

Physik

Michael S. Walz Christopher R. Nerz

Schuljahr 2003/2004 & 2004/2005

Inhaltsverzeichnis

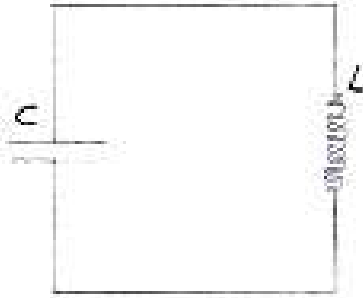
1 Elektromagn. Schwingungen	1
1.1 Der Schwingkreis	1
1.2 Dämpfung und ihre Aufhebung	3
1.2.1 Entdämpfung durch Rückkopplung	3
1.3 Hochfrequenz	4
1.3.1 Nachweis hochfrequenter Schwingungen:	4
1.3.2 Erzeugung hochfrequenter Schwingungen mit der Dreipunktschaltung	5
1.4 Der Hertz'sche Dipol	6
1.5 Die elektromagnetische Welle	7
1.5.1 B -Feld erzeugt E -Feld	7
1.5.2 Maxwell: E -Feld erzeugt ein B -Feld	7
1.5.3 Berechnung von c	8
1.5.4 Schlussbemerkung:	8
1.6 EM-Welle in Materie	9
1.6.1 Der Dipol hat Eigenfrequenzen	9
1.6.2 Brechungsgesetz bei EM-Wellen	9
1.7 Lichtgeschwindigkeit	10
1.8 Wellenlängenbestimmung	11
1.8.1 Beispielrechnung	12
1.8.2 Sichtbares Spektrum	12
1.8.3 Kohärentes Licht	13
1.9 Das optische Gitter	13
1.9.1 Raum zwischen den Maxima:	14
1.9.2 Auflösungsvermögen des Gitters	15
1.9.3 Gitterspektren	15
1.9.4 Laserlicht trifft auf Lycopodium	16
1.9.5 Der optische Weg	16
1.10 Der Einzelspalt	16
1.10.1 Woher kommen die Minima?	16
1.11 Zeigerdiagramm und Interferenz	17
1.11.1 Der Doppelspalt	18
1.11.2 Der Dreifachspalt	18
1.11.3 Der Einzelspalt	18
1.11.4 Einzelspalt und Gitter	19
1.11.5 Strahlenoptik als Grenzfall der Wellenoptik	20
1.12 Röntgenstrahlen	20
1.12.1 Drehkristallmethode	21

1 Elektromagnetische Schwingungen und Wellen

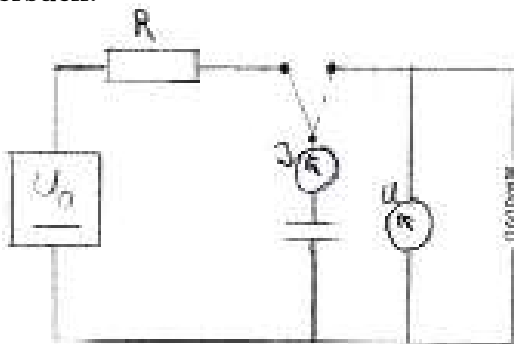
1.1 Der Schwingkreis

Idee: Energiependelung in E - und B -Feldern

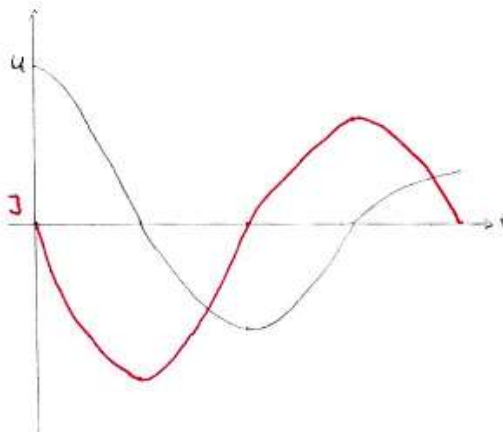
Schwing-
kreis:



Versuch:



Beobachtung: C wird zunächst auf U_0 geladen. Nach dem Umschalten schwingen die Zeiger der Messinstrumente um 90° phasenverschoben hin und her.



Mathema. Untersuchung

$$\begin{aligned}
 U_C &= U_L \\
 \frac{Q}{C} &= -L \cdot \dot{I} \\
 \frac{Q}{C} &= -L \cdot \ddot{Q} \\
 \ddot{Q} &= -\frac{1}{L \cdot C} \cdot Q \\
 \ddot{Q} &= -k \cdot Q \quad (1)
 \end{aligned}$$

Lösungsansatz:

$$Q = \hat{Q} \sin \omega t$$

$$I = \dot{Q} = \hat{Q} \omega \cos \omega t$$

$$\ddot{Q} = -\hat{Q} \omega^2 \sin \omega t$$

Aus (1) folgt: $-\hat{Q} \omega^2 \sin \omega t = -k \cdot \hat{Q} \sin \omega t$

$$\omega = \sqrt{k} \Rightarrow T = \frac{2 \cdot \pi}{\sqrt{k}} = 2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}$$

Beispiel

$$C = 100 \mu \quad L = 630 H$$

$$T = 1,58 s$$

Bemerkungen:

$$I = \dot{Q} = \underbrace{\hat{Q} \omega}_{\hat{I}} \cos \omega t$$

$$U = \frac{\hat{Q}}{C} \sin \omega t$$

$$\frac{\hat{U}}{\hat{I}} = \frac{1}{\omega C} = X_C$$

ebenso: $X_C = X_L$

$$\frac{1}{\omega C} = \omega L$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \sqrt{k}$$

Energie im Schwingkreis:

$$W_{el} = \frac{1}{2} C U^2$$

$$W_{mag} = \frac{1}{2} L I^2$$

Ohne Dämpfung: $W_{ges} = W_{el} + W_{mag}$

$$= \frac{1}{2} C \frac{\hat{Q}^2}{C^2} \sin^2 \omega t + \frac{1}{2} L \hat{Q}^2 \underbrace{\omega^2}_{\frac{1}{LC}} \cos^2 \omega t$$

$$= \frac{1}{2} C \hat{U}^2 \sin^2 \omega t + \frac{1}{2} C \hat{U}^2 \cos^2 \omega t$$

$$= \frac{1}{2} C \hat{U}^2 \cdot \underbrace{(\sin^2 \omega t + \cos^2 \omega t)}_{=1}$$

1.2 Dämpfung und ihre Aufhebung

Spule, Kabel haben R
 \Rightarrow Dämpfung

$$U_L = U_C + U_R$$

$$-L\dot{I} = \frac{Q}{C} + R \cdot I$$

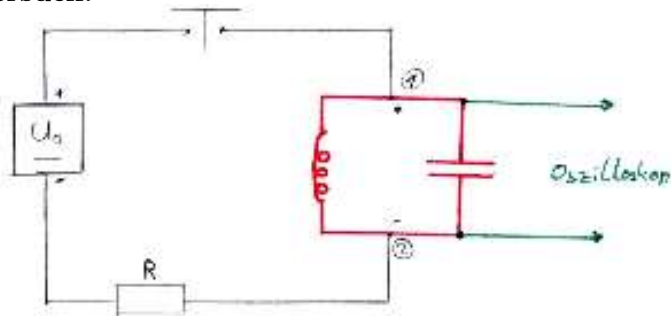
$$-L \cdot \ddot{Q} = \frac{Q}{C} + R \cdot \dot{Q}$$

\Rightarrow nicht explizit lösbar

1.2.1 Entdämpfung durch Rückkopplung

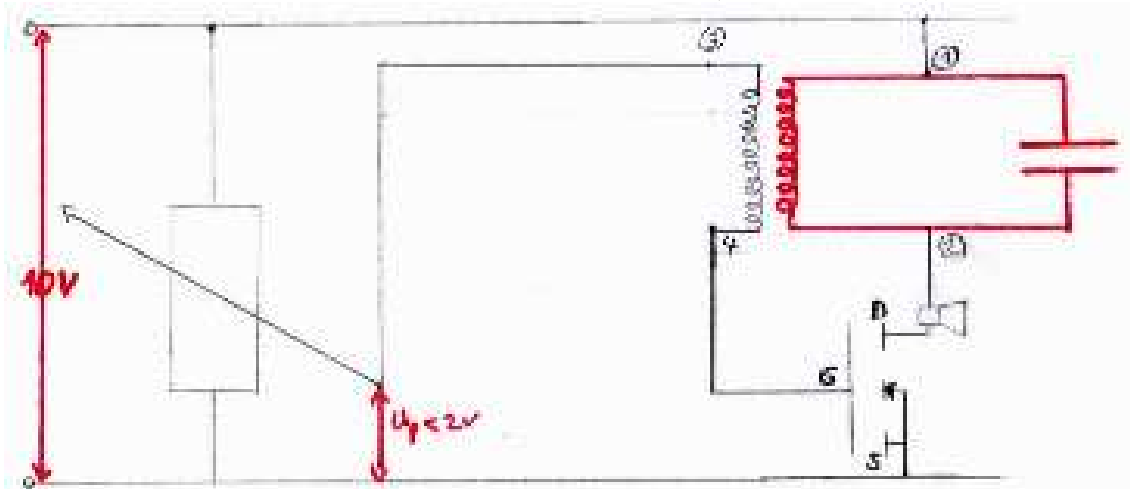
Analog zur Mechanik

Versuch:



Die Quelle kann dem Schwingkreis nur Energie liefern, wenn (1) gleich gepolt ist wie der entsprechende Pol der Quelle.

Vollautomatische Rückkopplung nach Meißner (1913 mit Triode)



Der MOSFET schließt den Stromkreis genau dann, wenn an G eine Spannung $\geq +2V$ anliegt. Ist (1) positiv und (3) negativ, so addiert sich die Spannung U_{34} zu $U_P \Rightarrow$ Energiezufuhr.

1.3 Hochfrequenz

$$f \geq 100000Hz$$

Praxis: Mikrowellenherd; Nachrichtentechnik; Kurzwellentherapie

1.3.1 Nachweis hochfrequenter Schwingungen:

Resonanzkreis:

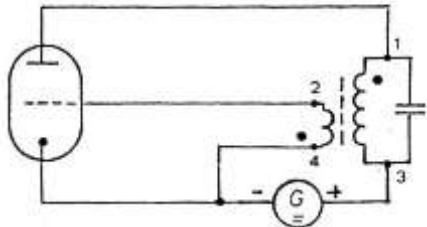


f_0 veränderbar durch Änderung von C mit Hilfe des verstellbaren Plattenabstand des Kondensators

1.3.2 Erzeugung hochfrequenter Schwingungen mit der Dreipunktschaltung

2.) Veränderung einer Meißner-Schaltung zur Dreipunkt-Schaltung

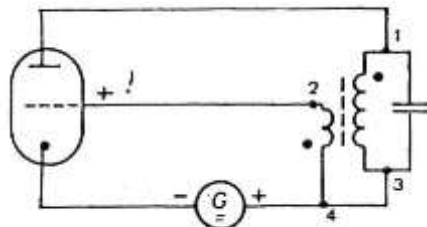
Wunsch: man möchte beide Spulen zu einer Spule zusammenfassen.



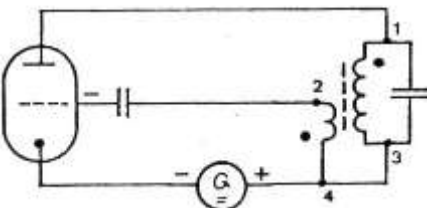
Meißner-Schaltung

Die Schwingkreis- und die Rückkopplungsspule lassen sich zunächst nicht zusammenfassen, da zwischen den Anschlüssen 4 und 3 die Spannungsquelle dazwischen liegt.

→ Verlagerung der Spannungsquelle.

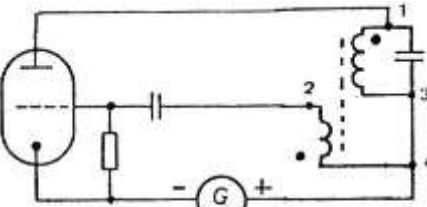


Jetzt liegt das Gitter auf dem hohen, positiven Anodenspannungspotential. Abgesehen davon, daß dies bei den üblichen Trioden zu einer Zerstörung des Gitters führen würde, liegt der Gitterspannungsarbeitspunkt im falschen Bereich.



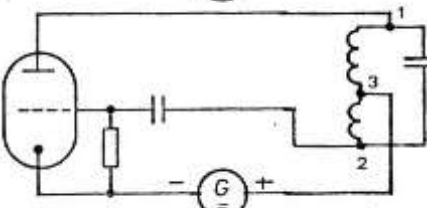
→ Einfügen eines Gitterkondensators zum 'Abblocken' der Gleichspannung vom Gitter.

Jetzt lädt sich das Gitter durch aufprallende Elektronen negativ auf, die Diodenstrecke wird nach kurzer Zeit total gesperrt, Falscher Arbeitspunkt !



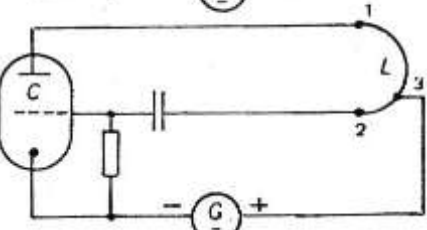
→ Einfügen eines hochohmigen Gitterableitwiderstands zwischen Gitter und Kathode.

Jetzt funktioniert die Schaltung ! Die beiden Spulen können jetzt zusammengefaßt werden, da 2 Anschlüsse auf demselben Potential liegen.



→ Zuvor müssen jedoch noch der Windungssinn, bzw. die Anschlüsse 2 und 4 der Rückkopplungsspule vertauscht werden.

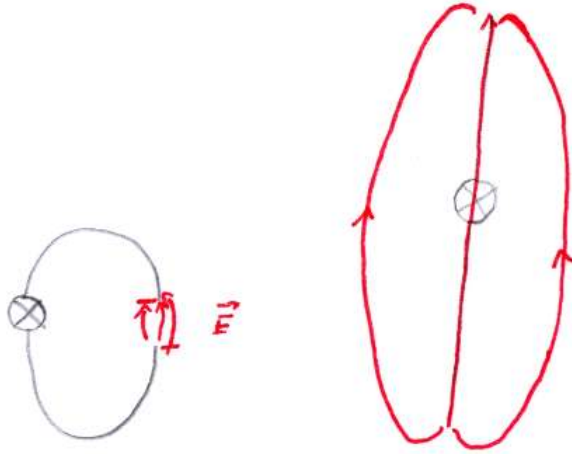
In der praktischen Ausführung fallen die Anschlüsse 4 und 3 zusammen und sind ein Mittenabgriff einer Spule. (Auch ein kapazitiver 'Mittenabgriff' zwischen 2 Kondensatoren ist möglich).



→ Für Höchstfrequenzen im Megahertzgebiet 'schrumpft' die Spule zu einem Drahtbügel; die Schwingkreis Kapazität wird durch Gitter und Anode gebildet und die Schaltung dadurch sehr einfach.

1.4 Der Hertz'sche Dipol

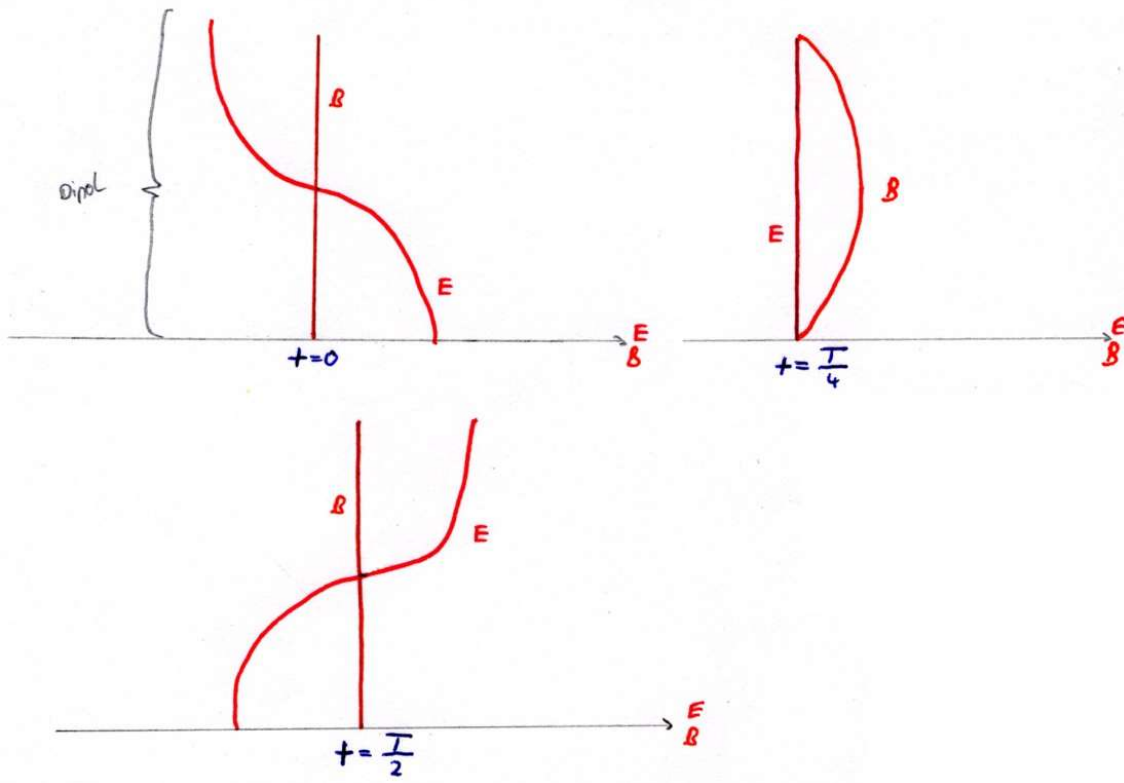
Aufbiegen eines Schwingkreises erhöht f (L, C sehr klein)



An den Enden des Stabs entstehen im Wechsel Plus- und Minuspole \Rightarrow Dipol¹

Nahfeld des Dipols: E, B -Feld 90° phasenverschoben

$$E, B\text{-Feld} \sim \frac{1}{r^3}$$



¹erforscht von Heinrich Hertz (1857 – 1894)

1.5 Die elektromagnetische Welle

Problem: Im Empfangsdipol treten auch in großen Entfernungen Ströme auf.
 $(E, B \sim \frac{1}{r^3})$

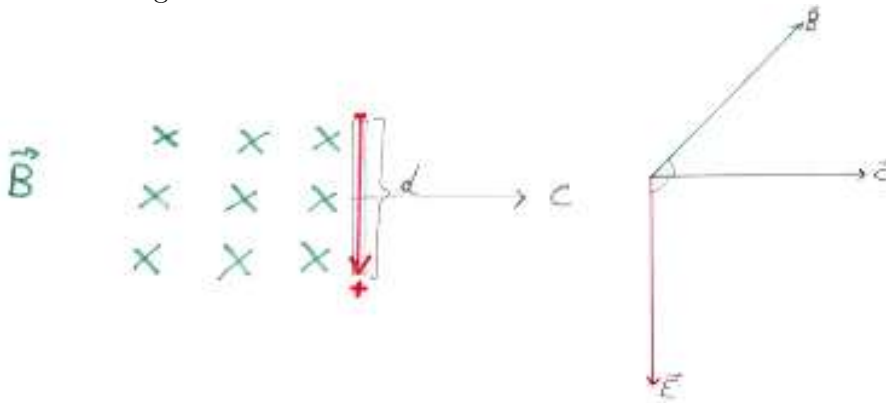
Folgerung: Neben seinem Nahfeld besitzt der Dipol ein Fernfeld.

Idee Faradays: E - und B -Felder breiten sich wie Wellen aus.

Beobachtungen: E - und B -Felder lassen sich reflektieren und zeigen Interferenz \Rightarrow Wellencharakter

1.5.1 B -Feld erzeugt E -Feld

B -Feld bewegt sich mit c nach rechts.

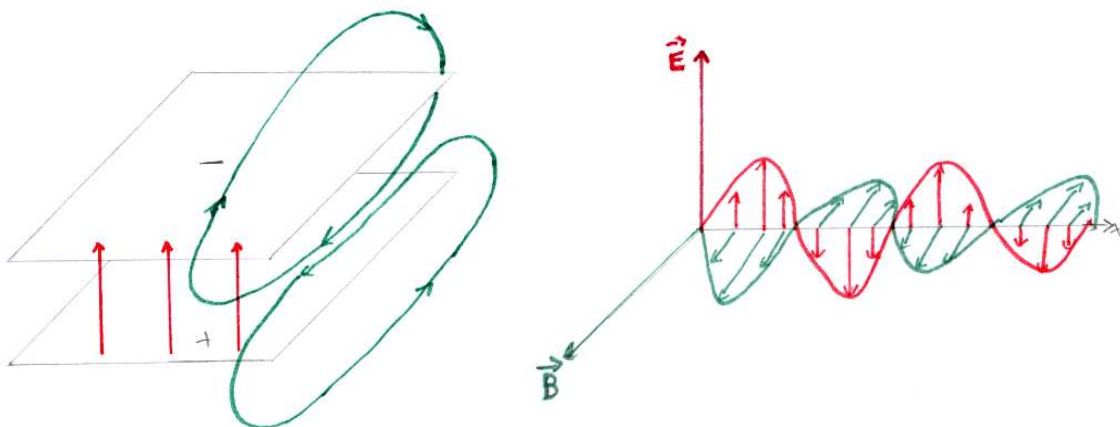


$$E = \frac{U}{d} = \frac{B \cdot d \cdot c}{d}$$

$$E = \frac{B}{c}$$

$\Rightarrow E$ - und B -Feld sind in Phase (\dot{B} erzeugt E)

1.5.2 Maxwell: E -Feld erzeugt ein B -Feld



1.5.3 Berechnung von c

Bedingung für die Welle: Zu jedem Zeitpunkt müssen die Energiedichten gleich sein.

$$\begin{aligned}
 E &= B \cdot c \\
 \rho_{el} &= \frac{1}{2} \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot E^2 \\
 \rho_{mag} &= \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\mu_0 \cdot \mu_r} \cdot B^2 \\
 \rho_{el} &= \rho_{mag} \\
 \frac{1}{2} \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot E^2 &= \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\mu_0 \cdot \mu_r} \cdot B^2 \\
 c &= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \mu_r}}
 \end{aligned}$$

Im Vakuum:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_r &= \mu_r = 1 \\
 \varepsilon_0 &= 8,85419 \cdot 10^{-12} \frac{C}{Vm} \\
 \mu_0 &= 1,25664 \cdot 10^{-6} \frac{Tm}{A} \\
 c &= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}} \\
 c &= 2,9977 \cdot 10^8 \frac{m}{s} \\
 &\approx 300000 \frac{km}{s} \\
 \text{1983 } c \text{ festgelegt: } &c = 299792458 \frac{m}{s}
 \end{aligned}$$

1.5.4 Schlussbemerkung:

EM-Wellen können ohne Dipol erzeugt werden

- a) ruhende Ladungen: nur E -Felder
- b) gleichmäßig fließende Ladung: zusätzlich B -Felder
- c) beschleunigte Ladungen strahlen: EM-Welle ($\dot{E} \neq 0$, $\dot{B} \neq 0$)

1.6 EM-Welle in Materie

Beim Übergang in verschiedenen Stoffen gilt: $f = \text{konst.}$

$$\begin{aligned}
 c &= \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r \cdot \mu_r}} \\
 &\approx \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad \text{da, } \mu_r \approx 1 \text{ bei allen Stoffen bis auf ferromagnetische Stoffe.} \\
 \lambda &= \frac{c}{f} \\
 \lambda &= \frac{c_0}{f} \\
 \Rightarrow \lambda &= \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_r}}
 \end{aligned}$$

Beispiel:

$$\text{Wasser} \quad \varepsilon_r = 81 \quad c_w = \frac{c_0}{9} \quad \lambda_w = \frac{\lambda_0}{9}$$

Ein Dipol der Länge $l = \frac{l_0}{9}$ zeigt Resonanz.

1.6.1 Der Dipol hat Eigenfrequenzen

An den Enden: E -Feld-Bauch
 B -Feld-Knoten

Bei der Grundschwingungen gibt es in der Mitte: E -Feld-Knoten, B -Feld-Bauch

$$l = k \cdot \frac{\lambda}{2} \quad ; \quad k \in \mathbb{N}$$

1.6.2 Brechungsgesetz bei EM-Wellen

$$\begin{aligned}
 \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} &= \frac{c_1}{c_2} = \frac{\frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_{r1}}}}{\frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_{r2}}}} \\
 \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} &= \frac{\sqrt{\varepsilon_{r2}}}{\sqrt{\varepsilon_{r1}}}
 \end{aligned}$$

Definition: $n = \sqrt{\varepsilon_r}$ heißt Brechungszahl

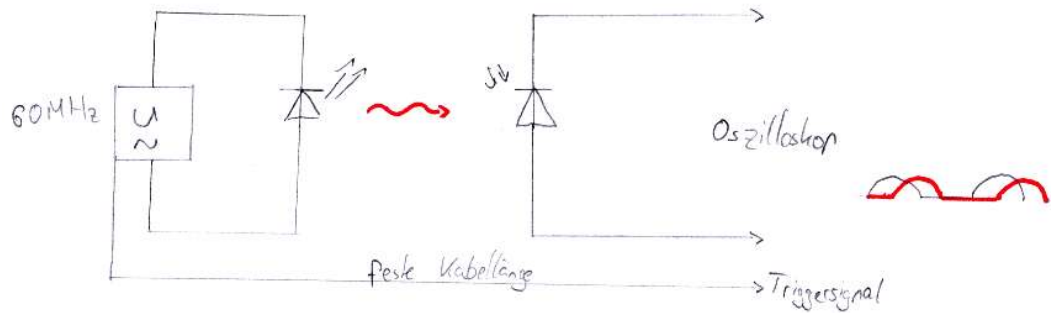
1.7 Lichtgeschwindigkeit

Historisch: Olaf Römer mit Jupiter: Mond Io

Fizeau (1819–1896): rotierender Zahnkranz

Foucault (1819–1868): Drehspiegel

Heute:



Beobachtung: $c_{\text{Wasser}} < c_{\text{Luft}}$ $n = \sqrt{\epsilon_r}$

Vermutung: Wenn Licht eine EM-Welle ist, dann müsste f mit der Farbe zusammenhängen.

Denn:

$\epsilon_r = 81$	(bei Wasser) gilt bis	$f \approx 4 \cdot 10^8 \text{ Hz}$	(vgl. 1.6)
$\epsilon_r = 50$		$f \approx 10^{10} \text{ Hz}$	
$\epsilon_r = 10$		$f \approx 10^{14} \text{ Hz}$	

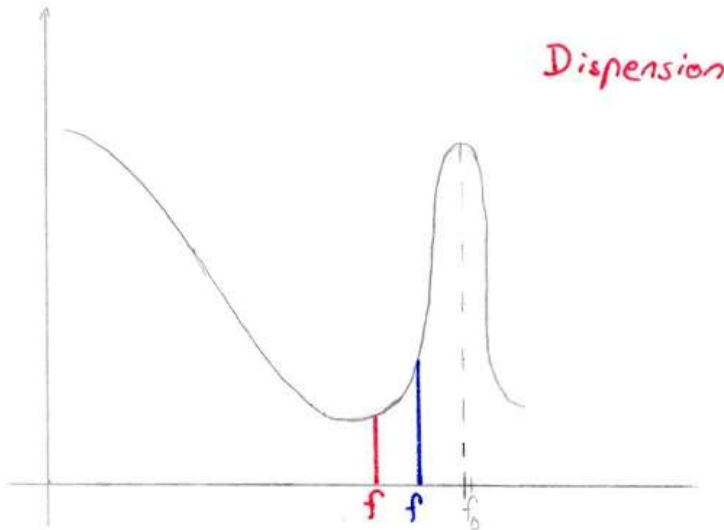
Bei Licht gilt²: $n_{\text{Wasser}} = \frac{4}{3} \Rightarrow f_{\text{Licht}} > 10^{14} \text{ Hz}$

Beobachtung: $n_{\text{violett}} < n_{\text{rot}} \Rightarrow f_{\text{violett}} < f_{\text{rot}}$

²gemessen im Labor

1802: Thomas Young mit dem Doppelspalt: $f_{\text{violett}} > f_{\text{rot}}$

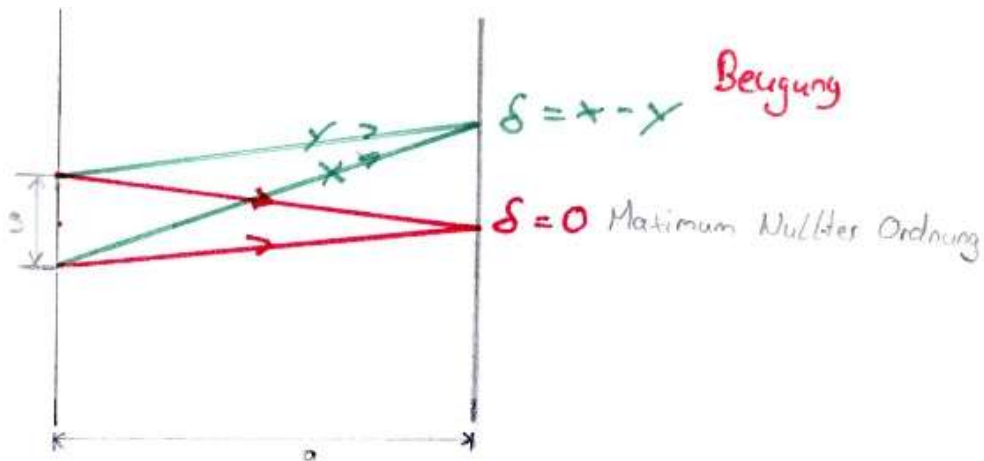
Erklärung: In der Nähe von Resonanzstellen steigt ϵ_r



1.8 Wellenlängenbestimmung mit dem Doppelspalt

Versuch: LASER mit monochromatischem³ Licht beleuchtet einen Doppelspalt.

⇒ Interferenzmuster Beugung

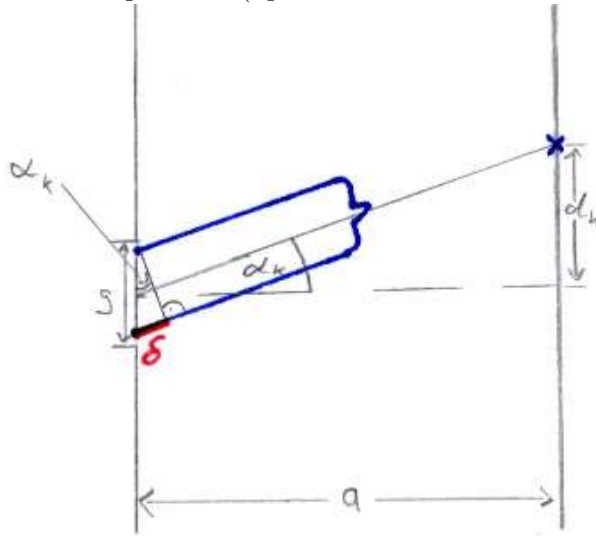


$$\text{Maxima: } \delta = k \cdot \lambda \quad k \in \mathbb{N}_0$$

$$\text{Minima: } \delta = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}$$

³einfarbigen

Da $g \ll a$ (Spaltabstand \ll Abstand zur Wand) gilt: $x \parallel y$



$$\sin \alpha_k = \frac{\delta}{g} \quad ; \quad \tan \alpha_k = \frac{d_k}{a}$$

$$\text{Maxima: } \sin \alpha_k = \frac{k \cdot \lambda}{g} \quad k \in \mathbb{N}_0$$

$$\text{Minima: } \sin \alpha_k = \frac{(2k + 1) \cdot \lambda}{2g}$$

1.8.1 Beispielrechnung

$$a = 3 \text{ m} \quad g = 0,3 \text{ mm} \quad \lambda = 633 \text{ nm}$$

Ges.: d_1

$$\begin{aligned} d_1 &= a \cdot \tan \alpha_1 = a \cdot \tan \left(\arcsin \frac{\lambda}{g} \right) \\ &= 3 \text{ m} \cdot \tan \left(\arcsin \frac{633 \cdot 10^{-9}}{3 \cdot 10^{-4}} \right) \\ &= 0,63 \text{ cm} \end{aligned}$$

Für α_k klein $\Rightarrow \tan \alpha_k \approx \sin \alpha_k$ Abstand benachbarter Maxima:

$$\begin{aligned} d_{k+1} - d_k &= a \cdot \tan \alpha_{k+1} - a \cdot \tan \alpha_k \\ &= a \cdot \frac{(k+1)\lambda}{g} - a \cdot \frac{k \cdot \lambda}{g} \\ &= \frac{a\lambda}{g} \end{aligned}$$

analog für die Minima

1.8.2 Sichtbares Spektrum

$$\underbrace{400 \text{ nm}}_{\text{violett}} < \lambda < \underbrace{800 \text{ nm}}_{\text{rot}}$$

1.8.3 Kohärentes Licht

LASER-Licht besteht aus parallelen, langen zusammenhängenden Wellenzügen

⇒ kohärentes Licht

Glühlicht besteht aus kurzen nicht zusammenhängenden Wellenzügen

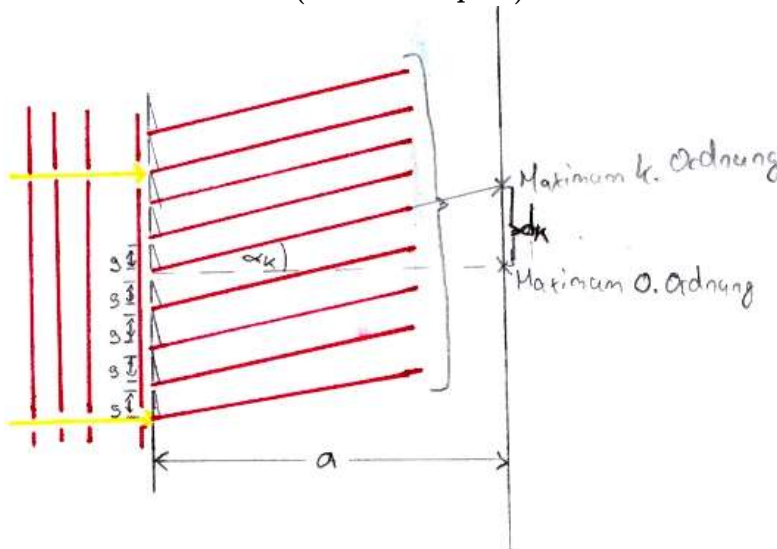
⇒ inkohärentes Licht

Mit einem Spalt wird eine Glühlampe näherungsweise zu einer kohärenten Lichtquelle.

1.9 Das optische Gitter

Nachteile des Doppelspalts: Eine gewöhnliche Lichtquelle erzeugt nur sehr lightschwache, unscharfe Muster.

Versuch mit Gitter (Mehrfachspalt): Es entstehen scharfe helle Maxima.



Maximum k . Ordnung für
 $\delta = k \cdot \lambda \quad k \in \mathbb{N}_0$

$$\sin a_k = \frac{k \cdot \lambda}{g}$$

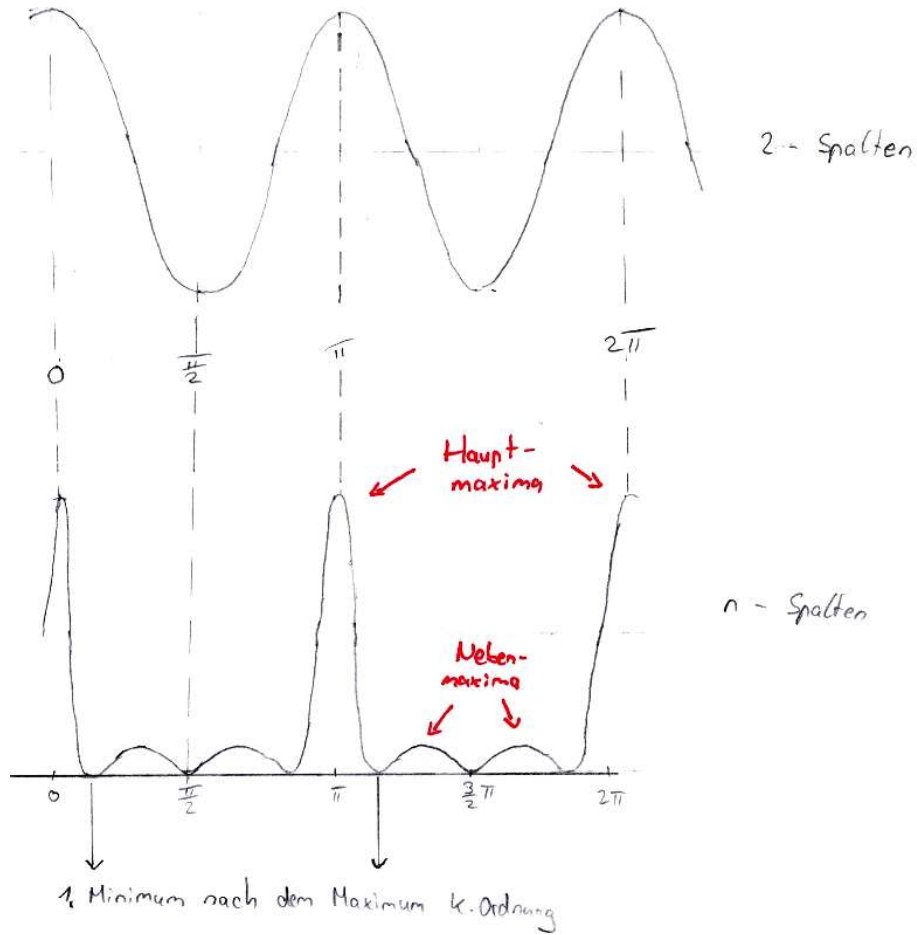
$$\tan a_k = \frac{d_k}{a}$$

g : Gitterkonstante

k : Ordnungszahl

1.9.1 Raum zwischen den Maxima:

Mit wachsender Spaltzahl treten zwischen den Hauptmaxima immer mehr Minima und Nebenmaxima auf.



Berechnung des 1. Minimum nach dem Maximum k . Ordnung

Spaltenanzahl: $n = 100$

$$\delta = k \cdot \lambda + \frac{\lambda}{100} \quad \text{Gangunterschied benachbarter Strahlen}$$

Strahl 1 und 51: $\delta_{1;51} = 50 \cdot k \cdot \frac{\lambda}{2} \Rightarrow \text{Auslöschung}$

$$\delta_{2;52} = 50 \cdot k \cdot \frac{\lambda}{2}$$

...

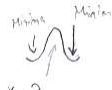
$$\delta_{50;100} = 50 \cdot k \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Allgemein: Für $\delta = k \cdot \lambda + \frac{\lambda}{n}$ erhält man das 1. Minimum nach dem Hauptmaximum k . Ordnung.

$$n \uparrow \Rightarrow \text{scharfe Hauptmaxima}$$

1.9.2 Auflösungsvermögen des Gitters

Wann erkennt man beide Maxima zweier benachbarter Wellenlängen λ und λ' ?
Das Maximum k . Ordnung von λ' muss im 1. Minimum von λ liegen.

Maximum k . Ordnung von λ :  $k \cdot \lambda - \frac{\lambda}{n}$ bis $k \cdot \lambda + \frac{\lambda}{n}$

$$\Rightarrow \quad k \cdot \lambda' \leq k\lambda - \frac{\lambda}{n} \qquad k \cdot \lambda' \geq k\lambda + \frac{\lambda}{n}$$

$$k(\lambda' - \lambda) \leq -\frac{\lambda}{n} \qquad k(\lambda' - \lambda) \geq \frac{\lambda}{n}$$

$$k \underbrace{(\lambda - \lambda')}_{\Delta\lambda} \geq \frac{\lambda}{n} \qquad \underbrace{k(\lambda' - \lambda)}_{\Delta\lambda} \geq \frac{\lambda}{n}$$

$$\Delta\lambda \geq \frac{\lambda}{k \cdot n}$$

1.9.3 Gitterspektren

Ein beleuchteter Spalt wird mit einer Linse als paralleles Lichtbündel auf ein Gitter abgebildet. (Kohärenzbedingung)

Die Maxima haben die Gestalt des Spalts \Rightarrow Spektrallinie

Prismenspektrum	Gitterspektrum
1 Spektrum von rot bis violett	k Spektren symmetrisch zur weißen Mitte von violett bis rot

1.9.4 Laserlicht trifft auf Lycopodium

Lycopodium: polykristallines Gitter Maxima sind konzentrische Kreise

1.9.5 Der optische Weg

Optischer Weg: $n \cdot d$

$\underbrace{\quad}_{\text{Brechungszahl}} \quad \underbrace{\quad}_{\text{geometrischer Weg}}$

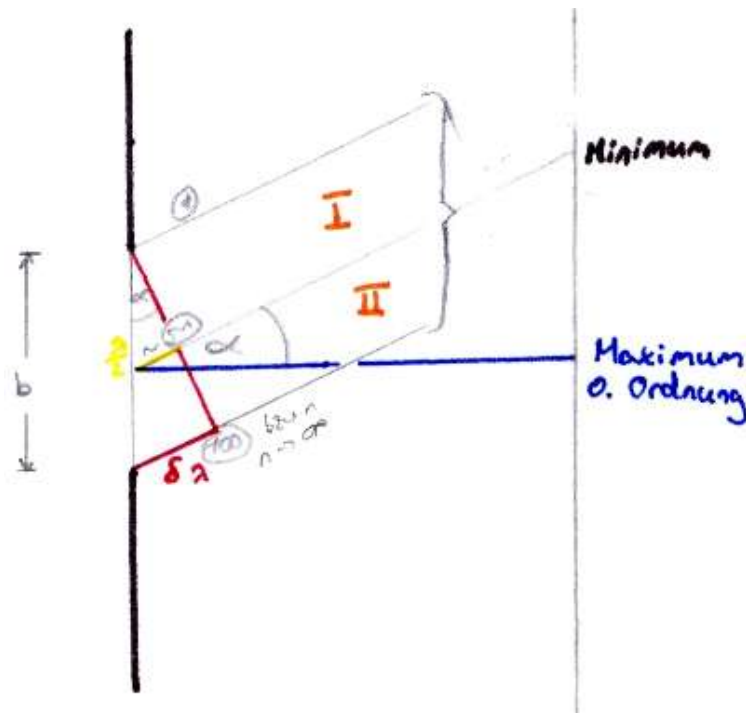
1.10 Der Einzelspalt

Versuch: Laserlicht \rightarrow Einzelspalt

Beobachtung: Je enger der Spalt umso mehr „fließt“ der Lichtfleck auf dem Schirm auseinander. Schließlich erkennt man ein Interferenzmuster.

Nach Huygens ist jeder Punkt der Spaltöffnung Ausgangspunkt einer Elementarwelle.

1.10.1 Woher kommen die Minima?



Gangunterschied benachbarter Strahlen: $\frac{\lambda}{n}$ z.B. $\frac{\lambda}{100}$

$$\Rightarrow \text{Gangunterschied zwischen den äußeren Wellen}$$

$$\delta = \frac{99}{100} \lambda = 0,99 \lambda \quad (n = 100)$$

$$\delta = \frac{999}{1000} \lambda = 0,999 \lambda \quad (n = 1000)$$

$$\delta = \lambda \quad (n = \infty)$$

$n = 100$ Welle 1 und 51 haben den Gangunterschied $\frac{\lambda}{2}$
 Welle 2 und 52 haben den Gangunterschied $\frac{\lambda}{2}$
usw.

Allgemein Jeder Strahl aus I findet in II einen Partner mit Gangunterschied $\frac{\lambda}{2}$

Minima für:

$$\delta = k \cdot \lambda \quad k \in \mathbb{N} \setminus \{0\}$$

($k = 0$: Maximum 0. Ordnung)

Winkel unter denen Minima beobachtet werden:

$$\sin \alpha_k = \frac{k \cdot \lambda}{b} \quad k \in \mathbb{N} \setminus \{0\}$$

$$\delta_{max} < b$$

$$k \cdot \lambda < b$$

$$k < \frac{b}{\lambda}$$

1.11 Zeigerdiagramm und Interferenz

Elementarwellen, die an einem Punkt interferieren, können als Überlagerung sinusförmiger Wellen, also mit Zeigern dargestellt werden.

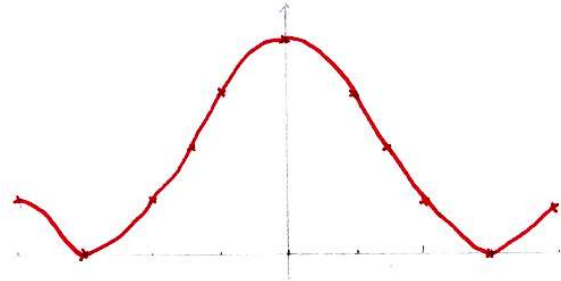
Maximum:  $\delta = k \cdot \lambda \quad k \in \mathbb{N}_0$

Minimum:  $\delta = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}$

Die Intensität I ist proportional zum Quadrat der Amplitude A .

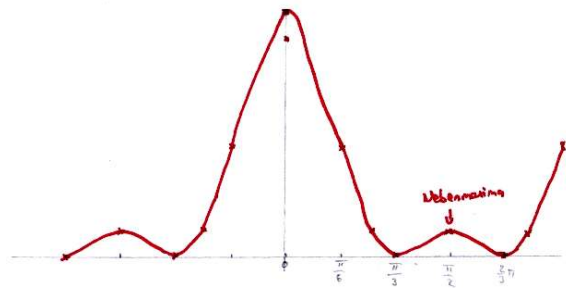
1.11.1 Der Doppelspalt

Zeiger	$\Delta\varphi$	δ	$\frac{A}{A_0}$	$\frac{I}{I_0}$
	0°	0	2	4
	60°	$\frac{\lambda}{6}$	$\sqrt{3}$	3
	90°	$\frac{\lambda}{4}$	$\sqrt{2}$	2
	120°	$\frac{\lambda}{3}$	1	1
	180°	$\frac{\lambda}{2}$	0	0
	240°	$\frac{2}{3} \cdot \lambda$	1	1



1.11.2 Der Dreifachspalt

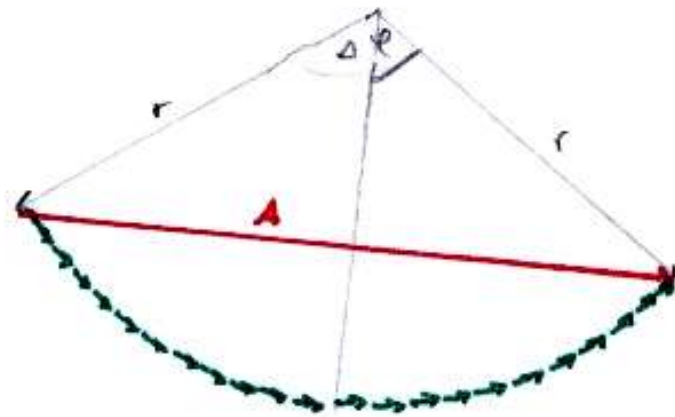
Zeiger	$\Delta\varphi$	δ	$\frac{A}{A_0}$	$\frac{I}{I_0}$
	0°	0	3	9
	60°	$\frac{\lambda}{6}$	2	4
	90°	$\frac{\lambda}{4}$	1	1
	120°	$\frac{\lambda}{3}$	0	0
	180°	$\frac{\lambda}{2}$	1	1
	240°	$\frac{2}{3} \cdot \lambda$	0	0



1.11.3 Der Einzelspalt

δ sei der Gangunterschied der Randstrahlen.

Minima: $\delta = k \cdot \lambda \quad k \in \mathbb{N} \setminus \{0\}$



Gesamtintensität: $I_0 \sim A_0^2$

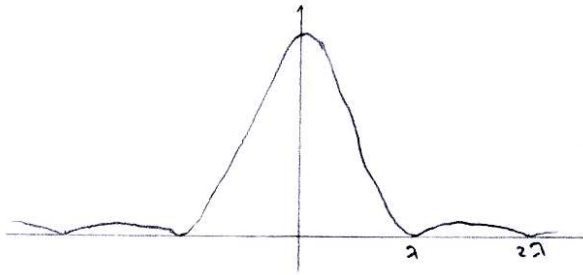
$$\sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = \frac{A}{r}$$

$$A = 2r \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)$$

$$A = \frac{2A_0}{\Delta\varphi} \cdot \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)$$

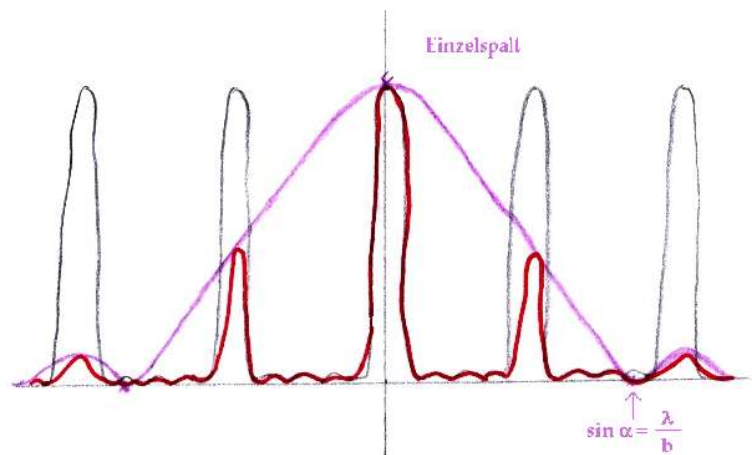
$$I \sim \left(\frac{2A_0}{\Delta\varphi} \cdot \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)\right)^2$$

$$I \sim \frac{\sin^2 x}{x^2}$$



1.11.4 Einzelspalt und Gitter

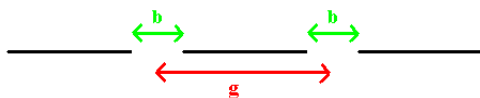
Jeder Spalt des Gitters erzeugt das Beugungsbild des Einzelspalts auf dem Schirm. Diese Beugungsbilder liegen durch ihren geringen Abstand fast am selben Ort und überlagern sich zum Beugungsbild des Gitters.



Wie viele Hauptmaxima des Gitters liegen zwischen den beiden 1. Minima des Spalts?

$$\begin{aligned}
 \text{1. Minimum:} \quad & \sin \alpha = \frac{\lambda}{b} \\
 \text{Hauptmaxima:} \quad & \sin \beta_k = \frac{k \cdot \lambda}{g} \qquad k \in \mathbb{N}_0 \\
 \Rightarrow \quad & \sin \beta_k < \sin \alpha \\
 & \beta_k < \alpha \qquad \text{für } -90^\circ < \text{WINKEL} < 90^\circ \\
 & \frac{k \cdot \lambda}{g} < \frac{\lambda}{b} \\
 & k < \frac{g}{b}
 \end{aligned}$$

Beispiel:



$$\begin{aligned}
 & g = 5b \\
 \Rightarrow & k < 5 \\
 \Rightarrow & 9 \text{ Maxima}
 \end{aligned}$$

1.11.5 Strahlenoptik als Grenzfall der Wellenoptik

Beleuchtet man einen Spalt mit $b \gg \lambda$ so entsteht ein scharfes durch Schatten begrenztes Bild des Spalts.

$$\sin \alpha_1 = \frac{\lambda}{b} \approx 0 \Rightarrow \alpha_1 \approx 0^\circ$$

$$\alpha_2 \approx 0^\circ$$

$$\alpha_3 \approx 0^\circ$$

Die Minima liegen sehr eng an der hellen Mitte und bilden den Schatten.

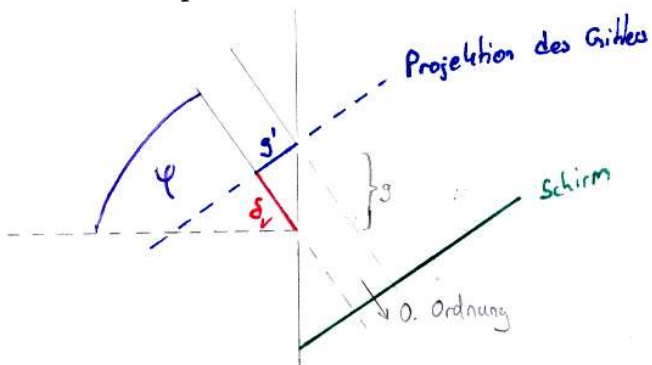
Merke: Sind Öffnungen oder Körper groß gegenüber λ , so kann Strahlenoptik verwendet werden.

1.12 Röntgenstrahlen und Interferenz an Kristallen

1895 – **Röntgen:** e^- -Strahlen treffen auf Anode \Rightarrow Röntgenstrahlen

1914 – **Max von Laue:** Röntgenstrahlen sind EM-Wellen sehr hoher Frequenz \Rightarrow Beugung an Kristallgittern (Nobelpreis)

1925 – **Compton:** Streifender Einfall am Gitter



$$g' = g \cdot \cos \varphi$$

aus $\varphi \rightarrow 90^\circ$ folgt $g' \rightarrow 0$

Beobachtung: $\lambda \approx 100 \text{ pm}$ bis 1 nm

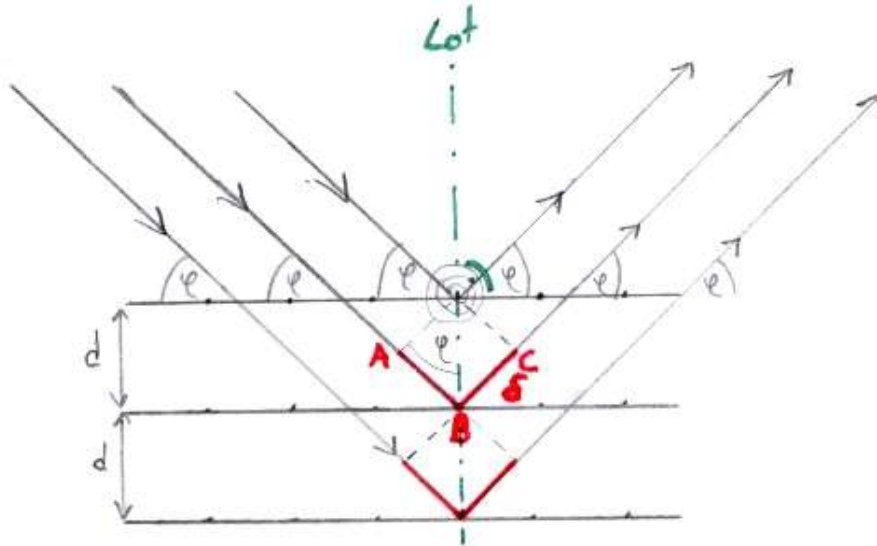
1.12.1 Drehkristallmethode

1915: W. H. Bragg (1862–1942) W. L. Bragg (1890–1971)

NaCl-Kristall bildet ein Gitter mit Netzebenen

Die Gitterbausteine schwingen kohärent mit der einfallenden Welle mit

⇒ Elementarwellen



konstruktive Interferenz für

$$\delta = k \cdot \lambda \quad k \in \mathbb{N} \setminus \{0\}$$

$$\delta = \overline{AB} + \overline{BC} = 2 \overline{AB} = 2 \cdot d \cdot \sin \varphi$$

$$k \lambda = 2 d \sin \varphi \quad k \in \mathbb{N} \setminus \{0\}$$

4

⁴LastFootnote