Wellen und Interferenz

Schwingung, Wellengleichung, Interferenz, Doppelspalt, Gitter, Bragg, EM-Wellen, Polarisation, Michelson

Das können Sie nach diesem Skript

– Schwingungen und Wellen mit den fünf Kenngrößen beschreiben
– die Wellengleichung aus der Laufzeit herleiten
– Interferenz über Gangunterschied und Zeiger entscheiden
– Doppelspalt-, Gitter- und Einzelspaltbedingung unterscheiden

Lernskript zur Vorbereitung auf das Vorabitur am 06.11.2026 · Gymnasium Westerstede, Niedersachsen
Grundlage: Kerncurriculum Physik (Niedersachsen 2022), Unterrichtsmaterialien www.physik.gym-wst.de, Aufgabenpool der Länder (IQB)

Inhalt

1 Kenngrößen 3
1.1 Messwerte, Energie und Diagramme 3
2 Zeigermodell und Interferenz 3
3 Gedämpfte Schwingung und Resonanz 4
4 Experiment: Feder-Masse-Pendel 5
5 Von der Schwingung zur Welle 6
6 Stehende Wellen 6
7 Doppelspalt 7
8 Gitter und Einzelspalt 9
9 Bragg-Reflexion 10
10 Elektromagnetische Wellen 11
11 Messung der Lichtgeschwindigkeit 11
12 Polarisation 12
13 Michelson-Interferometer 12
14 Aufgaben 13
15 Typische Fehler 14
16 Wiederholung 14

1 Kenngrößen

Größe	Einheit	Bedeutung
Auslenkung $s(t)$	m	momentaner Abstand von der Ruhelage
Amplitude A	m	größte Auslenkung
Periodendauer T	s	Dauer eines vollen Zyklus
Frequenz f	Hz	Zyklen pro Sekunde
Kreisfrequenz ω	1/s	Phasenzuwachs pro Sekunde
Wellenlänge λ	m	räumlicher Abstand gleicher Phase
Ausbreitungsgeschwindigkeit c	m/s	Laufgeschwindigkeit einer Phase

$$T = \frac{1}{f}, \quad \omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}, \quad c = \lambda f = \frac{\lambda}{T} \tag{1}$$

Für eine harmonische Schwingung gilt

$$s(t) = A\sin(\omega t + \varphi_0), \quad v(t) = A\omega\cos(\omega t + \varphi_0) \tag{2}$$

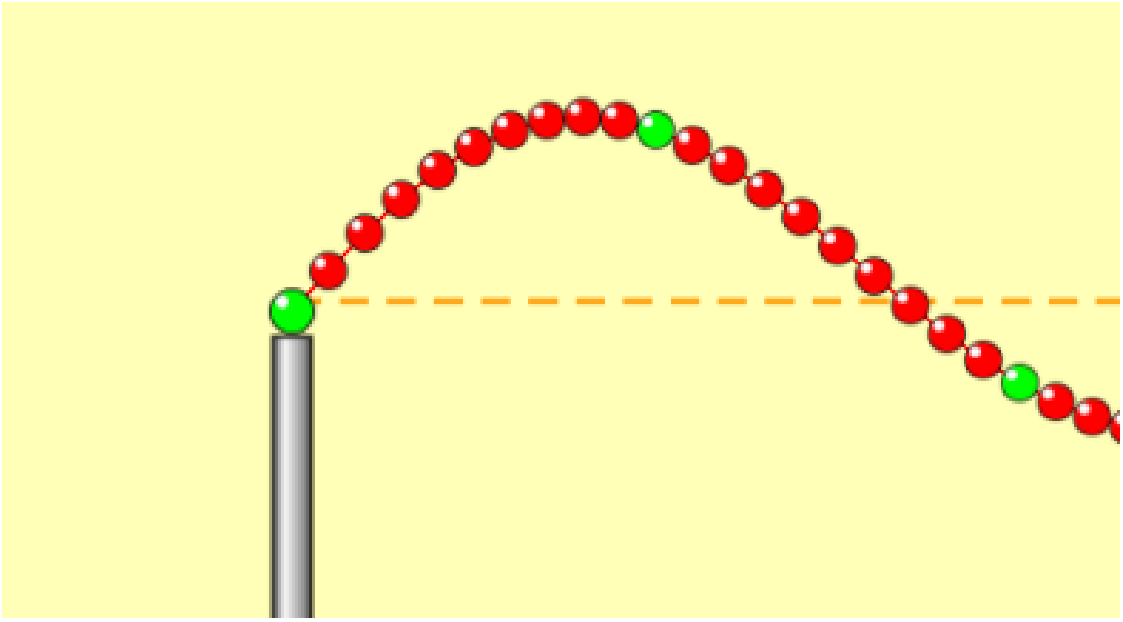


Abbildung 1: Wellenmaschine aus dem Schulmaterial: Die Kugeln schwingen um ihre Ruhelage, die Störung läuft durch die Kette. Quelle: Schulseite.

Nach der Zeit Δt ist die Störung um $c \cdot \Delta t$ weitergewandert; ihre Form ändert sich dabei nicht, nur ihr Ort.

1.1 Messwerte, Energie und Diagramme

Ein Oszilloskop zeichnet $s(t)$ auf. Aus dem Abstand zweier Nulldurchgänge in derselben Richtung folgt T, aus der größten Auslenkung A; die Frequenz ist $f = 1/T$. Bei gedämpfter Schwingung nimmt die Amplitude exponentiell ab, $A(t) = A_0 e^{-\gamma t}$; die Einhüllende ist im t-s-Diagramm eine fallende Exponentialkurve.

Beim Feder-Masse-Pendel wandelt sich Energie fortlaufend um:

$$E_{\text{pot}} = \frac{1}{2}Ds^2, \quad E_{\text{kin}} = \frac{1}{2}mv^2, \quad E_{\text{ges}} = E_{\text{pot}} + E_{\text{kin}} \tag{3}$$

In der Ruhelage ist E_{kin} maximal und E_{pot} null; am Umkehrpunkt ist es umgekehrt. Das t-v-Diagramm ist die Ableitung des t-s-Diagramms: Es eilt um eine Viertelperiode voraus und hat bei $s = 0$ seinen größten Betrag.

2 Zeigermodell und Interferenz

Ein Zeiger der Länge A rotiert mit ω; seine Projektion auf die Hochachse ist $s(t)$. Zwei Wellen am selben Ort addieren sich wie zwei Zeiger – vektoriell, mit Phasendifferenz δ:

$$A_{\text{ges}} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\delta)}, \quad \delta = 2\pi\frac{\Delta s}{\lambda} \tag{4}$$

Definition
Kohärenz: Zwei Wellen sind kohärent, wenn sie dieselbe Frequenz haben und ihre Phasendifferenz über die Beobachtungszeit konstant bleibt. Nur dann ist δ eine feste Größe – und nur dann entsteht ein zeitlich stabiles Interferenzmuster.

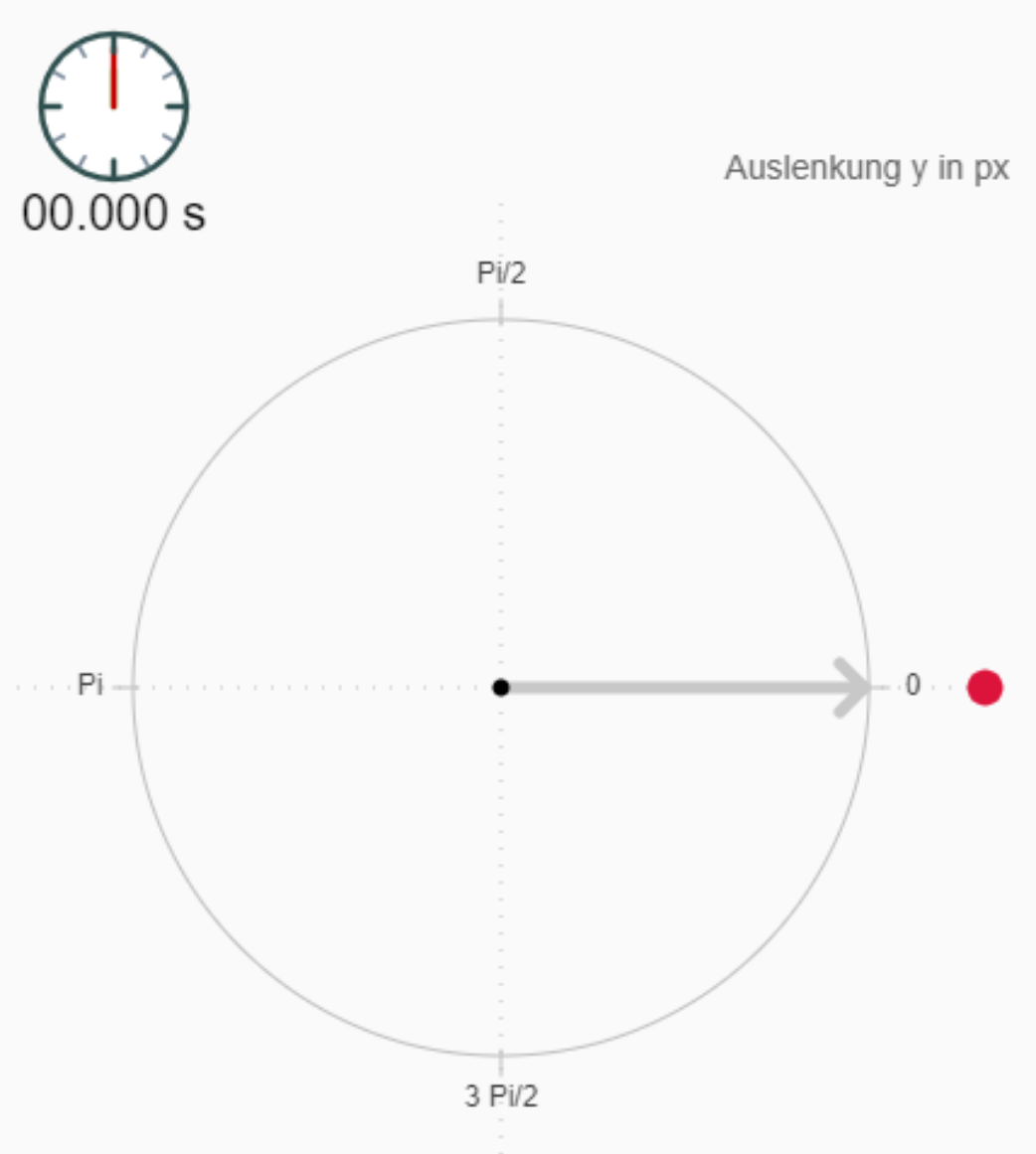


Abbildung 2: Zeigerdarstellung einer Schwingung aus dem Schulmaterial. Quelle: Schulseite.

Ein voller Umlauf des Zeigers entspricht einer Wellenlänge; deshalb liest man den Gangunterschied zweier Wellen direkt als Winkel zwischen ihren Zeigern ab.

Merksatz
Konstruktiv: $\Delta s = n\lambda$, $\delta = n \cdot 2\pi$, $A_{\text{ges}} = A_1 + A_2$.
Destruktiv: $\Delta s = (2n+1)\frac{\lambda}{2}$, $\delta = (2n+1)\pi$, $A_{\text{ges}} = |A_1 - A_2|$.

3 Gedämpfte Schwingung und Resonanz

$$A(t) = A_0 e^{-\gamma t}, \quad \Lambda = \ln\frac{A(t)}{A(t+T)} = \gamma T \tag{5}$$

Dabei ist γ die Dämpfungskonstante und Λ das logarithmische Dekrement.

Definition

Resonanz: Die Amplitude der erzwungenen Schwingung ist maximal, wenn die Erregerfrequenz f_E nahe der Eigenfrequenz f_0 liegt. Je schwächer die Dämpfung, desto höher und schmaler der Peak; bei starker Dämpfung liegt das Maximum etwas unterhalb von f_0.

Die Erregerfrequenz am Maximum heißt **Resonanzfrequenz** f_R. Für schwache Dämpfung gilt $f_R \approx f_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{D}{m}}$; mit wachsender Dämpfung wandert f_R nach unten.

Bei kleiner Anregungsfrequenz ($f_A < f_E$) folgt das System der Erregung fast ohne Verzögerung; bei $f_A \approx f_E$ wächst die Amplitude stark an (Resonanz); bei $f_A > f_E$ kann es der Erregung nicht mehr folgen, die Amplitude bleibt klein. Mit wachsender Anregungsfrequenz eilt die Schwingung der Erregung immer stärker nach; im Resonanzfall beträgt die Phasenverschiebung etwa $\pi/2$.

System	Eigenfrequenz	Gültigkeit
Feder-Masse-Pendel	$f_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{D}{m}}$	massefreie Feder
Fadenpendel	$f_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{g}{l}}$	kleine Auslenkung
Schwingkreis	$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$	Thomsonsche Formel

Im Schwingkreis pendelt die Energie zwischen Kondensator und Spule:

$$E_{\text{el}} = \frac{1}{2}CU^2, \quad E_{\text{mag}} = \frac{1}{2}LI^2, \quad f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \tag{6}$$

Im Schwingkreis lädt die Spannungsquelle den Kondensator auf. Beim Entladen treibt die Kondensatorspannung einen Strom durch die Spule; die Selbstinduktion der Spule bremst den Stromanstieg und baut dabei ein Magnetfeld auf. Ist der Kondensator entladen, hält der Strom aufgrund der Induktion an und lädt den Kondensator mit umgekehrter Polarität. So pendelt die Energie zwischen elektrischem Feld (E_{el}) und magnetischem Feld (E_{mag}) hin und her. Beim realen Schwingkreis wandelt der ohmsche Widerstand einen Teil der Energie in Wärme um; die Schwingung ist gedämpft.

Ein Resonanzexperiment: Ein Erreger mit veränderbarer Frequenz f_A regt das System an; man misst die Amplitude für jede Frequenz und trägt sie über f_A auf. Das Maximum liegt bei $f_R \approx f_0$. Ersetzt man im LC-Kreis den Kondensator durch einen mit größerem C, sinkt f_0; die Resonanzkurve verschiebt sich nach links. Das lässt sich mit zwei Kondensatoren unterschiedlicher Kapazität prüfen; die Messung bestätigt $f_0 \sim 1/\sqrt{C}$ nur, wenn L unverändert bleibt.

4 Experiment: Feder-Masse-Pendel

Experiment

Aufbau. Feder am Stativ, Masse m, Lineal, Stoppuhr.

Durchführung. m variieren, je 10 Schwingungen messen, $T = t/10$.

Beobachtung. T wächst mit m; bei kleiner Amplitude ist T unabhängig von der Amplitude.

Auswertung. T^2 gegen m: Gerade durch den Ursprung, Steigung $4\pi^2/D$.

Erklärung. Rückstellkraft $-Ds$ gegen Trägheit m – siehe Herleitung.

Bedeutung. Bestätigt $T \sim \sqrt{m}$ und liefert D ohne Kraftmessung.

Fehler und Sicherheit. Die Zeitmessung über zehn Perioden verringert den Reaktionsfehler; systematisch wirkt die Federkonstante bei großer Auslenkung. Stativ gegen Umkippen sichern und die Feder nicht überdehnen.

Herleitung

Periodendauer des Federpendels

1. Bewegungsgleichung: $m\frac{\mathrm{d}^2 s}{\mathrm{d}t^2} = -Ds$.
2. Form einer harmonischen Schwingung mit $\omega^2 = D/m$.
3. Mit $\omega = 2\pi/T$ folgt $\frac{4\pi^2}{T^2} = \frac{D}{m}$.
4. Auflösen:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{D}} \tag{7}$$

5. Gültig für massefreie Feder und kleine Auslenkung. D folgt aus der Steigung der T^2-m-Geraden.

5 Von der Schwingung zur Welle

Der Erreger bei $x = 0$ schwingt mit $A\sin(\omega t)$. Am Ort x kommt die Bewegung nach der Laufzeit x/c an:

$$s(x,t) = A\sin\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) = A\sin\left(2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right) \tag{8}$$

λ gehört zum Ort, T zur Zeit, und $c = \lambda/T$.

Herleitung

Wellengleichung aus der Zeitverzögerung

1. Ansatz: Die Welle gibt die Erregerschwingung unverändert weiter, nur zeitlich verspätet.
2. Verspätung: Für die Strecke x braucht das Signal $\Delta t = x/c$.
3. Einsetzen: $t \leftarrow t - x/c$ in $s = A\sin(\omega t)$.
4. Umformen mit $\omega = 2\pi/T$ und $c = \lambda/T$ liefert die Phasenform oben.
5. Probe: $x = \lambda$ ergibt Phase 2π, also denselben Zustand – korrekt.

Achtung – typische Fehlerquelle

c ist die **Phasengeschwindigkeit**, nicht die Geschwindigkeit der Teilchen. Teilchen schwingen senkrecht zur Ausbreitung (transversal) oder parallel (longitudinal).

6 Stehende Wellen

Zwei gegenläufige Wellen gleicher Frequenz und Amplitude ergeben

$$s(x,t) = 2A\sin(kx)\cos(\omega t) \tag{9}$$

Die Amplitude ist ortsfest, die Welle wandert nicht. Knoten bei $x = n\lambda/2$.

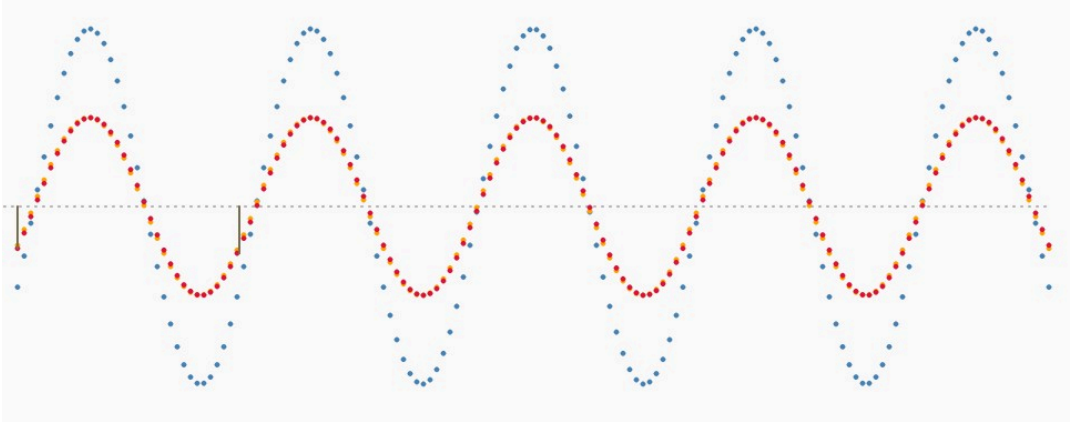


Abbildung 3: Stehende Welle aus dem Schulmaterial: Knoten und Bäuche im Abstand $\lambda/2$. Quelle: Schulseite.

In der Grundschwingung schwingt die Mitte mit maximaler Amplitude, in der ersten Oberschwingung sitzt dort ein zusätzlicher Knoten; der Abstand zweier Knoten bleibt in beiden Fällen $\lambda/2$.

Ränder	Wellenlängen	Frequenzen
beide fest	$L = n\frac{\lambda}{2}$	$f_n = nf_1$
ein Ende offen	$L = (2n-1)\frac{\lambda}{4}$	$f_n = (2n-1)f_1$

Experiment

Ultraschall-Stehwelle im Kundtschen Rohr.

Aufbau. Glasrohr mit Lautsprecher an einem Ende und bewegtem Stempel am anderen Ende; im Rohr liegt

Korkmehl oder Styroporgranulat.
Durchführung. Lautsprecher mit fester Frequenz f einschalten und den Stempel verschieben, bis das Granulat deutliche Knoten und Bäuche zeigt. Abstand zweier benachbarter Knoten messen.
Beobachtung. Das Granulat sammelt sich an den Schwingungsknoten; die Knoten liegen im Abstand $\lambda/2$.
Auswertung. $\lambda = 2(x_1 - x_0)$ und $c = \lambda f$.
Bedeutung. Die stehende Welle macht die Wellenlänge des unsichtbaren Ultraschalls messbar.
Fehler und Sicherheit. Unsicherheit kommt aus der Stempelposition und der Ablesung der Knotenabstände; systematisch aus der Rohrlänge. Lautstärke begrenzen und das Glasrohr gegen Umstoßen sichern.

7 Doppelspalt

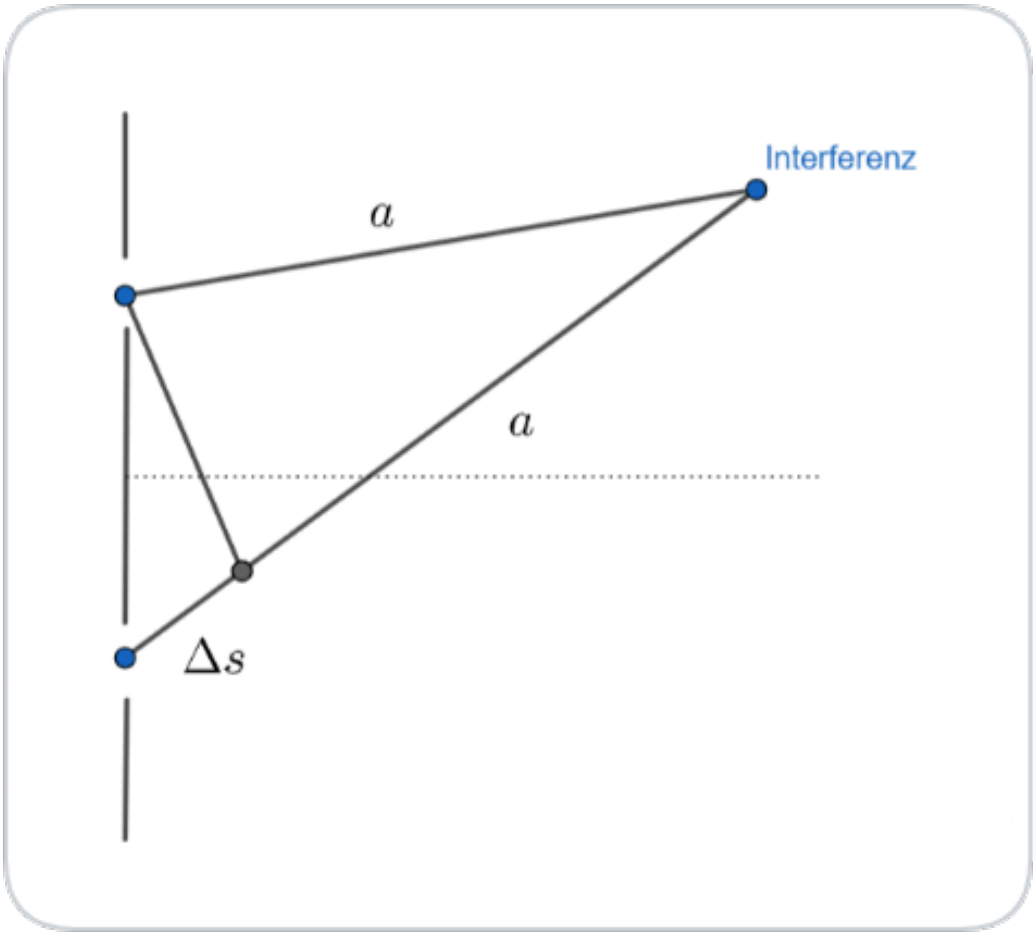


Abbildung 4: Doppelspalt-Geometrie aus dem Schulmaterial: Die beiden Teilstrahlen laufen zum Punkt P; ihr Wegunterschied bestimmt das Interferenzbild. Quelle: Schulseite.

Der untere Strahl legt bis zum Schirm das zusätzliche Stück $d\sin(\alpha)$ zurück; dieser Wegunterschied entscheidet, ob sich die Wellen am Punkt P verstärken oder auslöschen.

Herleitung
Doppelspaltbedingung

1. Von beiden Spalten laufen Wellen nach P; die Wege unterscheiden sich um Δs.
2. Geometrie: $\Delta s = d\sin(\alpha)$.
3. Konstruktiv für $\Delta s = n\lambda$: $d\sin(\alpha_n) = n\lambda$.
4. Kleine Winkel: $\sin(\alpha) \approx \tan(\alpha) = a_n/e$, also
$$a_n = n\frac{\lambda e}{d} \tag{10}$$
5. Gültig für $e \gg d$ und $a_n \ll e$; sonst mit sin rechnen.

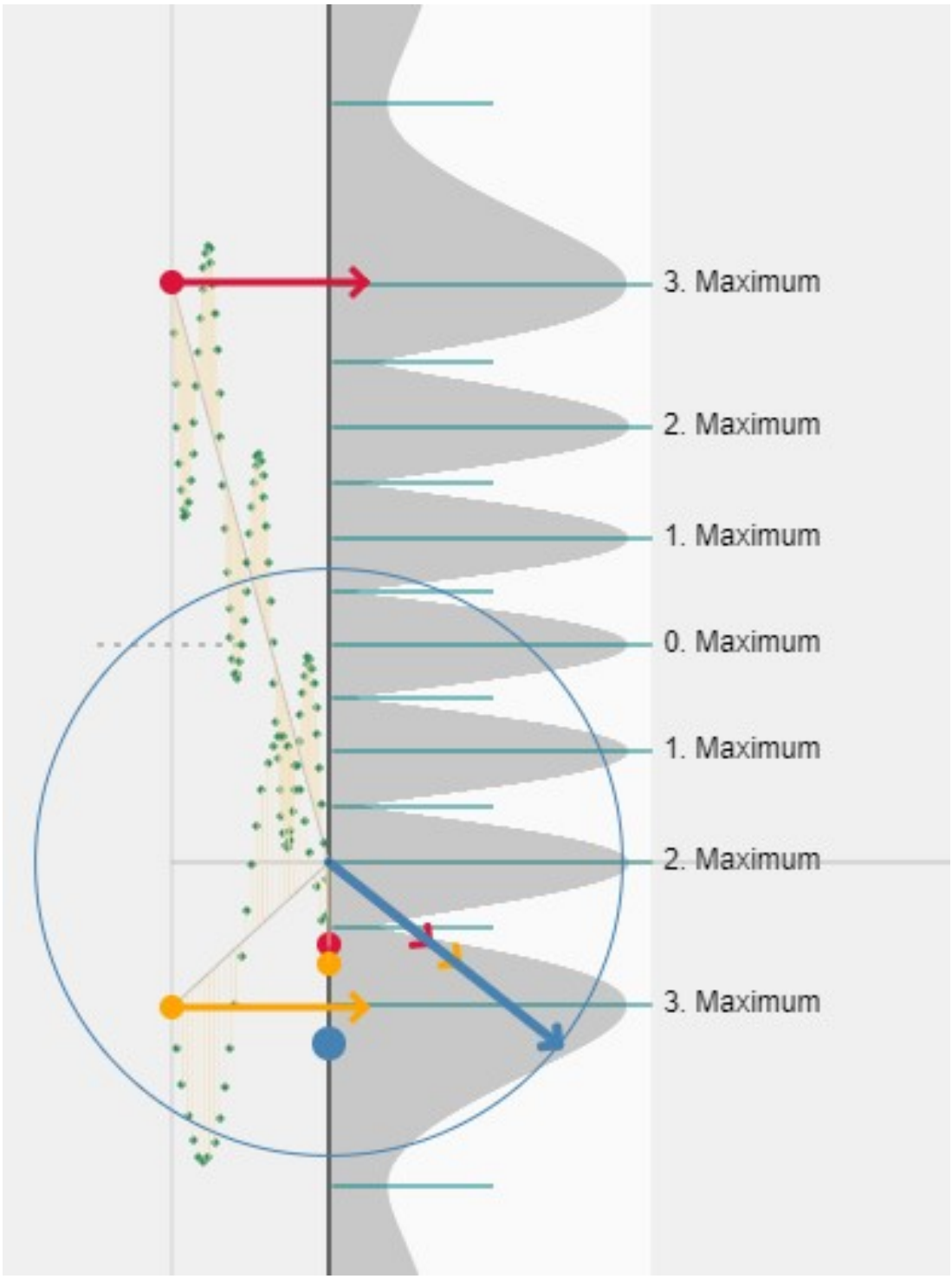


Abbildung 5: Interferenzmuster am Doppelspalt aus dem Schulmaterial. Quelle: Schulseite.

Experiment

Doppelspalt mit Licht und mit Schall.

Aufbau. Licht: Laser, Doppelspalt, Schirm. Schall: zwei gleichphasige Lautsprecher im Abstand d, Mikrofon als Detektor.

Durchführung. Licht: Abstand a_n der Maxima auf dem Schirm messen. Schall: Mikrofon seitlich verschieben und die Orte der Maxima und Minima aufnehmen.

Auswertung. Licht: $d \sin(\alpha_n) = n\lambda$ mit $\tan(\alpha_n) = a_n / e$. Schall: aus dem Muster λ bestimmen und mit der bekannten Frequenz $c = \lambda f$ prüfen.

Bedeutung. Dieselbe Geometrie gilt für Licht und Schall; der Doppelspalt ist kein Sonderfall des Lichts.

Fehler und Sicherheit. Beim Licht sind der Abstand Doppelspalt–Schirm und der Streifenabstand die Hauptfehler; beim Schall die Mikrofonposition. Laser nie ins Auge richten, Lautstärke begrenzen.

Weil a_n linear mit n wächst, sind die Maxima gleich weit voneinander entfernt; die Minima liegen jeweils genau dazwischen.

8 Gitter und Einzelspalt

Beim Gitter (Gitterkonstante g, N Spalte) haben Nachbarspalte den Gangunterschied $g\sin(\alpha)$:

$$g\sin(\alpha_n) = n\lambda \tag{11}$$

Viele Spalte machen die Maxima scharf – deshalb wird mit dem Gitter die Wellenlänge gemessen. Im Zeigermodell addieren sich die N Zeiger der Spalte. Im Hauptmaximum zeigen alle in dieselbe Richtung; schon eine kleine Winkeländerung dreht die äußeren Zeiger gegeneinander, sodass die Summe schnell kleiner wird. Zwischen zwei Hauptmaxima liegen $N-2$ Nebenmaxima; mit wachsendem N werden die Hauptmaxima schmaler und die Nebenmaxima schwächer. Deshalb lässt sich die Lage eines Hauptmaximums mit einem Gitter viel genauer messen als mit einem Doppelspalt.

Beim Einzelspalt (Breite b) interferieren Elementarwellen **eines** Spalts. Minima bei

$$b\sin(\alpha_m) = m\lambda, \quad m = 1, 2, \ldots \tag{12}$$

Zwischen dem Minimum erster Ordnung links und rechts liegt das zentrale Maximum. Seine Winkelbreite ist etwa $2\lambda/b$; je schmaler der Spalt, desto breiter ist es. Mit steigender Ordnung werden die Nebenmaxima schwächer, weil die Intensität der Einhüllenden abfällt. Für die Intensität gilt $I(\alpha) = I_0(\sin(\beta)/\beta)^2$ mit $\beta = \pi b\sin(\alpha)/\lambda$.

Achtung – typische Fehlerquelle
Die Einzelspalt-**Minima** haben dieselbe Form wie die Doppelspalt-**Maxima**. Wer beide Bedingungen gleich behandelt, vertauscht hell und dunkel.

Experiment
Gitter mit monochromatischem Licht (objektiv und subjektiv).
Aufbau. Laser oder Spektrallampe, Gitter mit bekannter Gitterkonstante g, Schirm in bekanntem Abstand; subjektiv ein Fernrohr auf einem drehbaren Arm.
Durchführung. Objektiv: Abstand a_n des n-ten Maximums auf dem Schirm messen. Subjektiv: das Maximum durch das Fernrohr anvisieren und den Winkel ablesen.
Auswertung. $g\sin(\alpha_n) = n\lambda$; objektiv mit $\tan(\alpha_n) = a_n/e$, subjektiv direkt mit dem gemessenen Winkel.
Bedeutung. Zwei unabhängige Messwege für dieselbe Wellenlänge.
Fehler und Sicherheit. Gitterkonstante und Winkelablesung bestimmen die Unsicherheit; die Nullage des Gitters wirkt systematisch. Laserstrahl abdecken und nicht in den Strahl blicken.

Experiment
Weißes Licht am Gitter.
Beobachtung. Das zentrale Maximum ist weiß; die Maxima höherer Ordnung sind zu einem Spektrum aufgefächert, weil $\sin(\alpha_n) = n\lambda/g$ mit λ wächst.
Auswertung. Aus dem Winkel einer bekannten Spektrallinie folgt λ; umgekehrt lässt sich aus dem Spektrum auf die Gitterkonstante schließen.
Fehler und Sicherheit. Die farbigen Ränder der Maxima begrenzen die Ablesegenauigkeit; die Gitterkonstante wirkt systematisch. Lampe nicht berühren und den Strahlengang abdecken.

Eine CD oder DVD wirkt als Reflexionsgitter: Die feinen Spuren reflektieren das Licht unter verschiedenen Winkeln. Mit dem gemessenen Beugungswinkel α, der Ordnung n und der Wellenlänge λ folgt der Spurabstand

$$d = \frac{n\lambda}{\sin(\alpha)} \tag{13}$$

Experiment

Spurabstand einer CD/DVD.
Aufbau. Laserdiode mit bekannter Wellenlänge, CD oder DVD, Schirm, Winkelmesser.
Durchführung. Den Laser schräg auf die reflektierende Oberfläche richten und den Winkel α des n-ten Beugungsmaximums messen.
Auswertung. $d = n\lambda / \sin(\alpha)$; bei bekannter Spurzahl pro Millimeter lässt sich das Ergebnis prüfen.
Bedeutung. Eine Alltagsanwendung derselben Gittergleichung.
Fehler und Sicherheit. Wellenlänge der Laserdiode und Winkel sind die Eingangsgrößen; der Spurabstand folgt mit deren Unsicherheit. Laserlicht nicht direkt ins Auge, CD nicht verkratzen.

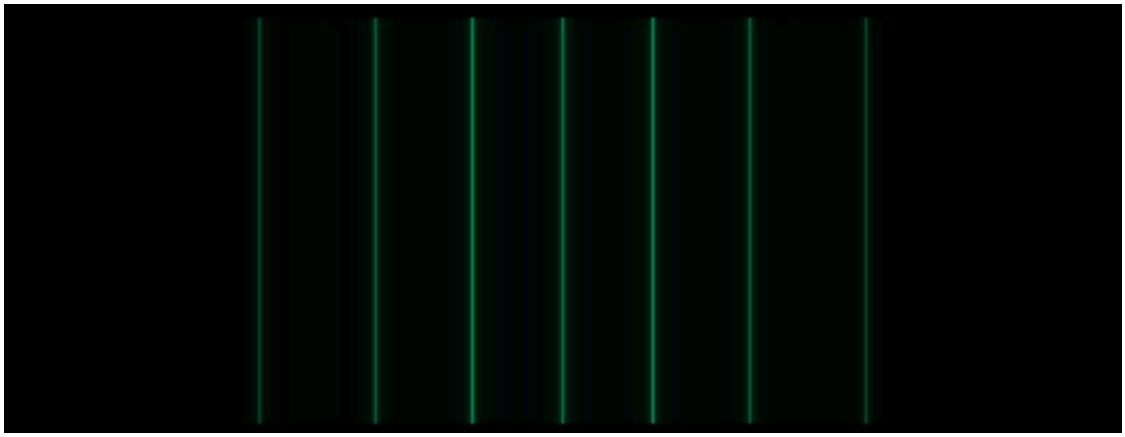


Abbildung 6: Interferenzmuster am Gitter aus dem Schulmaterial. Quelle: Schulseite.

Beim Gitter überlagern sich viele Elementarwellen; dadurch werden die Maxima scharf und die Wellenlänge lässt sich präzise bestimmen.

9 Bragg-Reflexion

An Netzebenen mit Abstand d ist der Zusatzweg der zweiten Welle $2d\sin(\theta)$:

Herleitung
Bragg-Gleichung

1. Zwei parallele Strahlen werden an zwei benachbarten Netzebenen im Abstand d reflektiert.
2. Der untere Strahl läuft zusätzlich den Weg Δs. Im rechtwinkligen Dreieck mit Hypotenuse d und Gegenkathete $\Delta s/2$ gilt $\sin(\theta) = (\Delta s/2)/d$.
3. Also $\Delta s = 2d\sin(\theta)$.
4. Konstruktive Interferenz für $\Delta s = n\lambda$; damit folgt $2d\sin(\theta) = n\lambda$.

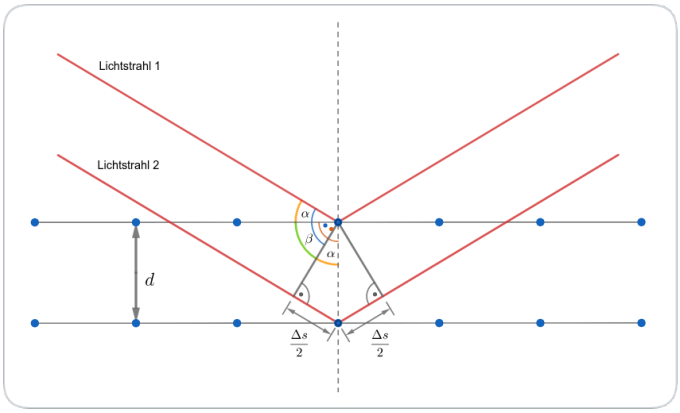


Abbildung 7: Bragg-Reflexion an Netzebenen aus dem Schulmaterial. Quelle: Schulseite.

Experiment

Aufbau. Röntgenröhre, Kristall mit bekanntem Netzebenenabstand und drehbarer Detektor.
Durchführung. Den Glanzwinkel θ verändern und die Intensität der reflektierten Strahlung messen.
Beobachtung. Nur bei bestimmten Winkeln entsteht ein scharfes Maximum.
Auswertung. $2d\sin(\theta) = n\lambda$; bei bekanntem d folgt die Wellenlänge.
Fehler und Sicherheit. Winkel und Netzebenenabstand tragen die Unsicherheit; die Nullage des Detektors wirkt systematisch. Röntgenstrahlung abschirmen, Türkontakt und Dosimeter benutzen.

Der zweite Strahl dringt eine Netzebene tiefer ein und läuft dadurch den Weg $2d\sin(\theta)$ länger; nur wenn dieser Weg ein Vielfaches von λ ist, verstärken sich die reflektierten Wellen.

10 Elektromagnetische Wellen

$c_0 = 2{,}998 \cdot 10^8$ m/s im Vakuum, $c = c_0/n_{\text{Med}}$ im Medium. Beim Übergang bleibt f konstant, λ ändert sich:
Eine elektromagnetische Welle besteht aus einem elektrischen und einem magnetischen Feld. Beide schwingen senkrecht zueinander und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung; die Felder erzeugen sich gegenseitig, sodass die Welle im Vakuum ohne Ladungen existieren kann. Im Vakuum breitet sie sich mit c_0 aus, im Medium mit $c = c_0/n_{\text{Med}}$. Die Frequenz wird vom Erreger vorgegeben und bleibt beim Medienwechsel gleich; weil c kleiner wird, wird λ kleiner.

$$\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{n_{\text{Med},2}}{n_{\text{Med},1}} \tag{14}$$

Beim Eintritt in ein optisch dichteres Medium knickt der Strahl zum Lot; die Ursache ist die kleinere Ausbreitungsgeschwindigkeit, nicht eine Änderung der Frequenz.

11 Messung der Lichtgeschwindigkeit

Dass Licht sich nicht unendlich schnell ausbreitet, erkannte Ole Rømer 1676 an den Jupitermonden: Der Schattenaustritt des Mondes Io verspätet sich im Lauf eines Jahres um bis zu etwa 17 Minuten, weil die Erde auf ihrer Bahn unterschiedlich weit von Jupiter entfernt ist. Rømer selbst schätzte noch 22 Minuten; der heutige Wert für die Laufzeit über den Erdbahndurchmesser beträgt 16,6 Minuten.
Im Labor lässt sich c mit einer stehenden Welle messen. In der Mikrowelle (Frequenz $f = 2{,}45$ GHz) bilden sich zwischen den Wänden Maxima im Abstand $\lambda/2$. Bei einem Abstand von 6,4 cm folgt $\lambda = 2 \cdot 6{,}4\ \text{cm} = 12{,}8$ cm und damit

$$c = \lambda f = 0{,}128\ \text{m} \cdot 2{,}45 \cdot 10^9\ \text{Hz} = 3{,}14 \cdot 10^8\ \text{m/s} \tag{15}$$

Achtung – typische Fehlerquelle
Der Abstand zweier erhitzter Stellen ist $\lambda/2$, nicht λ: Zwischen zwei Maxima liegt ein Minimum. Wer ihn als Wellenlänge einsetzt, erhält den doppelten Wert.

Aus den Maxwell-Gleichungen folgt, dass c allein aus Naturkonstanten bestimmt ist:

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} = 2{,}998 \cdot 10^8\ \text{m/s} \tag{16}$$

Michelson und Morley fanden 1887 keine Abweichung von diesem Wert, obwohl die Erde sich relativ zum damals postulierten Äther bewegen sollte. Einstein machte daraus 1905 ein Postulat: In allen Inertialsystemen misst jeder Beobachter im Vakuum denselben Wert 299792458 m/s. Deshalb hängt c in $c = \lambda f$ nicht davon ab, wer die Welle beobachtet.
Das sichtbare Licht ($\lambda \approx 380$–780 nm) ist nur ein schmaler Ausschnitt des elektromagnetischen Spektrums. Nach steigender Frequenz geordnet: Radiowellen, Mikrowellen, Infrarot, sichtbares Licht, Ultraviolett, Röntgen- und Gammastrahlung.
Verbindung: Dasselbe Interferenzprinzip wie in der Mikrowelle nutzt das Michelson-Interferometer (Abschnitt 13) für Längenmessungen; die Photonenenergie $E = hf$ behandelt Skript 2.

12 Polarisation

Licht ist eine Transversalwelle: Das elektrische Feld schwingt senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Bei einer Glühlampe ist diese Schwingungsebene statistisch verteilt, bei einem Laser liegt sie fest.

Definition
Polarisator: Ein Filter, der nur eine Schwingungsebene durchlässt. **Analysator:** Ein zweiter Filter dahinter; er zeigt, in welcher Ebene das Licht nach dem ersten Filter schwingt.

Experiment
Aufbau. Lampe oder Laser, Polarisator, drehbarer Analysator und eine Photodiode als Intensitätsmesser.
Durchführung. Den Analysator schrittweise drehen und die Intensität messen.
Beobachtung. Bei paralleler Stellung ist die Intensität maximal, bei gekreuzter Stellung praktisch null.
Auswertung. $I(\alpha) = I_0 \cos^2(\alpha)$ (Malus-Gesetz).
Fehler und Sicherheit. Photodiodenstrom und Winkelstellung sind die Messgrößen; die Nullage von Polarisator und Analysator wirkt systematisch. Nur Laser kleiner Leistung verwenden und den Strahl abdecken.

Stehen Polarisator und Analysator im Winkel α zueinander, gilt das Malus-Gesetz

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \tag{17}$$

Das elektrische Feld nach dem Polarisator hat die Amplitude E_0. Der Analysator lässt nur die Komponente $E_0 \cos(\alpha)$ durch; die Intensität ist proportional zum Quadrat der Amplitude, also $I = I_0 \cos^2(\alpha)$.

Merksatz
Nur Transversalwellen lassen sich polarisieren. Schall ist eine Longitudinalwelle und hat keine Polarisationsebene; ein Polarisator hat für ihn keine definierte Wirkung. Deshalb ist Polarisation der Nachweis, dass Licht transversal schwingt.

13 Michelson-Interferometer

Ein Strahlteiler teilt den Laserstrahl in zwei Teilstrahlen. Sie laufen zu je einem Spiegel und werden auf einen Schirm zurückgeworfen, wo sie sich überlagern. Ein Arm ist fest, der andere beweglich.
Wird der bewegliche Spiegel um Δd verschoben, ändert sich der Weg dieses Teilstrahls um $2\Delta d$ – hin und zurück. Der Gangunterschied ist also

$$\Delta s = 2\Delta d \tag{18}$$

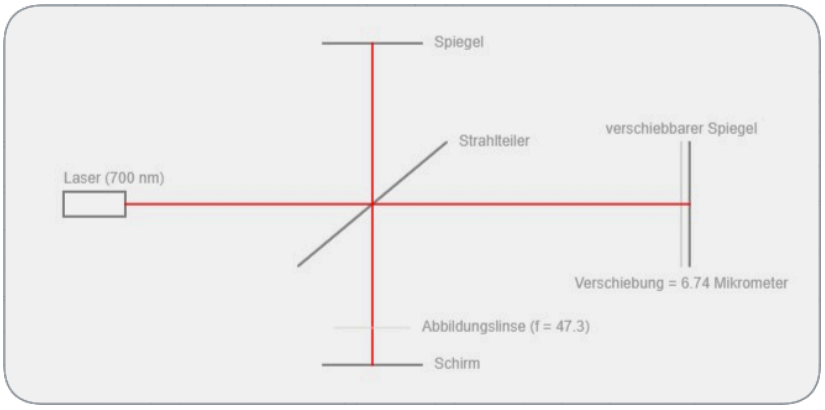


Abbildung 8: Michelson-Interferometer aus dem Schulmaterial: Strahlteiler, fester und beweglicher Spiegel, Schirm. Quelle: Schulseite.

Mit Mikrowellen statt Licht lässt sich dasselbe Interferometer betreiben: Die Wellenlänge ist dann Zentimeter statt Nanometer, und die Verschiebung eines Spiegels um $\lambda/2$ ergibt wieder einen Hell-Dunkel-Wechsel.

Experiment
Aufbau. Laser, 45°-Strahlteiler, fester Spiegel M1, auf einer Schiene verschiebbarer Spiegel M2 und ein Schirm. Der Strahlteiler erzeugt zwei Teilstrahlen; M1 und M2 werfen sie zurück.

Durchführung. M2 langsam verschieben und die am Schirm vorbeiziehenden hellen Streifen zählen.
Beobachtung. Das Streifenmuster wandert; eine Verschiebung um $\lambda/2$ ergibt einen Hell-Dunkel-Wechsel.
Auswertung. $\Delta s = 2\Delta d$ und $\Delta d = N\lambda/2$.
Fehler und Sicherheit. Spiegelverschiebung und die Zählung der Helligkeitswechsel bestimmen die Unsicherheit; die Justage wirkt systematisch. Laser nicht ins Auge, optische Bank gegen Verrutschen sichern.

Am Schirm treffen beide Teilstrahlen wieder zusammen; verschiebt man den beweglichen Spiegel, wandert das Streifenmuster über den Schirm.
Maxima erscheinen bei $\Delta s = k\lambda$, Minima bei $\Delta s = (2k+1)\lambda/2$. Beim Verschieben um $\lambda/2$ wechselt das Bild einmal zwischen hell und dunkel. Zählt man N Streifen, die am Schirm vorbeiziehen, folgt

$$\Delta d = N\frac{\lambda}{2} \tag{19}$$

Damit lassen sich Längenänderungen von Bruchteilen einer Wellenlänge messen – das ist die technische Verwendung, die im Kerncurriculum verlangt wird.

14 Aufgaben

Aufgabe 1 AFB II 10 P.
Ein Doppelspalt ($d = 0{,}25$ mm) wird mit Licht der Wellenlänge 633 nm beleuchtet; der Schirm steht $e = 2{,}00$ m entfernt.

1. Berechnen Sie den Abstand zweier benachbarter Maxima.
2. Begründen Sie, dass die Kleinwinkelnäherung zulässig ist.

Lösung
(1) $a_1 = \frac{\lambda e}{d} = \frac{633\cdot10^{-9}\ \text{m}\cdot 2{,}00\ \text{m}}{0{,}25\cdot10^{-3}\ \text{m}} = 5{,}06\ \text{mm}$.
(2) $\tan(\alpha_1) = a_1/e = 2{,}5\cdot10^{-3}$, also $\alpha_1 \approx 0{,}14°$. Bei so kleinen Winkeln unterscheiden sich sin und tan um weniger als 10^{-4}.

Aufgabe 2 AFB II 10 P.
Ein Gitter mit 500 Strichen pro Millimeter zeigt das Maximum 2. Ordnung unter 39,2°.

1. Bestimmen Sie g.
2. Berechnen Sie λ.
3. Erklären Sie, warum das Maximum 3. Ordnung fehlt.

Lösung
(1) $g = \frac{1}{500\,\text{mm}^{-1}} = 2{,}00\cdot10^{-6}\ \text{m}$.
(2) $\lambda = \frac{g\sin(\alpha_2)}{2} = \frac{2{,}00\cdot10^{-6}\ \text{m}\cdot 0{,}632}{2} = 6{,}32\cdot10^{-7}\ \text{m} = 632\ \text{nm}$.
(3) Fehlt ein Maximum, fällt es mit einem Einzelspalt-Minimum zusammen: Bei endlicher Strichbreite b gilt $b\sin(\alpha) = m\lambda$ für dieselbe Richtung. Die Gitterformel allein erklärt das nicht.

Aufgabe 3 AFB III 12 P.
Ein Gitter mit N Spalten wird mit monochromatischem Licht beleuchtet.

1. Erklären Sie, warum die Hauptmaxima mit wachsendem N schmaler werden.
2. Begründen Sie, warum zwischen zwei Hauptmaxima $N-2$ Nebenmaxima liegen.
3. Beurteilen Sie, ob ein Doppelspalt für eine Präzisionsmessung der Wellenlänge geeignet ist.

Lösung
(1) Im Zeigermodell addieren sich N Zeiger. Im Hauptmaximum zeigen alle in dieselbe Richtung; schon eine kleine Winkeländerung dreht die äußeren Zeiger gegeneinander, sodass die Summe schnell kleiner wird. Die Halbwertsbreite nimmt mit $1/N$ ab.

(2) Zwischen zwei Hauptmaxima durchlaufen die N Zeiger relative Phasen von 0 bis 2π. Bei $N-1$ gleichmäßig verteilten Phasen heben sich die Zeiger auf; das ergibt $N-2$ Minima und dazwischen $N-2$ Nebenmaxima.
(3) Nur bedingt: Die Maxima sind breit und die Intensität fällt kaum ab; die Lage ist schwer zu messen. Ein Gitter mit vielen Spalten liefert schmale Maxima und damit eine kleinere Unsicherheit.

15 Typische Fehler

Fehler	Richtig
Einzel- und Doppelspaltbedingung vertauscht	Doppelspalt: Maxima bei $d\sin(\alpha)=n\lambda$; Einzelspalt: Minima bei $b\sin(\alpha)=m\lambda$
Einheiten gemischt	alles in SI, erst am Ende umrechnen
„Interferenz, weil sich Wellen treffen“	nur bei Kohärenz: feste Phasenbeziehung, gleiche Frequenz
Resonanz immer bei f_0	nur bei schwacher Dämpfung; sonst darunter
stehende Welle als wandernd beschrieben	ortsfeste Knoten, $2A\sin(kx)$

16 Wiederholung

Kern	Formel
Wellenlänge aus Frequenz	$c=\lambda f$
Gangunterschied als Phase	$\delta=2\pi\Delta s/\lambda$
Doppelspalt	$a_n=n\lambda e/d$
Gitter	$g\sin(\alpha_n)=n\lambda$
Einzelspalt-Minima	$b\sin(\alpha_m)=m\lambda$
stehende Welle, fest-fest	$L=n\lambda/2$
Bragg	$2d\sin(\theta)=n\lambda$
Federpendel	$T=2\pi\sqrt{m/D}$
Dämpfung	$A(t)=A_0e^{-\gamma t}$

Verstehen, nicht auswendig: warum δ und Δs dasselbe beschreiben; warum Kohärenz nötig ist; warum die Kleinwinkelnäherung beim Doppelspalt zulässig ist, beim Gitter hoher Ordnung nicht.

Prüfungsrelevanz
Das musst du können:

- **erklären**, warum nur kohärente Wellen ein stabiles Interferenzmuster ergeben;
- **herleiten**, warum beim Doppelspalt $a_n=n\lambda e/d$ gilt;
- **berechnen**: Wellenlänge aus Gitterwinkel, Ringabstand oder Mikrowellen-Maxima;
- **begründen**, warum die Kleinwinkelnäherung beim Doppelspalt zulässig ist und beim Gitter hoher Ordnung nicht;
- **skizzieren**: Zeigerbild für konstruktive und destruktive Interferenz.

Quellen (Abruf 2026-11-02).

- Schwingungen: https://www.physik.gym-wst.de/docs/d12/12schwingungenwellen/01schwingungen/docs.md
- Resonanz/Schwingkreis: https://www.physik.gym-wst.de/docs/d12/12schwingungenwellen/03resonanz/docs.md
- Stehende Wellen/Ultraschall: https://www.physik.gym-wst.de/docs/d12/12schwingungenwellen/09stehendewellen/docs.md
- Gitter: https://www.physik.gym-wst.de/docs/d12/12schwingungenwellen/12doppelspaltgitter/docs.md
- Bragg: https://www.physik.gym-wst.de/docs/d12/12schwingungenwellen/13bragginterferometer/docs.md
- Polarisation: https://www.physik.gym-wst.de/docs/d12/12schwingungenwellen/06polarisation/docs.md
- Michelson: https://www.physik.gym-wst.de/docs/d12/12schwingungenwellen/10michelsoninterferometer/docs.md
- Lichtgeschwindigkeit: https://www.physik.gym-wst.de/docs/d12/12schwingungenwellen/14messunglichtgeschw/docs.md

- Kerncurriculum Physik Niedersachsen 2022: https://cuvo.nibis.de/
- Abbildungen: Unterrichtsmaterialien der Schulwebsite (`05_Grafiken/schule/`).