abgebremst. Werden Elektronen beschleunigt oder abgebremst, so strahlen sie Energie in Form von elektromagnetischen Wellen aus (Bremsstrahlung). Diese Strahlung wird in Form von Röntgenphotonen weiter in den Raum geschleudert. Röntgenstrahlung, auch X-Rays genannt, ist entstanden. Sie ist dem Licht sehr ähnlich und wird nicht durch elektrische oder magneti-

sche Felder abgelenkt! Die Entstehung von Röntgenstrahlung wird auch als Umkehrung des Fotoeffekts bezeichnet, da hier aus Energie von Elektronen Photonen erzeugt werden). Die Wellenlänge von Röntgenstrahlung ist sehr klein (weniger als ein Nanometer). Es zeigt sich, dass Röntgenstrahlen an winzigen Gittern interferieren können. Die Gitter stellen Kristalle dar, die aus mehreren Netzebenen  $d_1$ , bzw.  $d_2$  bestehen. Mit der Bragg'schen Reflexionsbedingung (siehe Abschn. 5.4) ergibt sich für **konstruktive** Interferenz:

$$\delta = 2d \cdot \sin \varphi$$
 (mit:  $\delta = k \cdot \lambda$ )

Da es auch hier Maxima und Minima gibt, die Strahlung jedoch nicht sichtbar ist, muss man mit einem Zählrohr (GGM-Zähler) die Intensität (Impulse) messen. Man durchfährt langsam alle Reflexionswinkel und misst Maxi-und Minima (Deybe-Scherrer-Verfahren). Man kann Röntgenstrahlen auch an Floureszenzbildschirmen sichtbar machen, jedoch ist eine Messung damit nicht möglich.

Man erkennt die Enstehung des Röntgenspektrums. Die Bremsstrahlung bildet den unteren, kontinuierlichen Teil ohne hohe Peaks. Die starken Amplituden bilden die charakteristischen Linien des Anodenmaterials, gegen die die Elektronen prallen. Es werden bei bestimmten Wellenlängen (also Frequenzen → Energie) Elektronen auf den Schalen auf ein höheres Energieniveau gehoben, dass sie aber nicht lange halten können. Beim Quantensprung zurück auf das alte Energieniveau, wird Energie in Form von zusätzlichen elektromagnetischen Photonen frei, die die Ausschläge im Spektrum erzeugen.



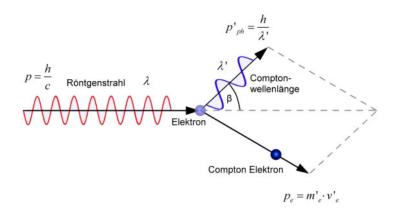
$$\text{E,f} \; \stackrel{\text{nehmen zu, je weiter rechts im Spektrum}}{\leftarrow} \, \stackrel{\text{nehmen zu, je weiter rechts im Spektrum}}{\leftarrow} \,$$

nehmen zu, je weiter links im Spektrum

Analog zum Fotoeffekt sollte auch Röntgenstrahlung quantisiert sein (W=hf). Wir beschleunigen Elektronen mit einer Spannung  $U_B$ . Jedes Elektron erhält die Energie  $E=eU_B$ . Gibt ein Elektron seine **gesamte** Energie  $W_{max}$  in Form eines Photons ab, so muss gelten:  $eU_B=hf$ . Das enstehende Röntgenquant hat die maximalst mögliche Frequenz  $f_{max}=\frac{eU_B}{h}$ . Es gibt also eine minimale Wellenlänge (**Grenzwellenlänge**), ab der Röntgenstrahlung entsteht  $\lambda_{min}=\frac{c}{f_{max}}$  und wo die Energie der Quanten am größten ist! Die Wellenlängengrenze ist bestimmt, durch die Beschleunigungsspannung, da diese proportional zur Frequenz ist. Das Spektrum zieht sich prinzipiell bis ins Unendliche, da die Elektronen auch extrem kleine Energieportionen abgeben können. Wir wissen, dass wie  $\lambda$  auch mit der Bragg-Reflexion bestimmen können. Also haben wir eine weitere Möglichkeit, h zu bestimmen:

$$h = \frac{\lambda_{min} \cdot U_B \cdot e}{c}$$

# 6.4 (Compton-Effekt)



Mit Einstein's  $E = mc^2$  gilt folgende Überlegung für Masse und Impuls eines Photons:

$$W_L = hf \rightarrow E = W_L \rightarrow mc^2 = hf \Rightarrow m_{ph} = \frac{h \cdot f}{c^2}$$

Für einen Impuls p = mv gilt:  $p_{ph} = m_{ph} \cdot v = m_{ph} \cdot c$ . Einsetzen von  $m_p h$ :

 $p_{ph}=\frac{hf}{c^2}\cdot c$  gekürzt:  $p_{ph}=\frac{hf}{c}=\frac{h}{\lambda}$ . Soviel zu theoretischen Herleitung. Einem Photon kann also trotz Wellenbetrachtung ein Impuls UND eine Masse zugeordnet werden, die sich aus Größen für Wellen zusammensetzen! Der Compton-Effekt beweist die Existenz von Photonen als Teilchen, da sie sich manchmal wie klassische Objekte der newton'schen Mechanik verhalten.

In der Abbildung ist der Zusammenstoß eines Röntgenquants mit einem Elektron dargestellt. Nach dem Zusammenstoss verliert es gemäß Energieerhaltungssatz Energie und gemäß Impulserhaltungssatz Teile des Impulses. Die verlorene Energie (Impuls) werden an das Elektron weitergegeben. Da Energie abgegeben wurde, verringert sich die Frequenz des Quants und somit die Wellenlänge. Die Differenz von Wellenlänge vor und nach Zusammenstoß:  $\Delta \lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_c - (\cos \beta)$  (empirisches Messergebnis).  $\lambda_c$  bezeichnet die sogenannte Compton-Wellenlänge eines Photons. Mit  $p_{ph} = \frac{h}{\lambda}$  ergibt sich:

$$m_e \cdot d = \frac{h}{\lambda_c} \Rightarrow \lambda_c = \frac{h}{m_e c}$$

# 6.5 Elektronenbeugungsversuch

Beugung und Interferenz treten auch bei Elektronen auf. Der Physiker De Broglie überlegte, wenn man Photonen eine Wellenlänge zuordnen kann, sicher gilt dies auch für

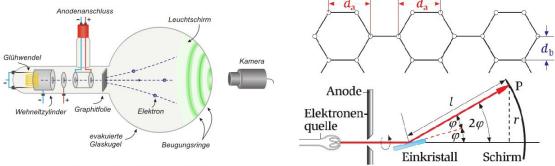


Abb.1: Elektronenbeugungsröhre mit den Beugungsringen

Abb.2: Netzebenen und Bragg-Reflexion am Einzelkristall

Elektronen (Teilchenbetrachtung!). Mit dem Impuls p=mv:  $\lambda_B=\frac{h}{p}=hmv$ . Man nutzt wieder das Debye-Scherrer-Verfahren und die Bragg'sche Reflexionsbedingung. Elektronen werden mit einer Beschleunigungsspannung  $U_B$  in die Elektronenröhre geschossen und am Graphitkristall unter einem bestimmten Winkel gebeugt Herleitung:

Aus Abb. 2. entnimmt man:  $\sin 2\varphi = \frac{r}{l} \varphi$  ist sehr klein ( $\leq 10^{\circ}$ ), es gilt in Näherung:  $\sin 2\varphi \approx 2 \cdot \sin \varphi$ . Mit Bragg:

 $\delta = 2 \cdot \sin \varphi \cdot d$ , (mit  $\delta = k\lambda$ ), wird  $2 \sin \varphi = \frac{r}{l}$  eingesetzt:

$$2\sin\varphi = \frac{kr}{l} = \frac{k\lambda_B}{d} \Rightarrow \lambda_B = \frac{2\sin\varphi \cdot d}{k} = \frac{rd}{lk}$$

Elektronen interferieren folglich. Das ist paradox, denn man muss also Elektronen als Welle und als Teilchen betrachten. In manchen Fällen verhalten sie sich wie Teilchen, in anderen wie Wellen (siehe Welle-Teilchen-Dualismus). Auch ohne Glanzwinkel  $\varphi$  lässt sich die De-Broglie-Wellenlänge  $\lambda_B$  berechnen:

 $\lambda_B = \frac{r_1 d_1}{l}$  mit (k = 1); selbiges geht mit dem äußeren Interferenzring, der nicht etwa eine zweite Ordnung darstellt, sondern die Beugung aus der anderen Kristallebene  $(r_2, d_2)!!!$  Überprüfen der Messwerte:

$$\lambda_B = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}; \ v = \sqrt{\frac{2U_B e}{m_e}} \rightarrow r \sim U_A.$$

#### 6.6 De Broglie-Wellenlänge für Quantenobjekte mit Ruhemasse

Teilchen, die theoretisch ruhen können verfügen über die sogenannte "Ruhemasse". Dazu gehören z.B. Elektronen, Protonen, Neutronen, aber auch Sandkörner etc. Photonen hingegen haben keine Ruhemasse, da sie sich immer mit Lichtgeschwindigkeit c bewegen. Sie verfügen nur über eine relativistische Masse.

Photonen:  $\lambda(m_0=0)$   $(m_{rel}=\frac{p}{c})$ 

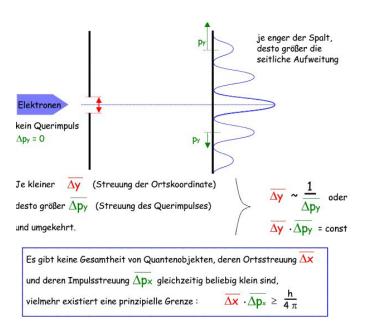
Elektronen, Protonen, Sand...:  $\lambda_B(m_0 > 0)$ 

Man kann Teilchen mit Ruhemasse also eine De-Broglie-Wellenlänge zuordnen. Einige zeigen Interferenz bei Doppelspalt-und Gitterversuchen, doch bei zu großen Teilchen muss der Spalt extrem klein sein, weshalb nur noch theoretisch Interferenz möglich ist.

#### 6.7 Welle-Teilchen-Dualismus und Heisenberg'sche Unschärferelation

Der sogenannte Welle-Teilchen-Dualismus versucht zu erklären, wie sich Quantenobjekte verhalten. Auf der einen Seite beschreibt die Wellenvorstellung die Ausbreitung der Energie im Raum (z.B. Doppelspalt mit Licht, Elektronenbeugung), die Teilchenvorstellung hingegen die Adsorption oder Emission (Wechselwirkung von z.B. Elektronen/Photonen mit Materie). Quantenobjekte können sich wie beides verhalten.

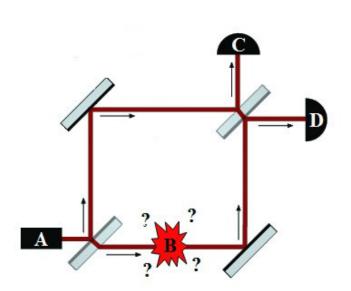
Die von Werner Heisenberg gefundene Unschärferelation oder Unbestimmtheitsrelation besagt, dass bestimmte Paare von Eigenschaften, wie beispielsweise Ort und Impuls, eines Teilchens nicht gleichzeitig beliebig genau gemessen werden können. Je genauer man das eine misst, desto ungenauer wird die Messung des anderen. Wird der Ort exakt gemessen, also ohne jede Ungenauigkeit, kann man über den Impuls überhaupt keine Aussage mehr treffen. Umgekehrt gilt dasselbe. Das ist keine Folge von unausgereifter Messtechnik oder der Schusseligkeit des wissenschaftlichen Personals, sondern eine prinzipielle Eigenschaft der Natur. Diese Unbestimmtheit hängt mit dem Welle-Teilchen-Dualismus zusammen je genauer die Position eines Photons bekannt ist, desto ungenauer kennt man seinen Impuls. Der



Impuls eines Photons ist aber proportional zu seiner Wellenlänge. Je genauer also der Ort eines Photons bekannt ist, desto weniger genau kennt man seine Wellenlänge und umgekehrt. Ein monochromatischer Wellenzug also einer mit einer einzigen exakten Wellenlänge ist unendlich lang. Sein Ort ist also vollkommen unbestimmt. Da seine Wellenlänge eindeutig ist, ist sein Impuls dagegen exakt bestimmt. Hat man dagegen ein Wellenpaket mit einer sehr engen räumlichen Ausdehnung also ein Gebilde, dessen Amplitude überall außerhalb dieser Ausdehnung null ist muss dieses Wellenpaket aus

sehr vielen Wellenlängen zusammengesetzt sein. Denn nur eine solche Überlagerung vieler Wellenlängen führt zu einer Auslöschung der Wellen außerhalb der Ausdehnung. Ein solches Wellenpaket hat also einen sehr genau bekannten Ort, aber einen unbekannten Impuls, da es ja aus vielen Wellenlängen zusammengesetzt ist und zu jeder dieser Wellenlängen gehört ein Impuls. Nun wird man die unendlich ausgedehnte Welle am ehesten als Welle bezeichnen, das eng begrenzte Wellenpaket dagegen als Teilchen auffassen. Mit anderen Worten betrachtet man ein Photon als räumlich eingegrenztes Wellenpaket oder Teilchen, sind seine Welleneigenschaften nicht mehr feststellbar. Umgekehrt gilt das Gleiche der monochromatische Wellenzug hat keine Teilcheneigenschaften. Beides Teilchenund Wellenbild sind jedoch nur Grenzfälle mit begrenzter Gültigkeit. Je nach Beobachtung ist das eine oder andere mehr oder weniger gültig. (Das Gesagte gilt nicht nur für Photonen auch Teilchen wie Elektronen haben Welleneigenschaften und unterliegen dem Welle-Teilchen-Dualismus.)

### 6.8 (Welcher-Weg-Frage als Gedankenexperiment)



Der Knallertest verdeutlicht die Überlegungen des sogenannten Komlementaritätsprinzips, also dass Wellenund Teilchenmodell sich in der QM ergänzen. In beide der Strahlengänge eines Mach-Zehnder-Interferometers wird je eine Kugel gelegt. Es gibt zwei Arten von Kugeln, heile und defekte Kugeln. Defekte Kugeln explodieren beim Zusammenstoß mit einem Quant, heile Kugeln nicht. Es stellt sich die sogenannten "Welcher-Weg-Frage". Welchen Weg wird das Quant nehmen (es

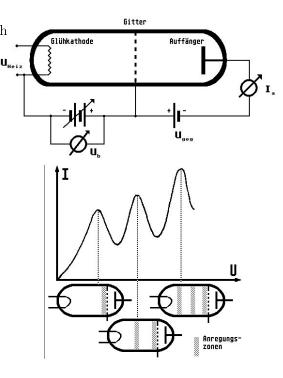
kann am Spiegel reflektiert oder gebrochen werden)? Um die WW-Frage zu beantworten muss eine defekte Kugel und eine heile Kugel in die Strahlengänge gelegt werden. Die Frage kann beantwortet werden, da zu 50% die defekte Kugel explodiert. Nimmt das Quant also den Weg zu heilen Kugel, geschieht nichts, man weiß welcher Weg genommen wurde. Explodiert die defekte Kugel, so weiß man, das Teilchen hat diesen Weg genommen. Da die WW-Frage beantwortet wurde, ist keine Interferenz zu beobachten, da wir das Teilchenmodell betrachten. Legen wir jedoch zwei heile Kugeln in die Strahlengänge, ist die WW-Frage nicht beantwortbar. Dadurch, dass kein Knaller zeigen kann, welchen Weg das einzelne Quant genommen hat, kommt es zur sogenannten Superposition. Das

Quant befindet sich in einem Zwischenzustand. Es ist sowohl auf den einem Strahlengang vertreten, als auch auf dem anderen. Ein Interferenzbild entsteht, denn das Quant behält mehrere Möglichkeiten bei einen Weg zu wählen. Sobald man jedoch einen Beobachter ergänzt, geht die Superposition verloren (siehe Gedankenexperiment Schrödinger's Katze).

# 7 Physik der Atomhülle

#### 7.1 Der Franck-Hertz-Versuch

Der Franck-Hertz-Versuch beschreibt die Quantisierung der Energieniveaus von Atomen. Beim Franck-Hertz-Versuch werden gasförmige Quecksilberatome mit Elektronen beschossen. Zuerst wird die sogenannte Franck-Hertz-Röhre erhitzt (ca 180°C) um die Hg-Atome in den gasförmigen Zustand zu bringen. Elektronen werden von einer Kathode aus in Richtung der Gitteranode beschleunigt. Hinter der Gitteranode befindet sich eine negative geladene Auffängerplatte, die Elektronen, die bis zu ihr durchdringen abstößt. Die Elektronen werden dann von der positiven Gitteranode aufgefangen. Bei hohen Beschleunigungsspannungen überwinden jedoch viele Elektronen das Feld zwischen Gitteranode und negativer Auffängerplatte. Sie prallen auf die Platte und der entstehende Strom wird mit einem Messgerät registriert (Auffängerstrom). Befinden sich nun gasförmige Quecksilberatome in der Röhre, sinkt ab bestimmten Beschleunigungsspannungen die Stromstärke rapide ab. Dreht man weiter die Spannung auf, steigt ab einer gewissen Spannung die Stromstärke auf Maximalwerte, bevor sie wieder rapide auf Minima abfällt. In der Röhre bilden sich Anregungszonen aus nicht sichtbarem UV-Licht. Je höher



die Beschleunigungsspannung, umso mehr Anregungszonen entstehen. Sie wandern immer weiter zur Glühkathode.

Die UV-Erscheinungen und die Stromstärkeminima lassen sich dadurch erklären, dass die Elektronen ihre Energie an die Quecksilberatome durch vollkommen unelastische Stöße abgegeben haben. Danach haben sie nicht mehr genug Energie, den Auffängerplatte zu erreichen, es wird weniger Strom registriert. Es fällt auf, dass es nur bei ganz bestimmten Spannungswerten, also Energiewerten zu einem Stromstärkeabfall kommt. Die Quecksilberatome nehmen folglich nur diskrete, also gequantelte Energiewerte auf. Haben die Elektronen nicht genug Energie, um diese Werte zu erfüllen, kommt es nicht zu unelasti-

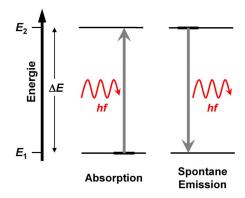
schen, sondern zu vollkommen elastischen Stößen, die dadurch gekennzeichnet sind, dass es zu keiner Energieabgabe kommt (das Elektron prallt gegen ein Quecksilberatom und nimmt seine gesamte Energie wieder mit). Erhöht man die Beschleunigungsspannung weiter, so haben die Elektronen genug Energie, um mehrere unelastische Stößte durchzuführen. Sie prallen gegen ein Atom, geben ihre Energie ab, werden wieder beschleunigt und prallen wieder gegen ein Atom unter Energieabgabe. Dadurch entstehen bei höherer Spannung (=Energie) immer mehr Anregungszonen, da die Elektronen schon nach einer kurzen Strecke stark genug beschleunigt wurden, um Energie abzugeben. Die Minima im Stromstärke-Spannungs-Diagramm zeigen die Spannungswerte an, bei denen es zu den meisten unelastischen Stößen kommt. Nicht alle Elektronen werden gleich beschleunigt, wodurch sich ihre Energiewerte unterscheiden können. An den Stellen der Minima haben jedoch die meisten Elektronen die richtige Energie durch Beschleunigung erfahren, wodurch die wenigsten zur Auffängerplatte durchkommen. Es muss ebenso nicht zwingend zu Stößen kommen. Einzelne Elektronen können das Atomgewirr durchdringen, ohne an ein Quecksilberatom gestoßen zu sein. Dadurch steigt die Stromstärke auch bei den Minima kontinuerlich an. Die Maxima sind Orte, an denen es zu den wenigsten unelastischen Stößen kommt, da hier fast keine Elektronen die nötige Energie zur Anregung der Quecksilberatome tragen.

Das UV-Leuchten der Anregungszonen kommt dadurch zustande, dass bei einem unelastischen Stoß mit einem Elektron, ein Schalenatom des Atoms auf ein höheres Niveau gehoben wird. Diesen Vorgang nennt man Quantensprung. Es gibt nur diskrete, also erlaubte Energieniveaus, auf die die Elektronen der Atome einen Quantensprung ausführen dürfen. Die Energie um ein Atom anzuregen muss genau der Differenz von einem Niveau zum nächsten Niveau entsprechen. Die Energie der Atome ist gequantelt. Dieser angehobene Zustand ist nur für einen extrem kurzen Moment existent (ca.  $10^{-8}$ s lang). Danach springt das Elektron wieder auf ein unteres Niveau. Dazu muss es aber zur Energieabgabe kommen. Diese wird als Photon (hier im UV-Bereich) emittiert.

#### 7.2 Quantenhafte Emission und Absorption - Energieniveauschemata

Wir haben am Franck-Hertz-Versuch gesehen, dass Atome als eine Art "Kurzzeitenergiespeicher "fungieren können. Wir ordnen ihnen diskrete Energieniveaus zu. Der unterste Zustand wird als Grundzustand  $E_1$  oder  $W_1$  bezeichnet und oft zu 0 eV gesetzt. Der Grundzustand ist stabil. Ein höherer Zustand wird mit  $E_n$  gekennzeichnet. Der Zustand nach  $E_1$  ist  $E_2$  usw. Dazwischen befinden sich Bereiche unerlaubter Energiezustände, die ein Elektron nicht einnehmen kann und darf.

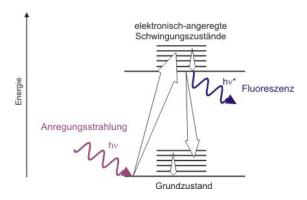
Einen Quantensprung zwischen zwei Zuständen führt das Elektron dann aus, wenn es die Energiedifferenz durch einen Stoß mit einem Elektron, einer Anregung durch ein Photon und anderen Arten von Energiezufuhr zugeteilt bekommt. Der angeregte Zustand ist sehr kurzweilig und regt sich schnell wieder ab. Es wird ein Photon derselben Energie emittiert. Es bei bestimmten Stoffen auch zu Sprüngen über mehrere Energieniveaus kommen. Ebenso kann der Quantensprung zurück über mehrere einzelne Zustände unter



Emittierung von mehreren Photonen unterschiedlichster Energien, also Wellenlängen erfolgen. Die Energie der emittierten Photonen ist  $W=h\cdot f$ . Die Aufnahme von Energie nennt sich Absorption.

## 7.3 Fluoreszenz und Phosphoreszenz

Als Floureszenz bezeichnet man die Lichtemission kalter Körper, angeregt durch eingestrahlte Photonen oder durch Elektronenstöße. Im Gegensatz zur sogenannten "Resonanzfloureszenz "können bei der Floureszenz beliebig viele Quantensprünge über verschiedene Niveaus stattfinden. Die absorbierte Energie wird sozusagen "zerstückelt ".



- 7.4 Resonanzabsorption mit Natrium
- 7.5 Balmer-Formel zur Berechnung von Energiedifferenzen zwischen zwei Zuständen von Atomen weniger Elektronen
- 7.6 Der Charakteristische Anteil des Röntgenspektrums
- 7.7 Der eindimensionale Potentialtopf (Quantisierung der Energieniveaus)
- 7.8 Orbitale bis n=2 (Orbitale als 3D-Darstellung aus Wahrscheinlichkeitsverteilungen)
- 7.9 Anwendung: He-Ne-Laser

# 8 Physik des Atomkernes

- 8.1 Das Zerfallsgesetz Abklingprozesse
- 8.2 Das Geiger-Müller-Zählrohr
- 8.3 Stochastische Natur der Strahlung
- 8.4 Arten von Strahlung Eigenschaften
- 8.5 Zerfallsreihen Anwendung der Nuklidkarte
- 8.6 Massendefekt
- 8.7 Der Halbleiterdetektor
- 8.8 Interpretation von  $\alpha$ -Spektren
- 8.9 Der Tunneleffekt
- 8.10 Einsatz von Radionukliden in der Medizin

