

## 1. Interferenzentstehung

Wenn Wellen synchron von zwei oder mehr Quellen ausgehen (man sagt die beiden Stifte sind kohärent), dann zeigt sich im Wellenfeld eine typische orts- und zeitfeste Struktur. Man beobachtet Interferenzerscheinungen. Diese Interferenzerscheinungen zeigen sich sowohl bei mechanischen Wellen, bei elektromagnetischen Wellen und bei Licht.

**Versuch V1 S. 180** (vgl. PAKMA Interf2dim1.prj)

Zwischen den beiden Erregern entsteht bekanntlich eine stehende Welle mit Knoten und Bäuchen. Diese setzen sich auf der Wasseroberfläche fort. Von den Knoten gehen Linien ruhigen Wassers aus (Knotenlinien). Die zugehörigen Schwingungszeiger sind an den Orten dieser Knotenlinien gegenphasig. Zwischen den Knotenlinien sind die Schwingungszeiger gleichphasig, die Wellen haben maximale Auslenkungen.

Die Auslenkung an verschiedenen Orten im Wellenfeld hängt vom Abstand dieser Orte zu den Quellen der interferierenden Wellen ab. Dies lässt sich einfach durch die zugehörigen Zeiger der durch die Wellen an diesen Orten erzeugten Schwingungen beschreiben (vgl. B1 S. 180).

Betrachten wir die Interferenz zweier Wellen an einem Ort, dann stellen wir diese durch zwei Zeiger dar, deren Phase jeweils durch den Abstand zur jeweiligen Quelle bestimmt ist. Die Differenz  $\delta$  (Gangunterschied) bestimmt so die Phasendifferenz  $\varphi$  der beiden Zeiger und damit auch die Größe der resultierenden Amplitude, die man durch Addition der beiden Zeiger erhält.

Für  $\delta = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$  ist die Phasendifferenz  $2\pi$  und die resultierende Amplitude maximal.

Für  $\delta = \frac{1}{2}\lambda, \frac{3}{2}\lambda, \frac{5}{2}\lambda, \dots$  ist die Phasendifferenz  $\pi$  und die resultierende Amplitude null.

### Wellenlängenmessung im Interferenzfeld

**Versuch V3 S. 181**

Auf der Symmetrielinie zu den beiden Sendern ist stets ein maximaler Empfang. Verschiebt man den Empfänger seitlich, senkrecht zur Symmetrielinie, kommt man in ein Minimum Z, einem Punkt auf der 1. Knotenlinie. Aus den Abständen zu den Sendern  $Q_1$  und  $Q_2$  kann die Wegdifferenz  $\delta$  bestimmt werden. In Z ist es gerade die halbe Wellenlänge. Damit lässt sich die Wellenlänge  $\lambda$  bestimmen und mit der Frequenz  $f$  der Ultraschallsender auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit:  $c = \lambda \cdot f$ .

Vgl. Beispiel B2 S. 181

#### **Merke**

Zwei Sender mit konstanter Phasenbeziehung nennt man kohärent. Sie erzeugen in ihrer Umgebung ein Interferenzfeld. Die Zeigermethode liefert die Amplitude und die Phase der an einem Zielpunkt registrierten Schwingung. Auf Knotenlinien sind die Zeiger der interferierenden Wellen entgegengesetzt gerichtet, die resultierende Amplitude ist null.

## 2. Interferenz beim Doppelspalt

### 2.1. Huygens-Prinzip

**Versuch** V1 S. 180 mit **einem** Stift; V1 S. 182

Trifft eine ebene Welle auf eine kleine Öffnung, dann breitet sich hinter dieser eine Kreiswelle aus, deren Zentrum in der Öffnung liegt. Die kleine Öffnung wirkt wie ein „punktförmiger“ Sender einer sogenannten Elementarwelle.

Die Wellenstrahlen - sie zeigen in die Ausbreitungsrichtung der Welle - haben vor der Blende (vgl. V1 S. 182) eine einheitliche Richtung; hinter der Öffnung laufen sie radial auseinander. Weil sie ihre Richtung ändern, sagt man „Die Wellen werden an der Blendenöffnung gebeugt.“

Eine solche Blendenöffnung kann man an jeder beliebigen Stelle der ebenen Wellenfront anbringen. Stets bildet sich auf der anderen Seite eine Elementarwelle. Man kann somit jede Stelle einer Wellenfront als Ausgangspunkt einer Elementarwelle ansehen. Dies hat der Physiker Christian Huygens erkannt. Man spricht deshalb vom **Huygens-Prinzip**.

#### **Merke**

Für alle Wellenarten gilt das Huygenssche Prinzip: Jede Stelle einer Wellenfront kann als Ausgangspunkt einer Elementarwelle aufgefasst werden.

Die Beugung elektromagnetischer Wellen lässt sich gut bei Mikrowellen (Wellenlänge einige Zentimeter) untersuchen.

#### **Versuche**

- V2 S. 182 - Beugung von Mikrowellen am einfachen Spalt
- V3 S. 183 - Doppelspaltversuche mit Wasserwellen und Mikrowellen (PAKMA InterfDsp.prj)

#### **Merke**

Bei Doppelspaltversuchen erzeugt man aus der Welle eines Senders zwei gleichphasige Elementarwellen, die miteinander interferieren wie zwei reale kohärente Sender.

**Übungen** S. 181 A1 - A3; S. 183 A1 - A2

### 2.2. Doppelspalt beim Licht

Das Huygenssche Prinzip gilt für alle bekannten Wellenerscheinungen. Dezimeter- und Mikrowellen breiten sich als elektromagnetische Wellen mit Lichtgeschwindigkeit aus. Es liegt somit auf der Hand, dass sich auch Licht wie eine elektromagnetische Welle verhält.

**Versuch** V1 S. 184

**Merke**

Licht wird beim Durchgang durch die sehr schmalen Öffnungen eines Doppelspalts gebeugt. Licht verhält sich somit wie eine Welle.

## 2.3. Wellenlänge mit dem Doppelspalt

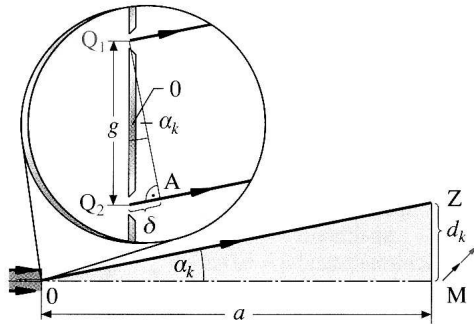


ABB. 1

Im Mittelpunkt  $M$  sind die Weglängen der Wellen von den beiden Spaltöffnungen gleich. In einem Punkt  $Z$ , der einen Abstand  $d$  von  $M$  hat, wachsen die Wegunterschiede und die Phasendifferenzen der zugehörigen Zeiger in  $Z$ . Da der Abstand  $g$  der beiden Spaltöffnungen sehr klein ist und der Schirmabstand  $a$  sehr viel größer als  $g$  ist, kann man den Verlauf der Wellenstrahlen, welche sich in  $Z$  treffen, als parallel ansehen. Der Gangunterschied  $\delta$  der Wellenstrahlen lässt sich aus dem Dreieck  $Q_1Q_2A$  ermitteln:  $\delta = g \sin \alpha$ . Der Winkel  $\alpha$  kann auch aus dem Dreieck  $OMZ$  ermittelt werden.

Damit lassen sich die Winkelbeziehungen für die Intensitätsmaxima und Intensitätsminima bestimmen.

$$k\text{-tes Maximum: } g \sin \alpha_k = k\lambda \quad (k = 0, 1, 2, 3, \dots)$$

$$k\text{-tes Minimum: } g \sin \alpha_k = (2k - 1) \frac{\lambda}{2} \quad (k = 1, 2, 3, \dots)$$

Die zugehörigen Stellen auf dem Schirm befinden sich jeweils im Abstand  $d_k = a \tan \alpha_k$ .

Da bei Doppelspaltversuchen mit Licht die Beugungswinkel  $\alpha_k$  immer sehr klein sind, kann man die Näherung  $\sin \alpha \approx \tan \alpha$  nehmen. Dies ist für viele Betrachtungen hilfreich.

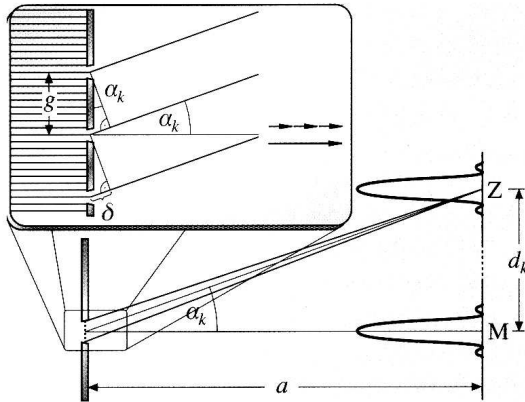
**Hinweis:**

- Wenn die Entfernung des Beobachtungsschirms sehr viel größer als der Abstand der Spaltöffnungen ist, können die Wellenstrahlen vom Doppelspalt zum Beobachtungspunkt  $Z$  als Parallelstrahlen betrachtet werden (Fraunhofer-Näherung). Ist diese Näherung nicht möglich (z. B. häufig bei Interferenz mechanischer Wellen), dann ist die sogenannte Fresnelbeugung anzuwenden, bei der die von den Quellen ausgehenden Wellenstrahlen zum Beobachtungspunkt nicht durch Parallelstrahlen angenähert werden dürfen.
- Bei Wasserwellen und Schallwellen registriert man die Elongationen; bei Mikrowellen eine Mittelwertanzeige, welche der Amplitude proportional ist. Bei Licht registriert man als Intensität die Bestrahlungsstärke, d. h. die je Zeit- und Flächeneinheit übertragene Energie. Ihr Wert ist dem Quadrat der Feldstärke proportional ( $\rho \sim E_{\max}^2$ ).
- Mithilfe der Beugung am Doppelspalt kann man näherungsweise die Wellenlängen des sichtbaren Lichts bestimmen. Sie reichen von etwa  $\lambda = 400 \text{ nm}$  bei Violett bis  $\lambda = 800 \text{ nm}$  bei Rot.

**Übungen** Dorn-Bader S. 185 A1 (Wellenlänge des Lasers sei 633 nm)

## 2.4. Interferenz beim optischen Gitter

Beim Doppelspalt sind die Interferenzmuster ziemlich lichtschwach, da nur wenig Licht durchgelassen wird. Außerdem sind die Maxima nicht scharf, so dass sich Abstände zwischen den Maxima und daraus die Wellenlänge des Lichts nicht sehr genau bestimmen lassen.



Ein Mehrfachspalt, ein sogenanntes Gitter, hat diese Nachteile nicht mehr. Ein Gitter besteht aus vielen engen Spalten, die in gleichen Abständen nebeneinander angeordnet sind. Der Abstand zwischen benachbarten Spaltmitten heißt Gitterkonstante  $g$ . Fällt ein Laserstrahl senkrecht auf ein Gitter, so entstehen auf dem Schirm scharfe Lichtflecke. Diese Helligkeitsmaxima sind umso schmäler und lichtstärker, je größer die Zahl der beteiligten Spalte ist.

ABB. 2

Hinter jedem der Spalte bildet sich nach dem Huygenschen Prinzip je eine Elementarwelle aus. Das Licht wird gebeugt. Betrachten wir einen weit entfernten hellen Punkt  $Z$  auf dem Schirm. An dieser Stelle treffen sich nur Wellenstrahlen, die einen Gangunterschied  $\delta = k\lambda$  ( $k = 0, 1, 2, \dots$ ). Da die Entfernung des Schirms im Vergleich zum durchstrahlten Gitterbereich sehr groß ist, sind die Strahlen praktisch parallel zueinander. Im Punkt  $M$  auf der optischen Achse ist der Gangunterschied  $\delta = 0$ . Bei  $n$  durchstrahlten Spalten erhalten wir dort wie auch an allen anderen Stellen mit  $\delta = k\lambda$  ( $k = 0, 1, 2, \dots$ ) einen Summenzeiger, der  $n$ -mal so lang wie der zugehörige Zeiger an einer der Spaltöffnungen.

In den Bereichen zwischen den Maxima haben die Zeiger keine einheitliche Richtung, so dass ihre Summe fast null ist. Den Gangunterschied  $\delta$  zweier benachbarter Wellenstrahlen können wir in den rechtwinkligen Dreiecken von Abb.(2) ablesen:  $\delta = g \cdot \sin \alpha_k$ . Für die Winkel  $\alpha_k$  zum  $k$ -ten Helligkeitsmaximum gilt wie beim Doppelspalt:  $g \cdot \sin \alpha_k = k \cdot \lambda$  und  $a \cdot \tan \alpha_k = d_k$ . Da der Sinus des Winkels  $\alpha_k$  höchstens 1 sein kann, ist die Anzahl der Maximaordnungen durch  $\frac{k\lambda}{g} \leq 1$  beschränkt.

### Warum werden die Helligkeitsmaxima mit zunehmender Spaltenzahl schärfer?

Zur Erklärung betrachten wir ein Gitter, bei dem der Laserstrahl 100 Spalte durchstrahlt. Ein Maximum  $k$ -ter Ordnung liegt vor, wenn der Gangunterschied benachbarter Wellenstrahlen  $\delta = k\lambda$  beträgt. Ist der Gangunterschied etwas größer, z. B.  $\delta = k\lambda + \lambda/100$ , dann löschen sich dort jeweils die Wellenstrahlen aus, welche vom 1. und 51., vom 2. und 52., ..., vom 50. und 100. Spalt kommen. Ihr Gangunterschied beträgt nämlich jeweils  $50\delta = 50k\lambda + 50 \cdot \lambda/100 = 50k\lambda + \lambda/2$ .

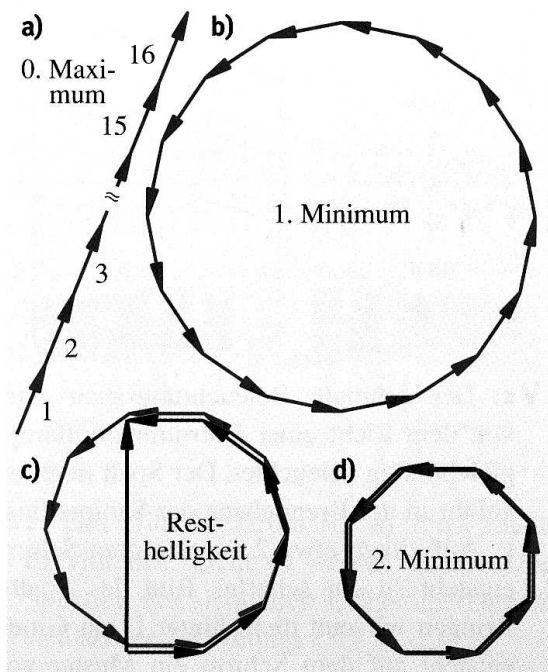


ABB. 3

Im Zeigerdiagramm bilden die zugehörigen Zeiger gerade einen geschlossenen Kreis (Abb. 3 b), d. h. ihre Summe ist Null. Wächst der Gangunterschied, dann schließt sich das Zeigerpolygon nicht mehr, es bleibt eine Resthelligkeit ((Abb. 3 c). Schon bei  $\delta = k\lambda + 2\lambda/100$  entsteht die zweite Dunkelstelle (Abb. 3 d), denn die Zeiger durchlaufen das Polygon zweimal. Das geht so weiter, bis schließlich der Gangunterschied  $\delta = k\lambda + \lambda$  erreicht ist, also das folgende Maximum ( $k + 1$ ).ter Ordnung. Je dichter die Spalte des Gitters liegen, desto enger rücken die Minima, welche die Maxima umgeben, an die Helligkeitsmaxima heran.

## 2.5. Gitterspektren

Mit dem Gitter lassen sich die Lichtwellenlängen verschiedener Quellen bestimmen.

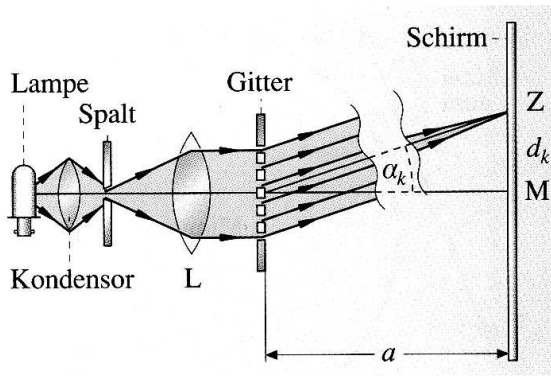


ABB. 4

### Versuch

Konzentriert man das Licht einer Na-Dampfampe auf einen schmalen Beleuchtungsspalt, der mit einer Sammellinse auf einem weit entfernten Schirm scharf abgebildet wird, dann wird das Bild mit einem Gitter vervielfacht. Aus der Lage der Spaltbilder kann die Wellenlänge des Na-Lichts bestimmt werden:  $\lambda = 589 \text{ nm}$ . Man spricht bei der Na-Dampfampe von einem monochromatischen Licht.

Ersetzt man die Na-Dampfampe durch eine Quecksilberdampfampe, dann erscheinen auf dem Schirm verschiedenfarbige Linien. Man sieht das Hg-Spektrum, ein Linienspektrum.

Untersucht man mit dieser Anordnung weißes Glühlicht, so entstehen mehrere leuchtende kontinuierliche Spektren. Beim Zerlegen des weißen Lichts mit einem Prisma erhält man nur ein leuchtendes Spektrum. Dabei wird Violett am stärksten abgelenkt. Beim Gitter wird dagegen Rot am stärksten abgelenkt. Die Richtung zum Maximum nullter Ordnung ist von der Wellenlänge unabhängig. Alle Farben überdecken sich dort zu einem weißen Balken.

Die Wellenlängen des sichtbaren Lichts liegen etwa im Bereich von 400 nm und 800 nm.

## Spektralanalyse

Die in einem Linienspektrum vorkommenden Wellenlängen sind kennzeichnend für die Atome, welche das Licht aussenden. Daraus entwickelten Bunsen und Kirchhoff die Methode der Spektralanalyse. Mit ihr kann man chemische Substanzen sowohl im Labor als auch von weit entfernten Objekten, z. B. Fixsternen, untersuchen. Betrachtet man z. B. das Sonnenspektrum, dann entdeckt man dunkle Linien, die sogenannten Fraunhoferlinien. Sie lassen sich dadurch erklären, dass die Gase der Sonnenoberfläche bestimmte Wellenlängen des Sonnenlichts absorbieren und nach allen Richtungen abstrahlen und uns deshalb dunkler erscheinen. Diese Absorptionsspektren sind ebenso charakteristisch wie die Emissionsspektren leuchtender Gase.

**Übungsbeispiel** Dorn-Bader S. 189

**Übungen** Dorn-Bader S. 189 A1 - A5

### 2.6. Beugung am Einzelspalt

Wie wirkt sich die Beugung des Lichts an einem einzelnen Spalt aus, der im Vergleich zur Lichtwellenlänge breit ist?

**Versuch** Dorn-Bader S. 190, V1

Bringt man in den Laserstrahl einen Einzelspalt, so fließt der Lichtfleck auf dem Schirm umso stärker auseinander, je enger der Spalt ist. Überraschenderweise ist das gebeugte Licht aber von vielen dunklen Streifen unterbrochen.

Woher kommen diese Minima beim Einzelspalt?

Da der Spalt im Vergleich zur Lichtwellenlänge breit ist, muß man sich den Spalt als Teil einer Wellenfront vorstellen. Diese kann man sich nach dem Huygenschen Prinzip in zahlreiche Elementarwellen zerlegt denken.

Beispiel: 100 Elementarzentren

Damit ergibt sich hinter dem Spalt ein Wirrwarr von Elementarwellen. Greift man stets die Wellenstrahlen heraus, die zu einem bestimmten Punkt hinführen, so erhält man Ordnung im Chaos. Da der Spalt im Vergleich zur Entfernung des Schirms winzig ist, kann wieder die Fraunhofernäherung verwendet werden. D.h. alle Wellenstrahlen, die sich in einem Punkt des Schirms treffen, können als parallel betrachtet werden.

Die Strahlen parallel zur Mittelachse haben alle den gegenseitigen Gangunterschied  $\delta = 0$ . Sie erzeugen also auf dem Schirm ein besonders helles Maximum.

Wellenstrahlen, deren Randstrahlen den Gangunterschied  $\lambda$  haben (vgl. Dorn-Bader S. 191 Bild B2c), führen überraschenderweise zu einem Minimum. Der mittlere Strahl (hier der 51.) hat gegenüber dem ersten den Gangunterschied  $\lambda/2$ . Das Gleiche gilt für den 2. und 52., den 3. und 53., ..., 50. und 100. Wellenstrahl. Jeder Strahl im Teilbündel I findet im Teilbündel II einen Partner mit dem Gangunterschied  $\lambda/2$ ; also löschen sich alle 100 Wellenstrahlen aus. Diese Überlegung gilt auch für eine beliebige andere Anzahl von Elementarwellen.

Weitere Dunkelstellen ergeben sich für Wellenstrahlenbündel, deren Randstrahlen die Gangunterschiede  $\delta = 2\lambda, 3\lambda, \dots, k\lambda$  betragen.  $\delta$  kann allerdings nicht größer als die Spaltbreite  $l$  werden.

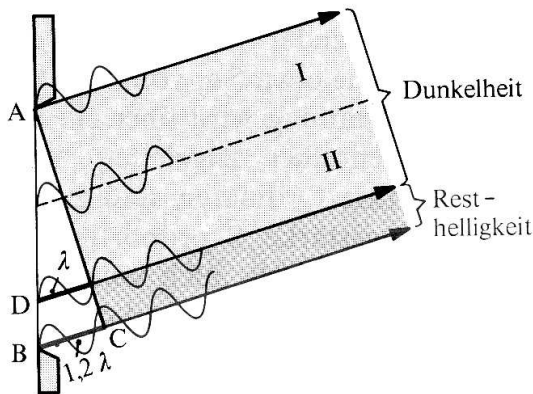
### Merke

Bei der Beugung von Licht der Wellenlänge  $\lambda$  an einem Einzelspalt der Breite  $l$  gilt für die Winkel  $\alpha_k$  zu den Minima

$$\sin \alpha_k = \frac{k\lambda}{l} \quad \text{mit} \quad k = 1, 2, 3, \dots, < \frac{l}{\lambda} \quad (1)$$

### Resthelligkeiten

Zwischen den Minima liegen Maxima. In der Mitte ( $\alpha = 0^\circ$ ) liegt das Hauptmaximum. Wächst  $\alpha$  von Null aus nach beiden Seiten an, so treten zunehmend Gangunterschiede auf. Die Zeigeraddition erfolgt auf einer gekrümmten Linie. Der resultierende Zeiger wird für wachsende Beugungswinkel immer kürzer, bis die nächste Dunkelstelle bei einem Gangunterschied der Randstrahlen  $\delta = \lambda$  erreicht wird. Vergrößert man den Winkel  $\alpha$  über das erste Minimum hinaus, dann kann man immer ein Teilbündel abspalten, dessen Wellenstrahlen sich ganz auslöschen.



Bei einem Gangunterschied  $\delta = 1,2\lambda$  sorgt das Restbündel für eine Resthelligkeit

So geht das nun weiter. Zwischen den Dunkelstellen, deren Lagen sich mit der Gleichung 1) bestimmen lassen, kommt es zu geringen Resthelligkeiten, die mit wachsendem Beugungswinkel  $\alpha$  immer schwächer werden.

ABB. 5

### Einzelspalt und Gitter

Gitter und somit auch ein Doppelspalt bestehen in Wirklichkeit aus Einzelspalten mit einer bestimmten Breite. Wo sind die Interferenzmuster der einzelnen Gitterspalte?

#### Versuch Dorn-Bader S. 192 - Doppelspaltversuch

Deckt man bei einem mit einem Laserstrahl beleuchteten Doppelspalt einen der beiden Spalte ab, dann entsteht auf dem Schirm das Interferenzmuster eines Einzelspalts. Der zweite Spalt würde allein ein Interferenzmuster erzeugen, das sich kaum von dem des ersten Spalts unterscheidet. öffnet man beide Spalte gleichzeitig, dann bleiben die Richtungen, in denen jeder Einzelspalt für sich kein Licht sendet, weiterhin dunkel. Zusätzlich ergibt jetzt die Interferenz der Lichtbündel beider Spalte weitere Dunkelstellen. Sobald im Zielpunkt Z auf dem Schirm die Summenzeiger von Spalt 1 und von Spalt 2 entgegengesetzt gerichtet sind, ergibt sich eine Dunkelstelle.

### Aufgaben

Musteraufgabe Dorn-Bader S. 193

Aufgaben A1 - A6

## 2.7. Huygens-Prinzip und Strahlenoptik - ein Konflikt?

Dorn-Bader S. 194/195

In der Strahlenoptik werden die Lichtwege mit dem Modell des Lichtstrahls, realisiert durch enge Lichtbündel, beschrieben. In der Wellenoptik gilt das Huygens-Prinzip. Von jedem Punkt eines Gegenstandes gehen Elementarwellen aus. Das Licht des Gegenstandes gelangt so auf vielen Wegen, von allen Seiten zum Auge, nicht nur längs des Lichtstrahls (vgl. Abb. 6 und Abb. 7).

Im Wellenmodell müssen wir alle möglichen Wege berücksichtigen, die von der Quelle  $Q$  zum Zielpunkt  $Z$  führen.

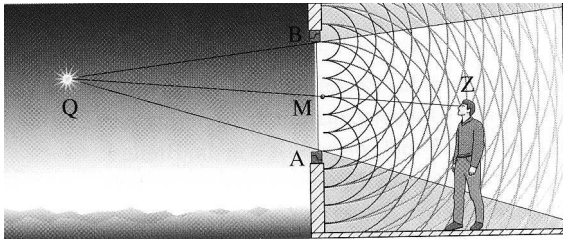


ABB. 6

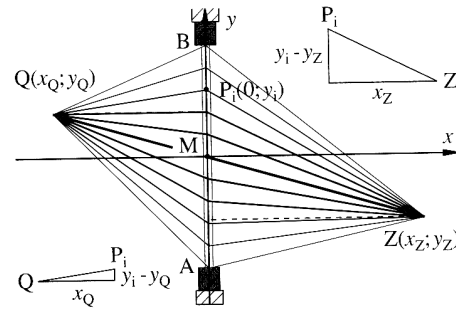


ABB. 7

Die Interferenz am Zielort  $Z$  wird durch die Phasen  $\varphi_i$  der in  $Z$  ankommenden Wellen bestimmt. Die Zeiger in  $Z$  können zu einer Zeigerkette (CORNUSPIRALE) verknüpft werden. Der resultierende Zeiger liefert die Amplitude  $E_{Res}$  in  $Z$  und das Quadrat  $E_{Res}^2$  ist ein Maß für die Lichtintensität in  $Z$ .

vgl. Dorn-Bader PAKMA 12/13: Blende.prj (Wellenwege durch eine Blendenöffnung)

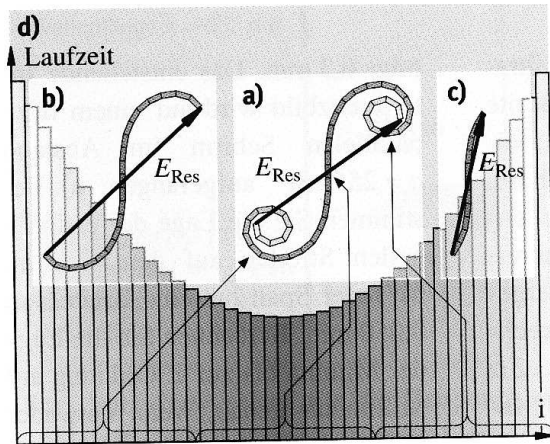


ABB. 8

In der Abb. 8 wird deutlich, dass die Zeiger, welche von Lichtwegen auf der direkten Verbindung  $QMZ$  herrühren, etwa die gleiche Richtung haben. Sie liefern den Hauptteil der  $E_{Res}$ . Die Laufzeit hat hier auch ein Minimum. Die Zeiger der Wickel am Anfang und Ende der Cornu-Spirale gehören zu den größeren Laufzeiten und tragen kaum zu Länge des resultierenden Zeigers bei.

**Schülerarbeit** Dorn-Bader S. 195

Warum kann man sich mit Licht besser orientieren als mit Schall?

**Die Reflexion im Wellenmodell**

Trifft Licht auf einen Körper mit glatter Oberfläche, wird es nach dem Reflexionsgesetz gespiegelt.

- Einfallswinkel gleich Reflexionswinkel
- Einfallender und reflektierter Strahl liegen mit dem Einfallslot in einer Ebene.

Betrachtet man allgemein die Wege  $QP_iZ$ . So sieht man, dass eigentlich nur einer der Wellenwege dem Reflexionsgesetz genügt. Im Gegensatz dazu verlangt aber das Huygenssprinzip, dass alle Wellenwege in  $Z$  berücksichtigt und die zugehörigen Zeiger verkettet. Betrachtet man die Cornu-Spirale der verketteten Zeiger und die Laufzeitkurve, so erkennt man, den Hauptteil des  $E_{Res}$  in  $Z$  liefern die Zeiger mit fast gleicher Richtung in der Mitte der Spirale. Ihre zugehörigen Laufwege befolgen das Reflexionsgesetz. Die entsprechenden Laufzeiten liegen im Minimum der Laufzeitkurve. Die Zeiger an den Enden sind so aufgewickelt, dass sie kaum zur Helligkeit beitragen.

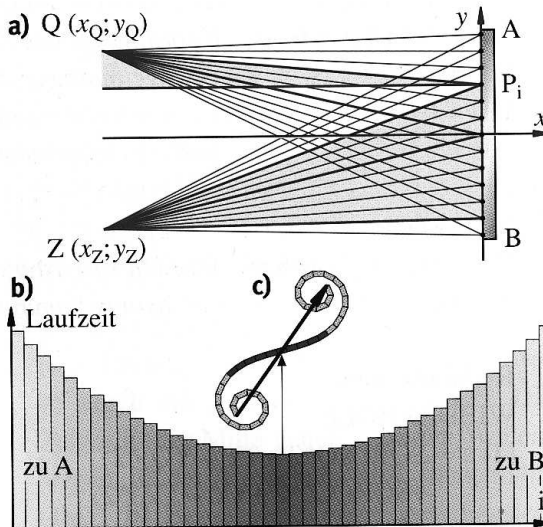


ABB. 9

Das Reflexionsgesetz folgt also aus dem Huygensschen Prinzip.

vgl. Dorn-Bader PAKMA 12/13: ReflWell.prj (Reflexion im Wellenmodell)

Es sind immer die kürzesten Wege, die bei der Verkettung der Zeiger am Zielpunkt für die Länge des resultierenden Zeigers sorgen. Sie entsprechen zugleich dem Strahlengang der geometrischen Optik.

**Fermat-Prinzip der Wellenoptik:** Wellenstrahlung wählt für den Weg von einer Quelle zum gewählten Ziel jenen mit der kürzesten Laufzeit. Die Strahlenoptik erweist sich als Grenzfall der Wellenoptik für kleine Wellenlängen.

### Brechung im Wellenmodell

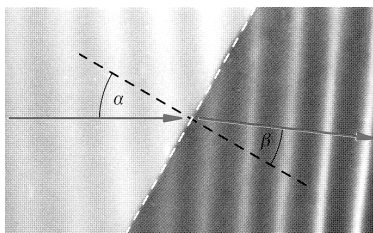


ABB. 10

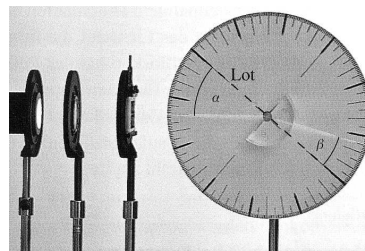


ABB. 11

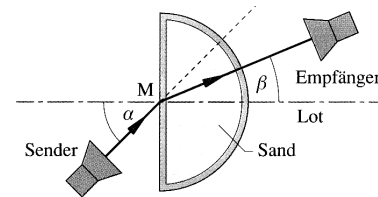


ABB. 12

Treffen Wasserwellen auf eine Grenzschicht unterschiedlicher Wassertiefe, Lichtwellen auf eine Glasschicht oder Mikrowellen auf eine Sandschicht, so ändern die jeweiligen Wellenstrahlen ihre Ausbreitungsrichtung. Die Wellen dringen jeweils in Medien, in denen sie eine geringere Ausbreitungsgeschwindigkeit haben. Sie werden zum Lot hin gebrochen. Man sagt diese Stoffe, in welchen sich die Wellen langsamer ausbreiten, sind optisch dichter. Man kann diese Wellenwege auch umkehren: Beim Übergang von optisch dichteren Stoffen zu optisch dünneren Stoffen werden die Wellenstrahlen vom Lot weggebrochen.

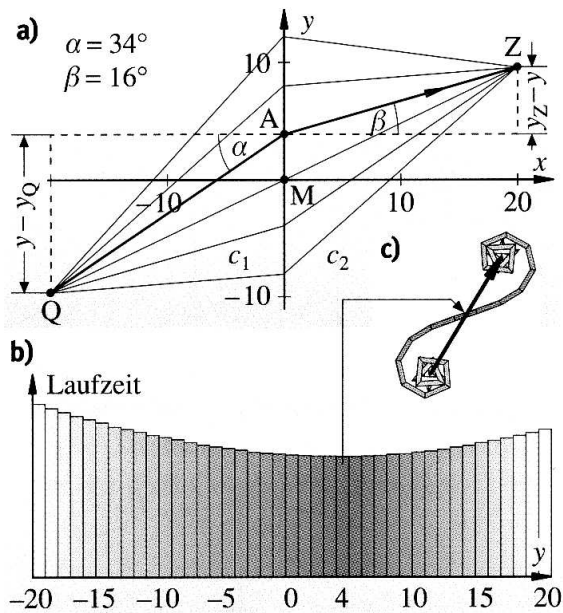


ABB. 13

Aus der Strahlenoptik kennen wir das Brechungsgesetz von Snellius:  $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$ . Das Snelliussche Brechungsgesetz folgt auch aus den Prinzipien von Huygens und Fermat.

Im Wellenmodell beschreibt das Brechungsgesetz

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2} = n$$

den Weg minimaler Laufzeit einer Welle von einer Quelle zum Ziel.  $\alpha$  und  $\beta$  werden wie in der geometrischen Optik gegen das Einfallslot gemessen. Das Medium mit der kleineren Geschwindigkeit heißt dichteres Medium, das Medium mit der größeren Geschwindigkeit heißt dünneres Medium.  $n$  heißt Brechungsanzahl des Mediums mit dem Winkel  $\beta$ , wenn  $\alpha$  im Vakuum gemessen wird.

**Aufgaben** Dorn-Bader S. 201 A3 bis A6

## 2.8. Urform des Huygens-Prinzips

Jede Wellenfront kann man sich als Einhüllende von Elementarwellen aus Punkten früherer Wellenfronten entstanden denken (vgl. Abb 14)

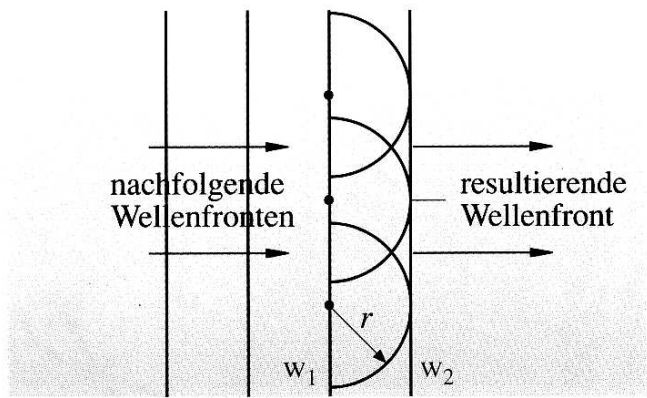


ABB. 14

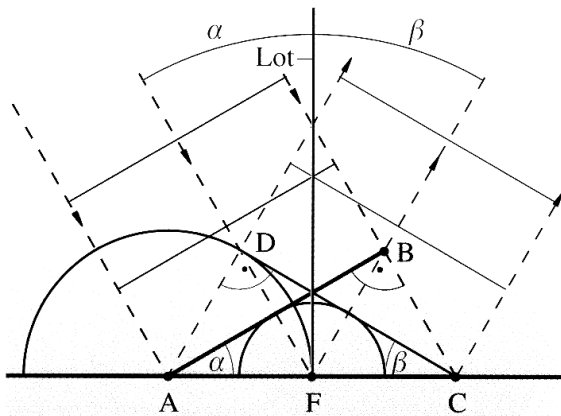


ABB. 15

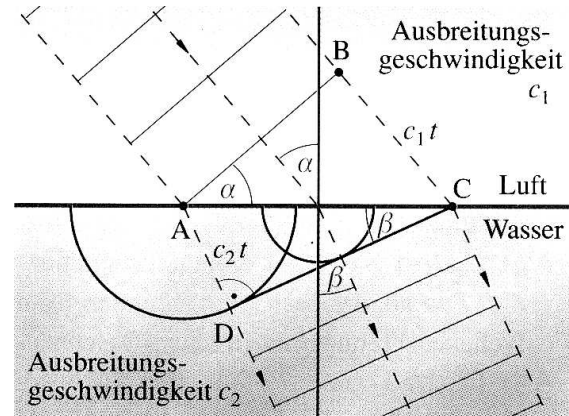


ABB. 16

Die Konstruktionen nach Huygens Modellvorstellung beschreiben z. B. Reflexion und Brechung richtig.

### Schülerarbeit

1. Konstruiere nach der Urform des Huygens-Prinzips die Reflexion einer geraden Wellenfront, welche unter einem Winkel  $\alpha = 65^\circ$  auf einen Spiegel trifft.
2. Konstruiere nach der Urform des Huygens-Prinzips die Brechung einer geraden Welle die unter einem Winkel von  $\alpha = 70^\circ$  von Luft auf ein Medium mit der Brechzahl  $n = 1,5$  trifft.

**Aufgaben** Dorn-Bader S. 203 A1 - A8

## 2.9. Michelson-Interferometer

Interferometer sind optische Geräte, mit denen man aufgrund von Interferenzen Längenänderungen präzise messen kann. Beim Michelson Interferometer wird Licht mit einem Strahlteiler ST in zwei Lichtbündel aufgeteilt. Diese werden an den beiden Spiegeln  $S_1$  und  $S_2$  reflektiert. Auf dem Schirm entstehen Minima und Maxima, je nach dem ob der Gangunterschied ein ungeradzahliges Vielfaches oder geradzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist. Das Interferometer ist sehr empfindlich. Das Interferenzbild auf dem Schirm ändert sich bereits, wenn in einen der Lichtwege wärmere Luft geblasen wird.

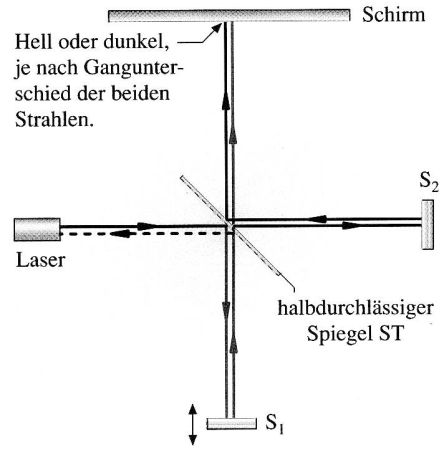


ABB. 17

Mit dem Michelson-Interferometer kann auch die Brechzahl von Luft  $n = c_0/c_L$  (vgl. 2.7) gemessen werden. Wird in einen der Lichtstrahlengänge eine evakuierte Glaskammer (Länge  $\ell$ ) gebracht, in welche Luft einströmt, dann zeigen sich auf dem Schirm viele Hell-Dunkel-Hell Übergänge. Grund: die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts  $c_0$  (Geschwindigkeit im Vakuum) sinkt auf die jeweilige Geschwindigkeit  $c_L$  (Geschwindigkeit in Luft). Damit steigt die Brechzahl  $n = c_0/c_L$ . Die Frequenz  $f$  des Lichts bleibt konstant. In der mit Luft gefüllten Kammer ist das Licht länger unterwegs ( $t_L = 2\frac{\ell}{c_L}$ ). Im Vakuum würde das Licht während dieser Zeit die Strecke  $s_V = c_0 \cdot t_L = \frac{c_0}{c_L} 2\ell = n \cdot s$  durchlaufen ( $n = \frac{c_0}{c_L}$  und  $s = 2\ell$ )

Für den Gangunterschied ist es egal, ob die Kammer mit Luft der Brechzahl  $n$  gefüllt wird oder aber in Gedanken das Vakuum beibehalten und dafür der Lichtweg von  $s$  auf  $ns$  vergrößert wird. Dieser ersatzweise gedachte Lichtweg heißt **optische Weglänge**  $n \cdot s$ .

Strömt Luft in die Kammer der Länge  $\ell$  so ändert sich der Gangunterschied um  $\delta = ns - s = s(n - 1) = 2\ell(n - 1)$  ( $s = 2\ell$  wegen des Hin- und Rücklaufs). Wenn sich beim Einströmen der Luft das Interferenzmuster an einer Stelle  $k$ -mal von Dunkel über Hell zu Dunkel ändert, so ist der Gangunterschied  $\delta = k\lambda$ . Somit gilt

$$k\lambda = 2\ell(n - 1) \Rightarrow n = k\frac{\lambda}{2\ell} + 1$$

## 2.10. Interferenz an dünnen Schichten

### 2.10.1. Interferenz an einem Glimmerblatt

#### Versuch:

Mit dem aufgeweiteten Lichtbündel eines Lasers können wir durch Reflexion an den beiden Oberflächen einer Glasplatte an der Decke Interferenzstreifen beobachten. Will man den Versuch mit einer Quecksilberdampfampe machen, so kann man diese Streifen nicht sehen. Ersetzen wir die Glasplatte durch eine dünne Glimmerscheibe (Dicke 0,05 mm), entstehen im reflektierten Licht ringförmige Interferenzerscheinungen.

## Erklärung:

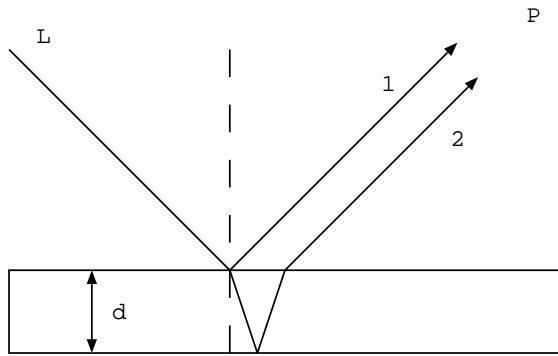


ABB. 18

Die sich in  $P$  überlagernden Lichtwellen haben einen Gangunterschied von mindestens  $\delta = 2nd$ , wenn das Material die Brechungszahl  $n$  hat.

- Die beiden Strahlen 1 und 2 legen bis  $P$  verschieden lange Wege zurück.
- Bei der Reflexion am optisch dichteren Medium tritt ein Phasensprung von  $180^\circ$  auf (vgl. mechanische Wellen).
- Der Umweg des Strahls 2 führt zum Teil durch das Glimmerblatt.

## 2.11. Kohärenzlänge

Während mit einem Laserlicht durch die Reflexionen an der Vorder- und Rückseite einer Glasscheibe Interferenzstreifen erzeugt werden können, lassen sich diese mit einer Quecksilberdampf-lampe nicht beobachten. Warum?

Um dies zu verstehen, muss man etwas über die Aussendung von Licht durch Atome oder Moleküle wissen. Die Atome glühender Körper oder in Gasentladungslampen werden durch Stöße von Elektronen und Ionen bzw. Nachbaratomen angeregt. Ein auf diese Weise angeregtes Atom sendet nun einen Wellenzug aus, der nur so lange andauert, bis es die aufgenommene Energie wieder los ist. Dadurch entstehen völlig unregelmäßig kurze Wellenzüge. Die Wellenzüge haben eine Länge (Kohärenzlänge) in der Größenordnung von  $50 \mu\text{m}$  bei Glühlicht bis  $500 \mu\text{m}$  bei Spektrallampen.

## 2.12. Polarisation des Lichtes

Licht breitet sich mit derselben Geschwindigkeit aus wie eine elektromagnetische Welle. Ist Licht also eine Querwelle mit E- und B-Feldern senkrecht zur Ausbreitungsrichtung wie dies bei einer elektromagnetischen Welle der Fall ist?

Bei Mikrowellen konnten wir ein Polarisationsgitter aus leitenden Stäben einsetzen. Bei Lichtwellen können wir so genannte Polarisationsfolien verwenden. Bei einer gewöhnlichen Lichtquelle treten die E-Feldvektoren in allen Richtungen senkrecht zur Strahlrichtung auf. Nach der ersten Folie, dem Polarisator, liegt nur noch eine Schwingungsrichtung vor. Mit einer zweiten Polarisationsfolie, dem Analysator, kann die Schwingungsrichtung festgestellt werden. Dreht man den Analysator um einen Winkel  $\alpha$ , dann ist nur noch der Feldstärkeanteil  $E \cos \alpha$  vorhanden. Für  $\alpha = 0$  ist hinter dem Analysator Dunkelheit. Der Versuch bestätigt somit: Licht kann polarisiert werden und muss deshalb eine Querwelle sein.

## 2.13. Das elektromagnetische Spektrum

Dorn-Bader S. 222

**Aufgaben** Dorn-Bader S. 224 A1 bis A14