

6.6. Beugung

6.6.1. Grenzen der geometrischen Optik

Im Rahmen der geometrischen Optik hatten wir angenommen, dass die Wellenlänge des Lichtes klein sei im Vergleich zu allen relevanten Distanzen. Jetzt lassen wir diese Näherung fallen und betrachten die sich daraus ergebenden Konsequenzen. Als erstes Beispiel betrachten wir Licht einer punktförmigen, weit entfernten Quelle, welches durch ein Loch in einem Schirm durchtritt. Im Rahmen der geometrischen Optik würden wir erwarten, dass sich vom Loch aus ein paralleles Lichtbündel, also ein Lichtstrahl ausbreitet.

Dies ist allerdings nicht der Falls, wie man z.B. anhand der Wellenwanne nachweisen kann.

Exp.: Wellenwanne

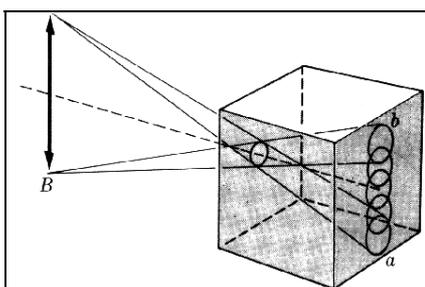
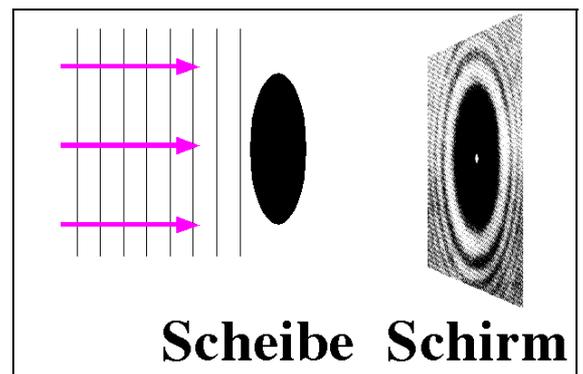


Dieses Phänomen tritt bei optischen Wellen genau so auf wie bei Wasserwellen. Allerdings sind sie aufgrund der geringen Wellenlänge nicht so leicht beobachtbar.

Die ersten Beugungseffekte wurden von Francesco Grimaldi 1660 berichtet, aber kaum beachtet. Klare Belege kamen 1801 von Thomas Young (1773-1829), doch auch diese wurden nicht allgemein anerkannt. Erst Augustin Fresnel (1788-1827) konnte der Wellentheorie wirklich zum Durchbruch verhelfen.

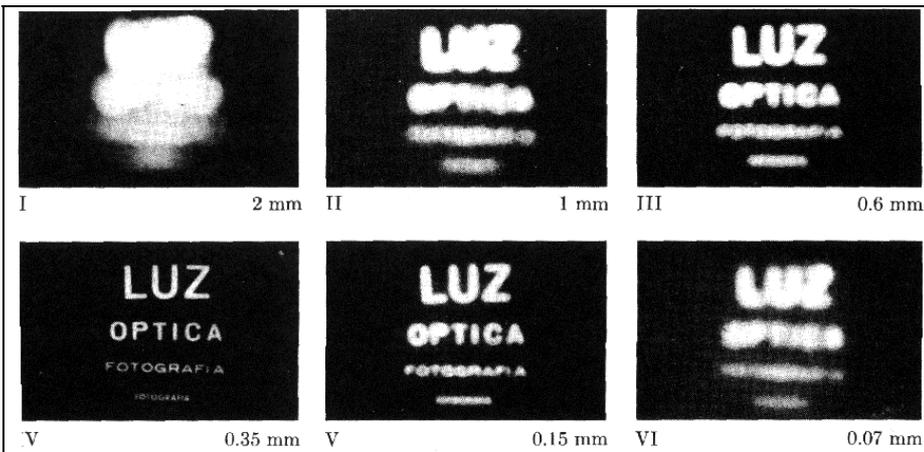
Eine wichtige Rolle bei dieser Kontroverse spielte die Beugung an einer undurchsichtigen Scheibe.

Der Mathematiker und Physiker Denis Poisson wendete die Fresnel'sche Wellentheorie auf diese Scheibe an und zeigte, dass man dann in der Mitte des Schattens einen hellen Fleck erwarten würde – eine Konsequenz, die er als klaren Beweis dafür ansah, dass die Theorie falsch sein müsse. Fresnel konnte aber kurze Zeit später experimentell diesen Punkt zeigen, der seither als Poisson'scher Fleck bekannt ist.



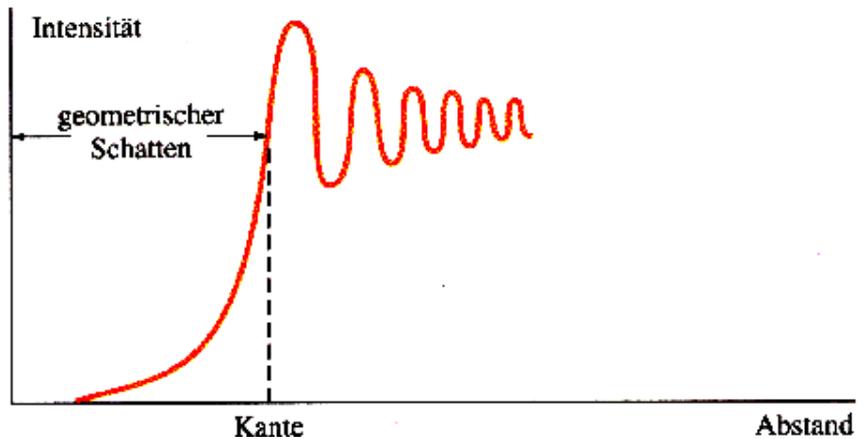
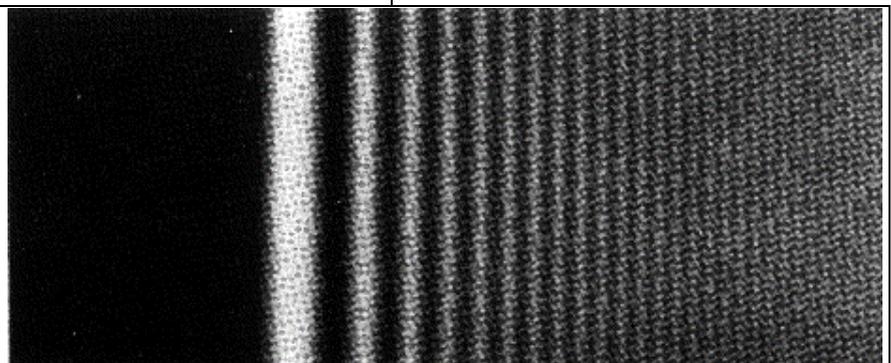
Beugungseffekte müssen u.a. berücksichtigt werden, wenn es um die optimale Abbildungsschärfe einer Kamera geht. Bei einer "Camera obscura", welche keine Linse hat führt eine Verkleinerung der Öffnung zu einer besseren Schärfe der Abbildung. (Das gleiche gilt bei Kameras mit Linsen eingeschränkt, weil bei kleinerer Blendenöffnung die Linsenfehler geringer werden).

Exp. 41: Lochkamera



Beugungseffekte erzeugen bei kleinen Öffnungen jedoch Abweichungen, welche wieder zu einer Verschlechterung der Abbildung führen.

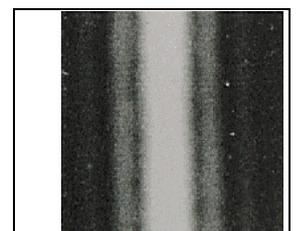
Auch Licht, das ein ausgehntes Objekt trifft, erzeugt keinen exakt geradlinigen Schatten. Jede Kante erzeugt ein Beugungsmuster wie in der Figur gezeigt. Allerdings ist dieses nur gut sichtbar wenn das Licht monochromatisch ist. Der Abstand zwischen den Interferenzmaxima hängt von der Wellenlänge ab. Verwendet man weißes Licht, so verwischen sich deshalb die verschiedenen Interferenzmuster, resp. werden durch einen regenbogenfarbigen Rand sichtbar.

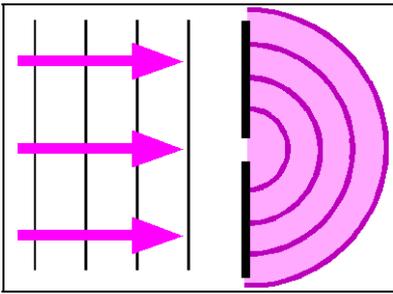


6.6.2. Beugung am Spalt

Wir betrachten zunächst das Beugungsmuster das durch einen eindimensionalen Spalt erzeugt wird. Wir betrachten dabei nur den Fall eines weit entfernten Schirms. Dabei spricht man von Fraunhofer-Beugung.

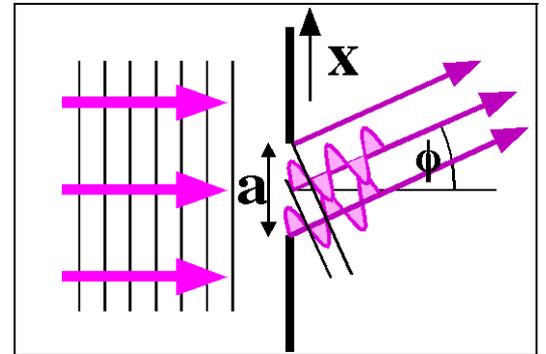
Ein typisches Beugungsmuster enthält neben dem direkten Bild des Spalts auch helle Streifen parallel dazu.





Dass neben dem zentralen Maximum weiteres Licht den Schirm erreicht kann leicht an einem sehr schmalen Spalt eingesehen werden: Ist der Spalt schmaler als die Lichtwellenlänge so wirkt er als Quelle einer zylinderförmigen Welle, welche den rechten Halbraum gleichmäßig ausleuchtet.

Dass neben den hellen Streifen auch dunkle auftreten erkennt man wenn man einen Spalt betrachtet, der etwas breiter ist als die Lichtwellenlänge. Für die eingezeichnete Richtung sieht man, dass die Welle, die aus dem Zentrum des Spalts stammt gegenüber der Welle vom unteren Rand um π außer Phase ist. Somit wird jeder Beitrag der unteren Hälfte durch einen Beitrag der oberen Hälfte exakt aufgehoben und auf dem Schirm erscheint ein dunkler Streifen.



Gemäß dem Prinzip von Huygens können wir die Feldamplitude in Richtung ϕ als Integral über Kugelwellen ausrechnen, die entlang dem Spalt angeordnet sind. Aufgrund der Annahme einer großen Distanz können wir die Amplitude für alle Teilwellen als identisch betrachten. Die Phasenverschiebung für eine Welle, die an der Stelle x entstanden ist, beträgt

$$\Delta\phi = 2\pi x \sin\phi/\lambda .$$

Die gesamte Amplitude an einem Punkt in der Richtung ϕ erhalten wir als Integral über die Beiträge über den gesamten Spalt:

$$E(\sin\phi) = E_0 \int_{-a/2, a/2} dx \exp(i 2\pi x \sin\phi/\lambda)$$

$$= E_0 1/(i 2\pi \sin\phi/\lambda) \exp(i 2\pi x \sin\phi/\lambda) \Big|_{-a/2, a/2}$$

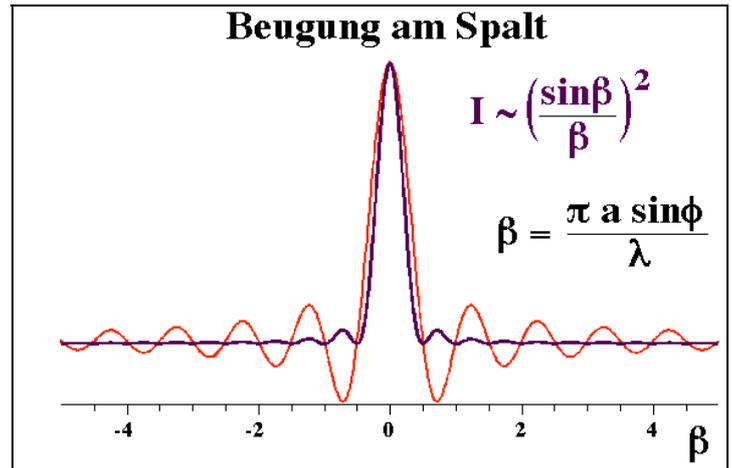
$$= E_0 \sin(\pi a \sin\phi/\lambda)/(2\pi \sin\phi/\lambda) = E_0 a \sin(\beta)/\beta \quad \text{mit} \quad \beta = \pi a \sin\phi/\lambda .$$

Wir finden somit, daß das Beugungsmuster als Funktion von $\sin\phi$ gerade als die Fouriertransformierte des Spaltes gegeben ist. Im Falle eines einfachen Spaltes ist dies die sinc-Funktion.

Die Intensität ist wie immer proportional zum Quadrat des Feldes, also zum Quadrat der sinc-Funktion. Wir finden eine Reihe von Beugungsmaxima, deren Abstände durch

$$\delta\beta = \pi \quad \sin\phi = m \lambda/a$$

gegeben sind. Je kleiner der Spalt desto breiter wird damit das Beugungsmuster.



In diesem Beispiel haben wir einen Spalt, der eine Breite von 0.1 mm aufweist. Wir beleuchten in mit Licht der Wellenlänge 630 nm. Damit werden die Maxima in einem Abstand von

$$\lambda/a = 630 \cdot 10^{-9} / 10^{-4} = 6.3 \text{ mrad.}$$

Bei einer Distanz von 5 m entspricht dies etwa 3 cm.

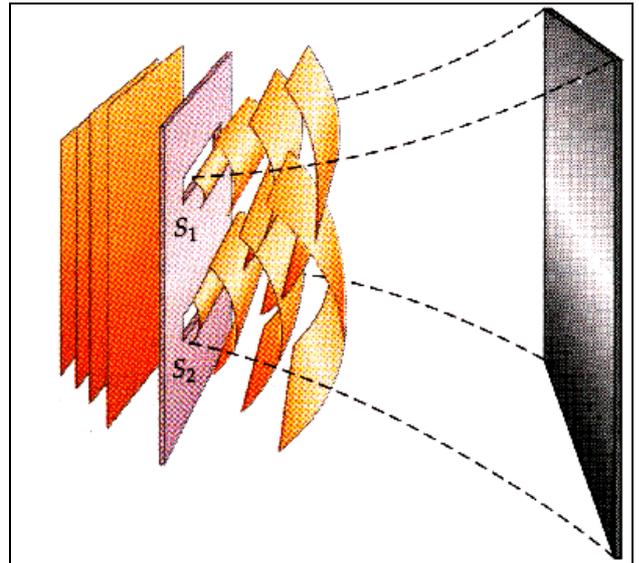
6.6.3. Beugung am Doppelspalt

Wir können nun beliebige andere Beugungsmuster ausrechnen indem wir die Fouriertransformierte bilden. Ein historisch besonders wichtiges Experiment war die Beugung am Doppelspalt von Young; zusammen mit den Arbeiten von Fresnel verhalf dieses Experiment der Wellentheorie des Lichtes zum Durchbruch.

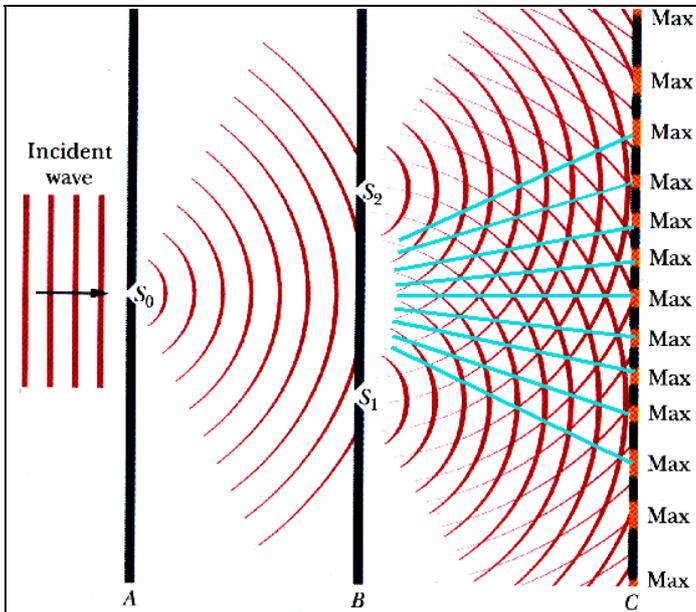
Wir betrachten einen Schirm mit zwei Spalten der Breite a im Abstand d , der von links mit einer ebenen Welle beleuchtet wird. Die beiden Spalte erzeugen jeder ein Beugungsmuster, gleich wie im Falle des einzelnen Spaltes. Zwischen den beiden Wellen erhalten wir jetzt aber zusätzlich Interferenz.

Z: Doppelspalt

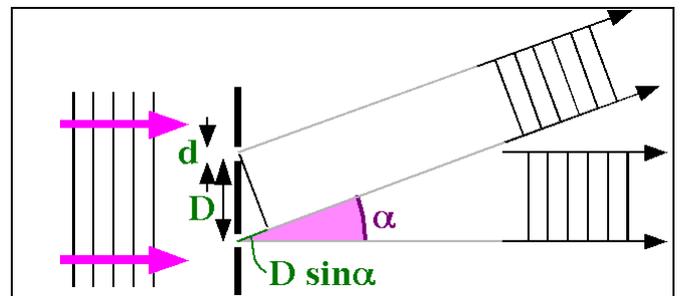
Man kann sich den Vorgang anhand von Wellenfronten darstellen. Bei jedem Spalt erhalten wir eine zylinderförmige Wellenfront. Die beiden Teilwellen sind zueinander kohärent und interferieren deshalb wenn sie sich überlagern.



Der einzelne Spalt erzeugt auf dem Schirm eine sinc-Funktion, wobei der Abstand zwischen den Maxima invers proportional zur Breite des Spaltes ist. Zusätzlich erhält man immer dann positive Interferenz wenn die beiden Teilwellen gleiche Phase besitzen, d.h. wenn sich ihre Weglänge um ein Vielfaches der optischen Wellenlänge unterscheidet.



Wir betrachten dafür nur den Fall, dass der Schirm, auf dem das Interferenzmuster abgebildet wird, sich in einem Abstand vom Doppelspalt befindet, der groß ist im Vergleich zum Abstand der beiden Spalte. Die Weglängendifferenz zwischen zwei Strahlen, die von den beiden Spalten ausgehen, beträgt dann $D \sin\alpha$. Somit ist der Phasenunterschied



$$\Phi = 2 \pi/\lambda D \sin\alpha .$$

Die Bedingung für das Auftreten eines Maximums ist, dass dieses ein Vielfaches von 2π ist, d.h.

$$D/\lambda \sin\alpha = m \qquad m = 0, 1, 2, \dots .$$

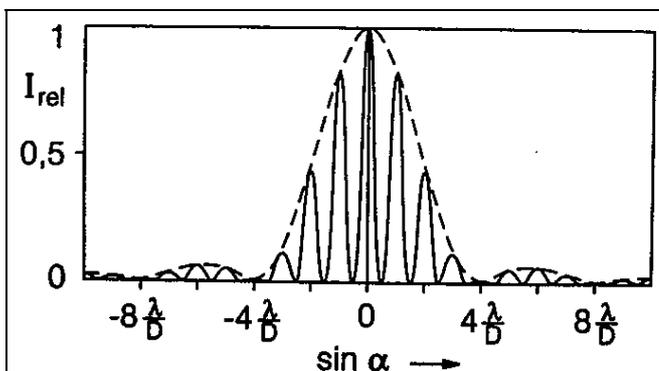
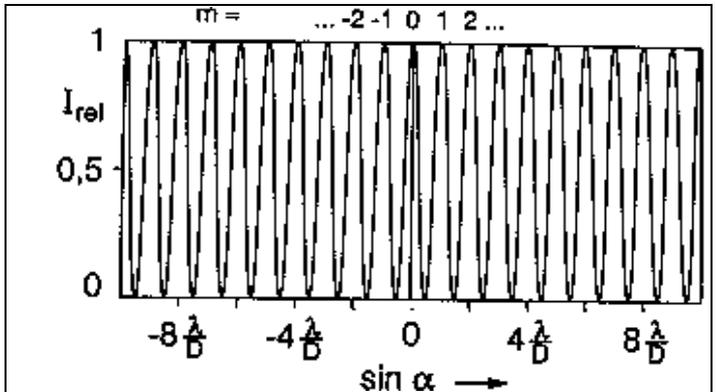
Minima treten auf wenn der Phasenunterschied ein ungeradzahliges Vielfaches von π ist, d.h. bei

$$D/\lambda \sin\alpha = (2m+1)/2 \qquad m = 0, 1, 2, \dots .$$

Die Intensität für einen beliebigen Winkel α ergibt sich aus dem Quadrat der Summe der beiden Amplituden als proportional zu

$$1 + \cos\Phi = 1 + \cos(2\pi/\lambda D \sin\alpha) = \cos^2(\pi/\lambda D \sin\alpha) .$$

Durch die Interferenz zwischen den beiden Teilstrahlen erhält man somit eine cosinusförmige Abhängigkeit der Intensität von $\sin\alpha$. (Für kleine Winkel somit auch vom Beugungswinkel α .) Jedes Maximum ist mit der entsprechenden Ordnung m markiert.



Die gesamte Intensitätsabhängigkeit erhält man indem man die Teilwellen addiert. Da die Beugungsmuster der einzelnen Spalten als Funktion des Beugungswinkels α schwächer werden, wird auch das Interferenzmuster schwächer. Das gesamte Interferenz-Beugungsbild erhält man durch Multiplikation der Funktion des Einzelspalts mit der Doppelspaltfunktion für $d \ll D$:

$$I_{DS} = \left[\frac{\sin \xi}{\xi} \cos \frac{\phi}{2} \right]^2 \quad \xi = \pi d/\lambda \sin\alpha \quad \phi = 2\pi D/\lambda \sin\alpha .$$

die Einhüllende entspricht einer sinc-Funktion, die harmonische Abhängigkeit besitzt die Periode λ/D .

Dieses Zusammensetzen des gesamten Beugungsmusters aus dem Beugungsmuster des Einzelspalts und dem Beugungsmuster von zwei dünnen Spalten kann aus dem Faltungstheorem hergeleitet werden: Die gesamte Spaltfunktion erhält man als Faltung der einzelnen Spaltfunktion mit der Funktion für zwei schmale Spalten. Das Beugungsbild ist jeweils die Fouriertransformierte dieser Funktionen. Gemäß dem Faltungstheorem ist die Fouriertransformierte einer Faltung von 2 Funktionen durch das Produkt der Fouriertransformierten gegeben.

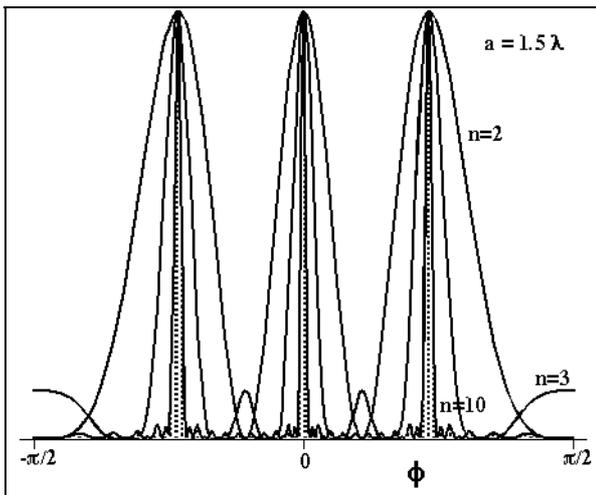
Wir haben bei diesen Betrachtungen immer die Annahme gemacht, daß der Schirm, auf dem wir das ganz betrachten, sehr weit von der Quelle entfernt sei. Dies ist nicht immer möglich. Man kann aber auf diese Bedingung auch ganz verzichten, wenn man die parallelen Strahlen durch eine Linse auf einen Schirm in endlicher Distanz abbildet.

Im Experiment ...

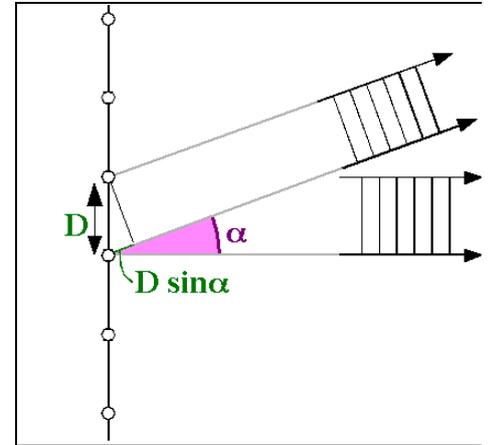
Exp. 67 : Bild und Beugungsbild

6.6.4. Das optische Gitter

Man kann die Anzahl von Spalten natürlich auch größer als 2 wählen. Dies entspricht dem Fall von N interferierenden Quellen. Wir betrachten nur den Fall dass die einzelnen Spalte unendlich dünn sind, welcher dem bereits behandelten Fall von N interferierenden punktförmigen Quellen entspricht.



Anstelle der harmonischen Funktion erhält man bei N Spalten ein Beugungsmuster, welches zunehmend schärfer wird.



Man benutzt dafür ein Gitter, d.h. ein periodisches System von dünnen Strichen und beleuchtet es mit einer kohärenten Lichtquelle. Dadurch wird jeder Strich wiederum zu einer Lichtquelle. Für identische Striche und homogenen Beleuchtung werden die Quellen gleich stark.

Die Richtung, in der die Maxima auftreten, ist die gleiche wie beim Doppelspalt:

$$D \sin \alpha = m \lambda .$$

Im Grenzfall einer unendlichen Zahl von Spalten, resp. Strichen werden die einzelnen Beugungsmaxima unendlich schmal. Die Einhüllende wird wiederum durch das Beugungsmuster des einzelnen Spalts bestimmt. Für schmale Spalten ist das Beugungsmuster beliebig breit; somit sind sämtliche Beugungsmaxima gleich intensiv. Der Beugungswinkel ist proportional zur Wellenlänge, d.h. große Wellenlängen werden stärker gebeugt. Er ist indirekt proportional zum Abstand der Gitterlinien; somit erzeugen enge Gitter einen stärkeren Beugungseffekt.

Ist der Einfall der ebenen Welle nicht senkrecht zur Fläche des Gitters, so erhalten die einzelnen Teilwellen eine unterschiedliche Anfangsphase. Wie man leicht erkennen kann ist die Phasendifferenz zwischen den auslaufenden Teilwellen Null wenn Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel, d.h. wenn das Reflexionsgesetz erfüllt ist. Für die anderen Ordnungen erhält man

$$\sin \phi = \sin \theta + m \lambda / a .$$

Diese verschiedenen Interferenzmaxima werden als Beugungsordnungen m 'ter Ordnung bezeichnet.



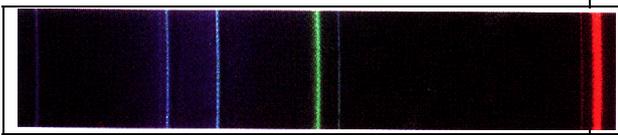
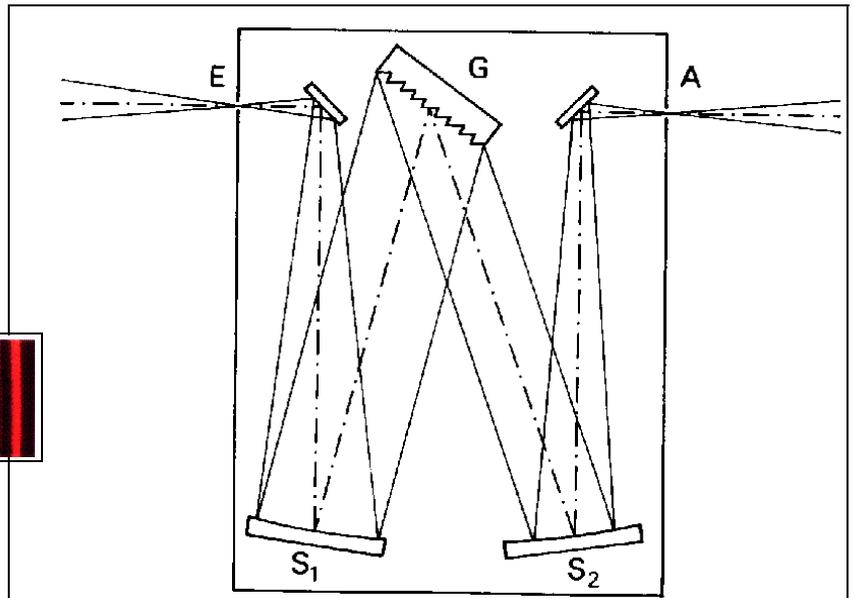
Da der Winkel ϕ , unter dem die abgestrahlte Intensität maximal wird, von der Wellenlänge des Lichtes abhängt, kann man ein Gitter dazu benutzen, unterschiedliche Wellenlängen zu trennen. Sie finden deshalb Verwendung z.B. in einem Spektrometer.

Exp. 71c : Beugung an einer CD

Exp: Spektrum einer Quecksilberlampe

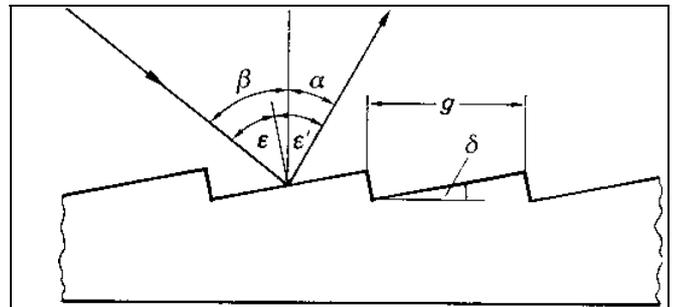
Dies wird in sogenannten Gitterspektrometern verwendet.

Für die Spektralanalyse von inkohärentem Licht verwendet man Hohlspiegel, welche das einfallende Licht kollimieren und auf das Gitter lenken, resp. es danach wieder auf den Austrittspalt abbilden.



Hier ist z.B. das Spektrum einer Quecksilberdampf Lampe abgebildet.

Die Gitter können so strukturiert werden, dass die Beugung in die erste Ordnung gegenüber den anderen Ordnungen optimiert wird.



6.6.5. Zusammenfassung

Beugung am Spalt		
Spaltbeugungs- funktion	$I_{rel}^{(S)} = \left[\frac{\sin \xi}{\xi} \right]^2$	$\xi = (\pi d / \lambda) \sin \alpha$ d : Spaltbreite α : Beugungswinkel
Interferenz- bedingung	Min: $d \cdot \sin \alpha = m \cdot \lambda$ Max: $d \cdot \sin \alpha \approx (2m - 1) \cdot \lambda / 2$	$m = 1, 2, 3 \dots$
Max. 0-ter Ordnung	Max: $\alpha = 0$	$m = 0$
Beugung am Doppelspalt		
Doppelspalt- Interferenzfunktion	$I_{rel} = \cos^2 \Phi / 2$	$\Phi = (2\pi D / \lambda) \sin \alpha$ D : Spaltabstand
Interferenz- bedingung	Min: $D \cdot \sin \alpha = m \cdot \lambda$ Max: $D \cdot \sin \alpha \approx (2m - 1) \cdot \lambda / 2$	$m = 1, 2, 3 \dots$
Max. 0-ter Ordnung	Max: $\alpha = 0$	$m = 0$
Doppelspalt- Beugungsfunktion	$I_{rel}^{(DS)} = \left[\frac{\sin \xi}{\xi} \right]^2 \cdot \cos^2 \frac{\Phi}{2}$	$\xi = (\pi d / \lambda) \sin \alpha$
Beugung am Strichgitter		
Gitter- Interferenzfunktion	$I_{rel} = \left[\frac{\sin(p\Phi/2)}{p \cdot \sin(\Phi/2)} \right]^2$	$\Phi = (2\pi D / \lambda) \sin \alpha$ p : Spaltzahl D : Spaltabstand
Gitter- Interferenzbedingung	Max: $D \cdot (\sin \alpha - \sin \alpha_0) = m \cdot \lambda$	α_0 : Einfallswinkel α : Beugungs- winkel $m = 1, 2, 3 \dots$
Gitter- Beugungsfunktion	$I_{rel}^{(G)} = \left[\frac{\sin \xi}{\xi} \cdot \frac{\sin(p\Phi/2)}{p \cdot \sin(\Phi/2)} \right]^2$	$\Phi = (2\pi D / \lambda) \sin \alpha$; $\xi = (\pi d / \lambda) \sin \alpha$
Spektrales Auflösungsvermögen	$A = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = m \cdot p$	m : Ordnung p : Strichzahl
Nutzbarer Wellenlängenbereich	$\Delta \lambda = \frac{\lambda}{m}$	
Beugung am Sinusgitter		
Sinusgitter- Beugungsfunktion	$I_{rel}^{(SG)} = \left[\frac{1}{1 - (\Phi/2\pi)^2} \cdot \frac{\sin(p\Phi/2)}{p \cdot \Phi/2} \right]^2$	$\Phi = (2\pi D / \lambda) \sin \alpha$

6.6.6. Beugung an zweidimensionalen Objekten

Die bisher behandelten Objekte (Spalt, Doppelspalt etc.) wurden eindimensional diskutiert. In Wirklichkeit sind Blenden natürlich zweidimensionale Objekte und es soll deshalb anhand einiger Beispiele erläutert werden wie deren Beugungsmuster aussehen.

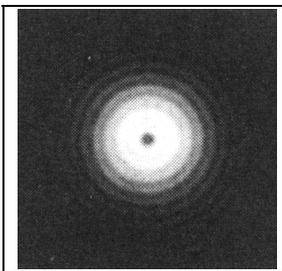
Mit Hilfe des Huygens'schen Prinzips können wir die Amplitude des Feldes beim Punkt P berechnen als Integral über Kugelwellen. Dieses Vorgehen kann man so motivieren: Wir kennen die Lösung für punktförmige Quellen und berechnen die Lösung für beliebige Quellen indem wir über die Verteilung von punktförmigen Quellen integrieren. Wir vernachlässigen dabei allerdings den Teil der Kugelwelle, die nach hinten abgestrahlt wird. Das Feld am Punkt P erhalten wir indem wir über alle möglichen Lichtwege integrieren, also über die Fläche der Blende. Die Beleuchtung soll durch eine ebene Welle erfolgen, die senkrecht auf die Blende einfällt.

Als konkretes Beispiel berechnen wir das Beugungsbild einer rechteckigen Blende (a x b) als

Z: Rechteckige Blende

$$E(\vec{r}) = \sin(\alpha)/\alpha \sin(\beta)/\beta$$

und die Intensitätsverteilung ist entsprechend das Quadrat dieser Funktion.



Eine runde Blende erzeugt die bekannten Besselfunktionen.

Z: runde Blende

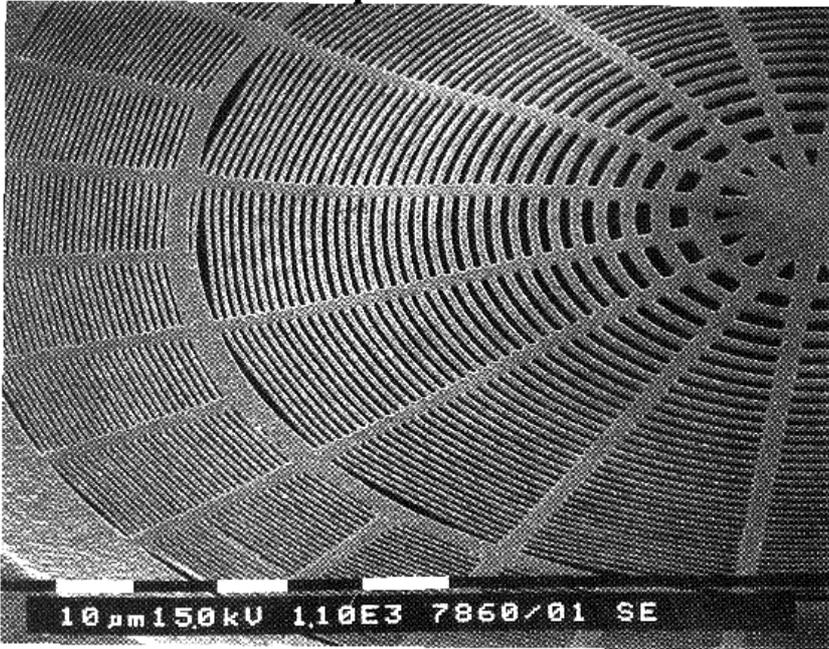
Die Beugung an einer runden

Z / Exp.: Beugung an runder Scheibe

Scheibe ist eng verwandt mit der Beugung an einer Lochblende. Beugung basiert immer auf Änderungen der Transmissionsfunktion, also der Amplitude im Objektbereich. Sie bildet die räumlichen Frequenzen ab. Dies hat eine relativ interessante und einfache Konsequenz: Beugungsbilder von komplementären Objekten sind identisch, abgesehen vom geometrischen Bildpunkt - dieser entspricht der Komponente mit räumlicher Frequenz 0. Beispiele dazu sind das Beugungsbild eines Drahtes und eines Spaltes, oder die Bilder von einem Loch vs. die Bilder einer Scheibe. Diese allgemeine Aussage wird als Babinet'sches Prinzip bezeichnet.

6.6.7. Fresnel'sche Zonenplatte

Fresnel'sche Zonenplatte als Linse für Atome

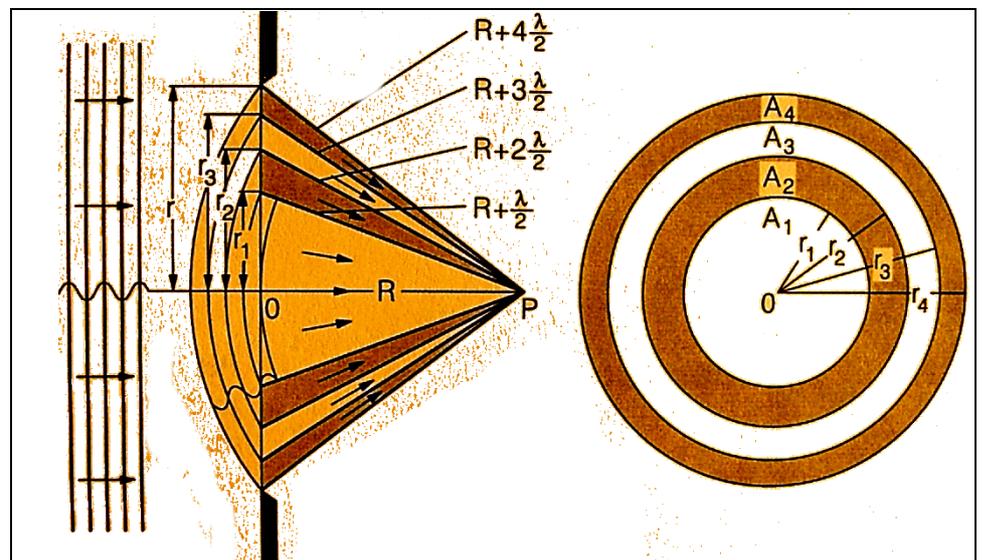


Die Fresnel'sche Zonenplatte verwendet Beugung an kreisförmigen Zonen um ein Bild zu erzeugen. Sie stellt damit eine Alternative zu Linsen dar, welche u.a. dann verwendet wird, wenn keine geeignete Materialien für Linsen verfügbar sind.

Zur Berechnung der Linsenwirkung kann man das Licht einer ebenen Welle, welches durch eine kreisförmige Blende tritt, gedanklich in kreisförmige Ringe unterteilen und für jeden Ring die Phase berechnen, welche dieses Licht erhält wenn es als Elementarwelle beim Punkt P ein-

trifft.

Diese Phase ist durch den Weg und die optische Wellenlänge bestimmt. Im zentralen Bereich A_1 , zwischen den Radien 0 und r_1 beträgt sie ca. $2\pi R/\lambda$, d.h. dieser Teil interferiert positiv. Der Bereich A_2 , zwischen den Radien r_2 und r_3 , durchläuft einen Weg, der etwa um $\lambda/2$ länger ist. Dieses Licht löscht deshalb den Beitrag der zentralen Scheibe teilweise aus. Man kann dies vermeiden, indem man diesen Ring nicht transparent macht. Der Bereich A_3 hat eine Phase, die 2π größer ist als der zentrale Bereich; er interferiert somit positiv. Durch abwechseln von transparenten und undurchsichtigen Bereichen mit geeignetem Radius erhält man deshalb ein optisches Element, welches die einfallende ebene Welle in einem Bildpunkt sammelt.



Das zweidimensionale Analogon zur Beugung an einem Gitter ist die Beugung an einem Drahtnetz. Hier erhält man ein zweidimensionales Muster von Beugungsmaxima, wobei die

horizontale Richtung die Fouriertransformierten des Gitters in horizontaler Richtung darstellt, die vertikale Richtung die Fouriertransformierte in vertikaler Richtung. Man erhält hier zwei Bedingungen für das Auftreten eines Reflexes:

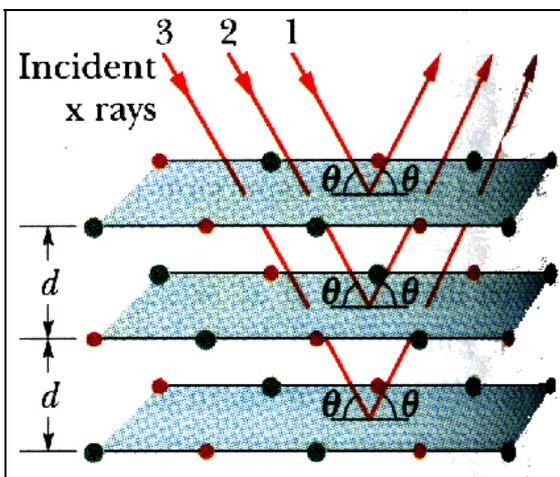
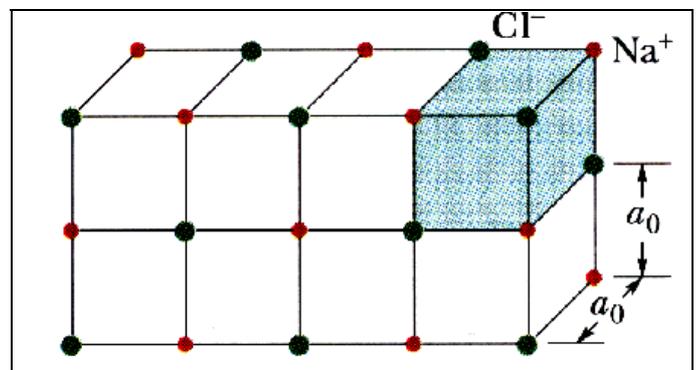
$$a (\sin \alpha - \sin \alpha_0) = m \lambda . \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

$$b (\sin \beta - \sin \beta_0) = n \lambda . \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

Ein Gitter mit rechteckigen Maschen ergibt deshalb unterschiedliche Abstände der Beugungsmaxima in horizontaler und vertikaler Richtung.

6.6.8. Beugung an dreidimensionalen Objekten

Exp. 86b: Kristallgittermodelle Eine wichtige Erweiterung dieses Beugungsgesetzes erhält man in 3 Dimensionen, wenn man kürzere Wellnlängen ($\lambda \sim A$) benutzt: diese werden von den atomaren Strukturen, deren Dimensionen von der gleichen Grössenordnung sind, gebeugt.

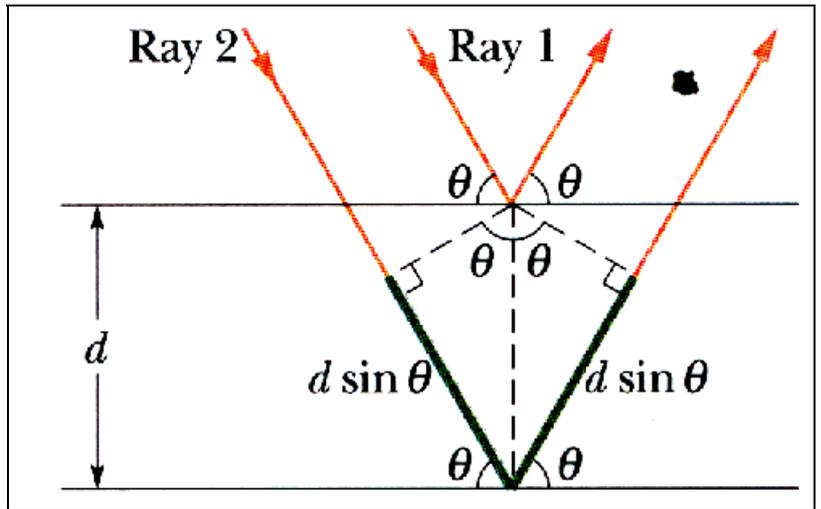


Für die Analyse des Beugungsprozesses führt man am besten Netzebenen ein; dabei handelt es sich um eine Hilfskonstruktion: Netzebenen sind geometrische Ebenen, welche identische Atome enthalten und sich periodisch wiederholen. Da jedes Atom einen geringen Teil des Röntgenlichtes streut wirken solche Netzebenen als teildurchlässige Spiegel.

Positive Interferenz erhält man dann wenn die Weglängendifferenz zwischen zwei Netzebenen gerade einem vielfachen der Wellenlänge des Röntgenlichtes entspricht. Die Bragg'sche Beugungsbedingung ist

$$2 d \sin\theta = m \lambda .$$

hier stellt d den Abstand zwischen Netzebenen dar, θ den Einfallswinkel (=Reflexionswinkel), und m die Beugungsordnung.



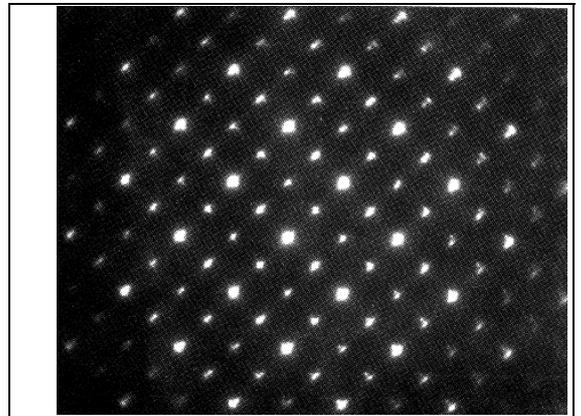
Man erhält Beugungsreflexe dann wenn die Laue Bedingung erfüllt ist:

$$a (\sin \alpha - \sin\alpha_0) = e \lambda .$$

$$b (\sin \beta - \sin\beta_0) = f \lambda .$$

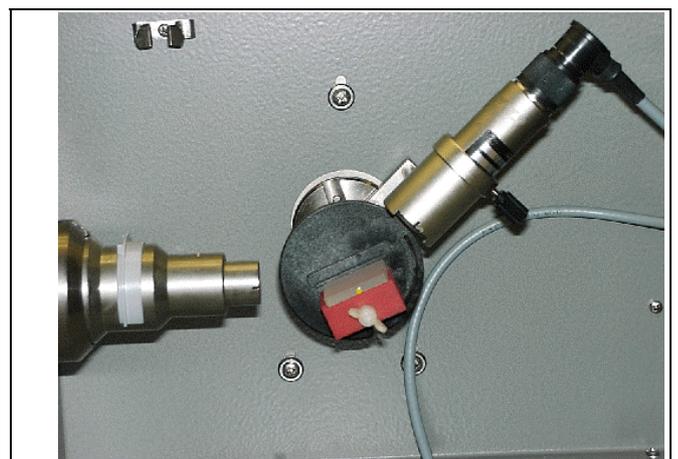
$$c (\sin \gamma - \sin\gamma_0) = g \lambda .$$

Im Wesentlichen müssen die Wellenvektoren des gestreuten und des einfallenden Strahls sich um einen Vektor des reziproken Gitters unterscheiden. Die ganzen Zahlen e , f , g stellen die Indizes der Beugungsordnung dar; α , β und γ bezeichnen die Winkel der auslaufenden Strahlen bezüglich der Netzebenen; α_0 , β_0 und γ_0 die Winkel der einfallenden Strahlen.

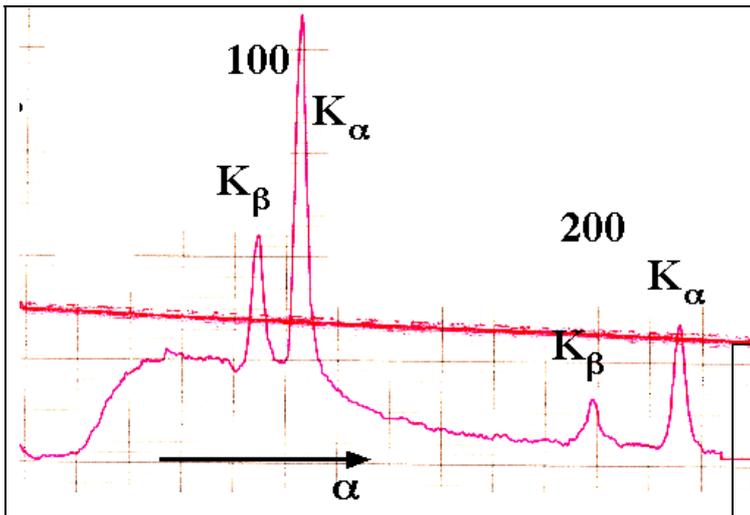


Exp. 87: Laue-Diagramme

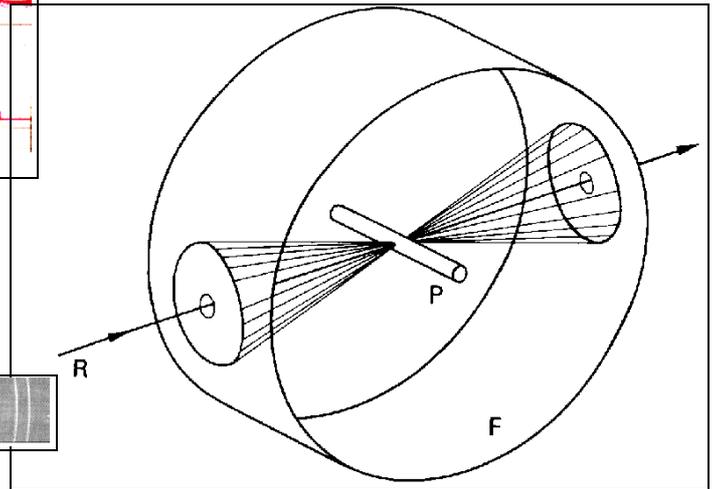
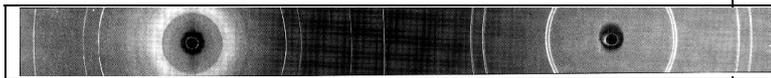
Man kann Röntgenbeugung an Kristallen machen (ideal), muss dafür die Kristalle aber drehen, da sonst meistens keine Reflexion stattfindet.



Man findet als Funktion des Drehwinkels zunächst ein breites Signal, welches von der Bremsstrahlung der Röntgenröhre herrührt. Danach kommen zwei schmale Linien, welche zu den Linien der K_{α} - und K_{β} -Strahlung Dimensionen der Einheitszelle im Kristall bestimmen. In diesem Beispiel wurde LiF gemessen.



Hat man keine Kristalle zur Verfügung so kann man (statisch) an Pulverproben messen.



Daraus kann man zwar nicht die gesamte Struktur bestimmen, aber mindestens die Gitterkonstanten und die Symmetrie des Materials.

6.6.9. Holographie

Eine wichtige Anwendung der Beugung ist auch die Holographie.

Dabei wird durch die Interferenz zweier Wellenfelder in einer photographischen Emulsion ein Beugungsgitter erzeugt, das die gesamte Information über das Wellenfeld enthält.

Exp. 74: Hologramm

Durch Beleuchtung mit einer ebenen Welle erhält man ein Beugungsmuster, das beim

Betrachter das ur-

Exp. 74a: Hologramm-Projektion

sprüngliche Objekt rekonstruiert.

Holographie kann auch zur Informationsspeicherung oder zur Korrelation (d.h. Vergleich) von Bildern verwendet werden. Damit ist es auch möglich, Bewegungen sehr genau zu messen: Man vergleicht die Wellenfelder des gleichen Objektes zu unterschiedlichen Zeiten.

