2.2.5 Licht als elektromagnetische Welle, Beugungs- und Interferenzversuche mit Licht

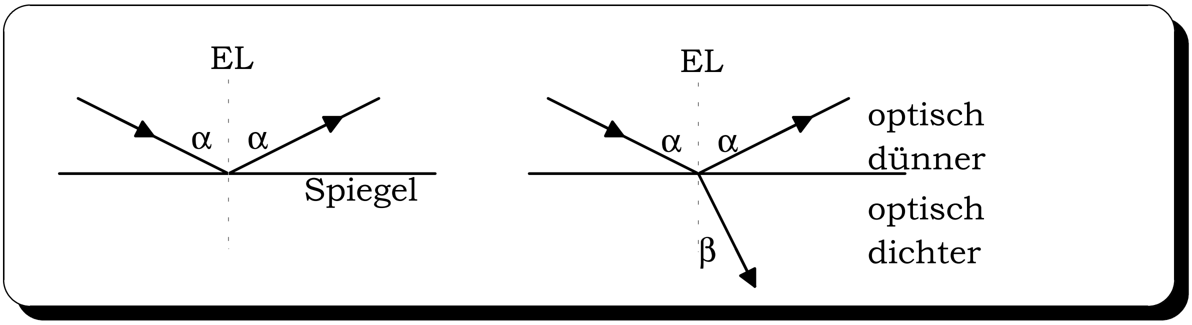
Historisches und Grundlagen

Mehr oder weniger wissenschaftliche Abhandlungen über das Wesen des Lichts zogen sich von der Antike (Euklid) über das Mittelalter bis zur beginnenden Neuzeit (Goethes Farbenlehre) und mündeten in die konträren Theorien von Newton und Huygens. Newton beschrieb das Licht durch von einer Lichtquelle ausgehende Partikel, die sich mit endlicher Geschwindigkeit nach allen Seiten geradlinig ausbreiten. Huygens dagegen stellte sich die Lichtausbreitung ähnlich wie die Schallvorgänge in Wellenform vor. Im Gegensatz zu heutigen Vorstellungen verlangte Huygens allerdings ein mechanisches Ausbreitungsmedium, den sog. Lichtäther.

Newton und Huygens hielten ihre Vorstellungen von der Lichtausbreitung nicht für Modelle, sondern für extrem konträre Beschreibungen der Natur des Lichts. Heute ist die Physik bescheidener; es wird lediglich geprüft, welche der genannten Modellvorstellungen die bessere Beschreibung und Erfassung der beim Licht beobachtbaren Phänomene ermöglicht.

Bereits in der Mittelstufe beschäftigt man sich mit der Ausbreitung des Lichts. Von daher sollten folgende Erkenntnisse bekannt sein:

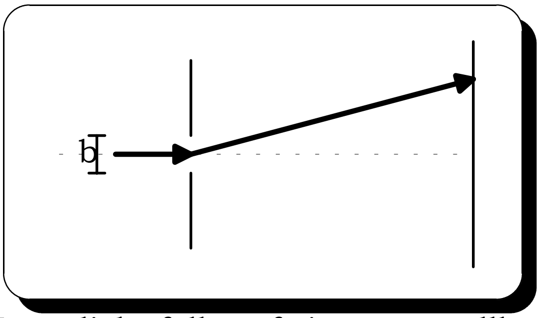
1. Eine punktförmige Lichtquelle sendet nach allen Richtungen Licht aus. Der Lichtweg zu einem Punkt ist in einem homogenen Medium eine Gerade; man nennt sie Lichtstrahl.
2. Lichtbündel durchdringen einander, ohne sich gegenseitig zu stören.
3. Der Lichtweg ist umkehrbar.
4. Wenn Licht auf einen Körper trifft, wird es von diesem im allgemeinen gestreut.
5. Bei der Spiegelung an glatten Oberflächen gilt das Reflexionsgesetz: Einfallender, reflektierter Strahl und Einfallslot liegen in einer Ebene; Einfallswinkel α = Reflexionswinkel β (vgl. Abb. 1).
6. Licht wird an der Grenzfläche zweier Medien im allgemeinen gebrochen, wobei einfallender, gebrochener Strahl und Einfallslot in einer Ebene liegen, und es gilt für Einfallswinkel α und Brechungswinkel β: $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$ (Brechzahl) (vgl. Abb. 2).
   Beim Übergang ins optisch dünnere Medium wird ein Lichtstrahl teilweise vom Einfallslot weg gebrochen, teilweise reflektiert. Von einem bestimmten Einfallswinkel ab, dem Grenzwinkel der Totalreflexion, wird nur mehr reflektiert. Er ist erreicht, wenn der Brechungswinkel 90^0 erreicht.
7. Licht breitet sich im Vakuum mit der Geschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8$ m/s aus.
8. Die Brechung des Lichts ist von der Farbe abhängig; blaues Licht wird stärker gebrochen als rotes.



Grundversuche zu Beugung und Interferenz

Mit den folgenden Versuchen sollen die Grenzen der Strahlenoptik aufgezeigt werden:

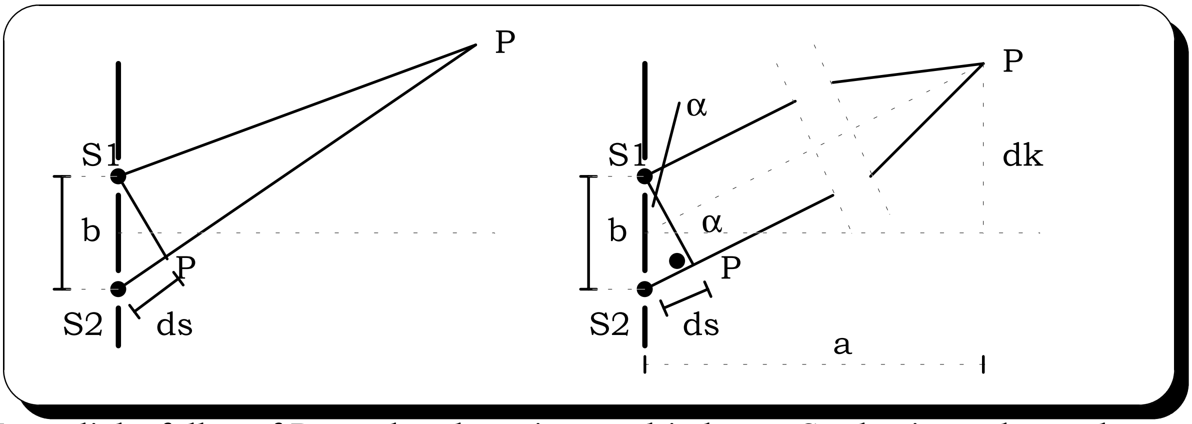
Versuch 1 (Beugung am Einfachspalt):



Laserlicht fällt auf einen verstellbaren Spalt, hinter dem ein Auffangschirm steht.
Ergebnis: Bei fortgesetzter Verkleinerung der Spaltbreite löst sich die geometrische Schattengrenze auf; es sind deutliche Beugungserscheinungen feststellbar.

Die Erscheinungen am Einfachspalt werden später noch genau erläutert und erklärt.

Versuch 2 (Doppelspaltversuch von Young):



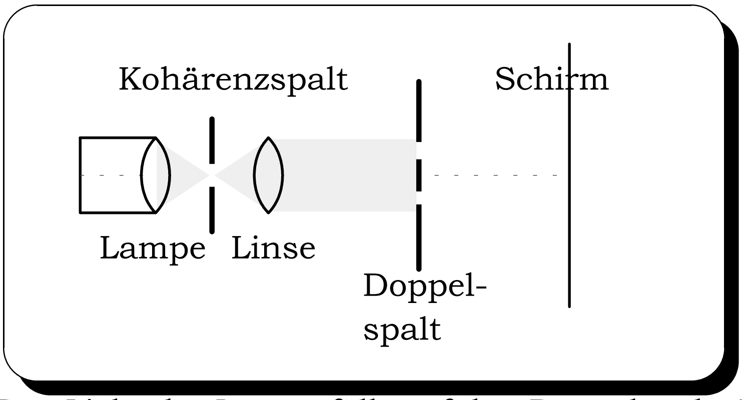
Laserlicht fällt auf Doppelspalte mit verschiedenen Spaltmittenabständen, denen gegenüber die Spaltbreiten vernachlässigbar sind.

Ergebnisse: Auf dem Schirm hinter dem Doppelspalt erscheinen nahezu äquidistante helle und dunkle Streifen, deren gegenseitiger Abstand größer wird, wenn die Spaltmittenabstände kleiner werden.
Erklärung: Wie beim Doppelspaltversuch mit Mikrowellen können die Spaltmitten als Zentren von gleichphasig schwingenden Elementarwellen betrachtet werden, die in Punkten, wo sie gleichphasig schwingen, zu Intensitätsmaxima führen.
Maxima sind zu erwarten, wenn der Gangunterschied Δs ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist; andererseits lässt sich der Gangunterschied aus der Geometrie der Anordnung mit der hier sicher erlaubten Näherung für a >> b abschätzen:
$\Delta s = k \cdot \lambda$; $\Delta s = b \cdot \sin \alpha$; => $k \cdot \lambda = b \cdot \sin \alpha$, $k \in \{0,1,2, \ldots\}$.
Analoge Überlegung führen für Minima zur leicht nachvollziehbaren Beziehung
$(2 \cdot k + 1) = \frac{\lambda}{2} = b \cdot \sin \alpha$, $k \in \{0,1,2, \ldots\}$.
Wegen der Kleinheit der Ablenkwinkel zu den Maxima bzw. Minima lassen sich diese nicht unmittelbar messen; die offensichtliche Beziehung
$\frac{d_k}{a} = \tan \alpha$
liefert in Verbindung mit der hier sicher gerechtfertigten Näherung für sehr kleine Winkel
$\sin \alpha \approx \tan \alpha$
für Maxima die Bedingung
$k \cdot \lambda = \frac{b \cdot d_k}{a}$.
Das k-te Maximum hat bei Licht der Wellenlänge λ vom nullten Maximum den Abstand
$d_k = \frac{k \cdot a \cdot \lambda}{b}$.
Die konstanten Abstände zwischen den benachbarten Maxima lassen sich im Rahmen der Gültigkeit der vorgenommenen Näherungen leicht nachweisen. Für den Abstand zwischen zwei benachbarten Maxima k-ter und (k+1)-ter Ordnung gilt:
$\Delta d = d_{k+1} - d_k = \frac{(k+1) \cdot a \cdot \lambda}{b} - \frac{k \cdot a \cdot \lambda}{b} = (k + 1 - k) \cdot \frac{a \cdot \lambda}{b} = \frac{a \cdot \lambda}{b} = \text{const.}$,
da diese Differenz unabhängig von k ist!

Anmerkung:
Das besonders helle nullte Maximum ist vom Standpunkt der Strahlenoptik unverständlich, da es im geometrischen Schattenraum liegt. Mit der Huygensschen Vorstellung lässt sich das nullte Maximum dagegen als Ort mit Phasenunterschied leicht verstehen.

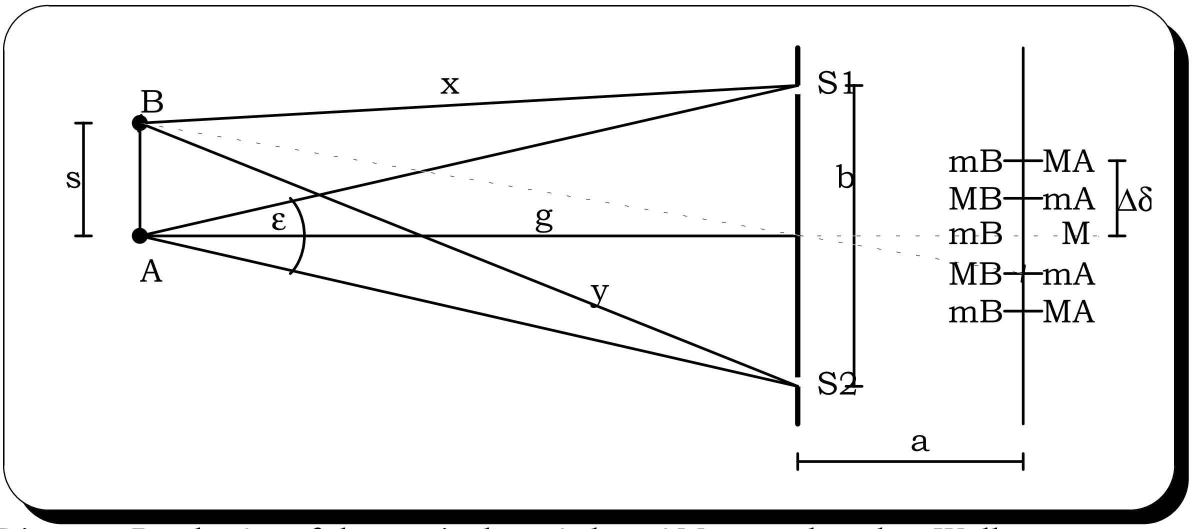
Die Kohärenz des Lichts

Die beiden Eingangsversuche zu Beugung und Interferenz wurden mit dem Licht eines Lasers durchgeführt. Im nächsten Versuch wird stattdessen das Licht einer "normalen" Glühbirne verwendet:
Versuch:



Das Licht der Lampe fällt auf den Doppelspalt. Zwischen Lampe und Doppelspalt befinden sich ein Beleuchtungsspalt (Kohärenzspalt); dieser steht im Brennpunkt einer Sammellinse, die den Spalt auf den Beobachtungsschirm scharf abbildet.
Ergebnis: Deutliche Interferenzmaxima und -minima sind erst erkennbar, wenn das Licht durch den Kohärenzspalt hinreichend stark eingeengt wird.
Erklärung: Die ausgedehnte Lichtquelle besteht aus einer Vielzahl von Atomen, die unabhängig voneinander kurze Wellenzüge aussenden. Diese Wellenzüge sind nur kurz; sie hängen - im Gegensatz zum Laser - nicht miteinander zusammen und haben gegenseitig keine festen Phasenbeziehungen - sie sind inkohärent.

Die Bedingung für das Auftreten zeitlich konstanter Interferenzmuster, die sog. Interferenzbedingung, lässt sich mit Hilfe der folgenden Skizze abschätzen:
Skizze:



Die vom Punkt A auf der optischen Achse AM ausgehenden Wellenzüge rufen in den beiden Öffnungen S_1 und S_2 des Doppelspalts gleichphasige Elementarwellen hervor, die auf dem Schirm die bekannten Interferenzstreifen mit einem Maximum in M hervorrufen. Pausen zwischen den Ausstrahlungen der einzelnen Wellenzüge vom selben Punkt A nimmt das Auge nicht wahr.

Es sendet aber auch z. B. der Punkt B oberhalb der optischen Achse Wellenzüge aus, die auf dem Beobachtungsschirm ein Interferenzmuster erzeugen, das jedoch nach unten verschoben ist, und zwar um so mehr, je höher der Punkt über der Achse liegt.
Nun sei der lichtaussendende Punkt B so weit von der Achse entfernt, dass die von ihm ausgehenden Wellenzüge in S_1 und S_2 mit dem Gangunterschied $\Delta = x - y = \frac{\lambda}{2}$ ankommen; dann rufen sie dort gegenphasige Elementarwellen hervor, die auf dem Schirm ein Interferenzmuster mit einem Minimum in M bewirken. Dieses neue Interferenzmuster ist also gegenüber dem vorhergehenden gerade um einen halben Streifenabstand $\frac{\Delta d}{2}$ verschoben. Dann fallen die von B erzeugten Minima auf die von A erzeugten Maxima und umgekehrt: Die Interferenzstreifen schütten sich gegenseitig zu, so dass sie nicht mehr zu sehen sind. Zur Beobachtung einer zeitlich konstanten Struktur des Interferenzmusters muss also die Lichtquelle so stark eingeengt werden, dass sie deutlich kleiner als $\overline{AB} = s$ wird. Die Bedingung lässt sich abschätzen: Nach dem Strahlensatz gilt
$\frac{s}{\frac{1}{2} \cdot \Delta d} = \frac{g}{a}$;
dabei ist Δd der Streifenabstand. (Das Maximum des von B erzeugten Maximums soll gerade mit dem ersten Mimimum des von A erzeugten Interferenzmusters zusammenfallen.)
Im vorigen Unterkapitel war der Streifenabstand Δd gegeben durch
$\Delta d = \frac{a \cdot \lambda}{b}$.
Für die Ausdehnung s der Lichtquelle folgt daraus
$s = \frac{\Delta d \cdot g}{2 \cdot a} = \frac{a \cdot \lambda \cdot g}{2 \cdot b \cdot a} = \frac{\lambda \cdot g}{2 \cdot b}$.
Für den Öffnungswinkel ε (im Bogenmaß) des zur Interferenz herangezogenen Lichtbündels gilt näherungsweise
$\varepsilon = \frac{b}{g}$, also $b = \varepsilon \cdot g$.
Damit lassen sich in der Gleichung für s die geometrischen Größen g und b eliminieren:
$s = \frac{\lambda \cdot g}{2 \cdot \varepsilon \cdot g} = \frac{\lambda}{2 \cdot \varepsilon}$.
Da die Ausdehnung l der Lichtquelle deutlich kleiner als s sein muss, folgt die Ungleichung
$l << \frac{\lambda}{2 \cdot \varepsilon}$ oder $l \cdot \varepsilon << \frac{\lambda}{2}$.
Wenn diese Kohärenzbedingung erfüllt ist, kann man auch das von einer gewöhnlichen Lichtquelle ausgesandte Licht als kohärent ansehen.

Die Wirkung des Kohärenzspalts und die Abhängigkeit seiner maximalen Breite von der Wellenlänge demonstriert der folgende Versuch:

Versuch: Der obige Versuch wird wiederholt, wobei im Strahlengang ein Rotfilter steht und der Spalt so eng gestellt wird, dass die Interferenzstreifen auf dem Schirm gerade noch deutlich zu sehen sind. Dann wird das Rotfilter durch ein Blaufilter ersetzt, also Licht geringerer Wellenlänge verwendet.
Ergebnis: Die Interferenzstreifen erscheinen nur noch verwaschen und werden erst wieder deutlich, wenn der Spalt enger gestellt wird. Bei kleinerem $\frac{\lambda}{2}$ muss also auch das Produkt l · ε kleiner werden.

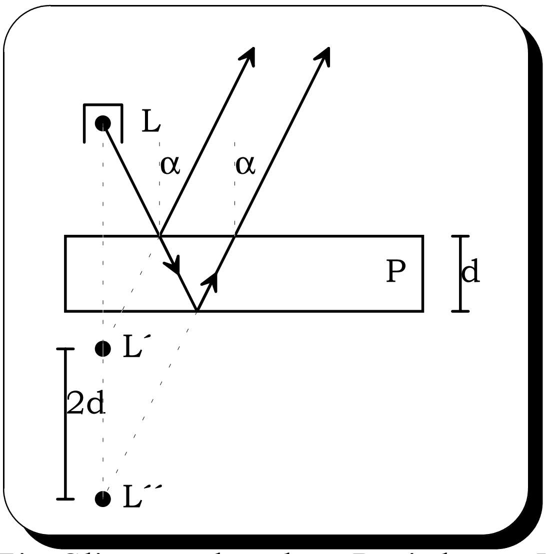
Zusammenfassung: Ein von einer natürlichen Lichtquelle der Ausdehnung l ausgehendes Lichtbündel kann im Winkelbereich ε zur Interferenz benutzt werden, wenn die Kohärenzbedingung erfüllt ist: $l \cdot \varepsilon << \frac{\lambda}{2}$.

Der Versuch von Pohl

Der Doppelspaltversuch von Young stellt einen optischen Trick dar, mit dessen Hilfe man aus einer Lichtquelle (Kohärenzspalt) zwei kohärente Quellen machen kann. Hinter den Spalten breitet sich das Licht auch in den geometrischen Schattenraum hinein aus und führt zu Überlagerungserscheinungen. Der Youngsche Doppelspaltversuch liefert also Interferenz durch Beugung.

Nicht auf Beugung, sondern auf Reflexion beruht der Interferenzversuch von Pohl:

Versuch:



Ein Glimmerplättchen P wird vom Licht einer Quecksilberdampflampe L bestrahlt.
Ergebnis: Im reflektierten Licht erkennt man konzentrische Interferenzringe.
Erklärung: Durch Reflexion an der Vorder- bzw. an der Rückseite des Plättchens entstehen interferenzfähige Wellenzüge; wegen der Rotationssymmetrie um L´L´´ (die virtuellen Lichtquellen) entstehen Ringe, die auf Kurven gleicher Neigung der Strahlen zum Einfallslot liegen.

Anmerkungen:

1. Wegen der kleinen Dicke der Glimmerschicht ist die Entfernung 2d der Spiegelbilder der Lampe sehr klein, die Kohärenzbedingung also erfüllt. Allerdings muss auch die Kohärenzlänge (Länge der kohärenten Wellenzüge) hinreichend groß sein, damit die Wellenzüge interferieren können. Dies ist hier nur für Hg-Licht, nicht aber für Glühlicht der Fall.

2. Interferenz an dünnen Schichten wird zum Beispiel zur Herstellung reflexmindernder Schichten auf Glasflächen verwendet. Dazu bringt man auf eine Glasoberfläche eine sehr dünne Schicht eines durchsichtigen Stoffes mit kleinerer Brechzahl auf und bemisst die Schichtdicke so, dass die an der Vorder- und Hinterseite reflektierten Strahlen gerade eine halbe Wellenlänge Gangunterschied haben, wozu bei senkrechter Aufsicht die optische Schichtdicke gerade $\lambda/4$ sein muss. Dann löschen sich die beiden reflektierten Strahlen im Idealfall gerade aus.

Zusammenfassung: Kohärente Wellen können nur dann interferieren, wenn die Kohärenzbedingung $2 \cdot l \cdot \varepsilon << \lambda$ erfüllt ist und gleichzeitig ihre Kohärenzlänge größer als ihr Gangunterschied ist.