Hinweis

Die vorliegende Lösung wurde im Rahmen der jeweiligen Lehrveranstaltung an der Universität Bonn erstellt. Sofern im oberen Teil der ersten Seite oder auf der unten angegebenen Webseite nicht anders vermerkt, wurde diese Lösung von mir, Marvin Zanke, alleine angefertigt und eingereicht. Bei allem in einer anderen Farbe als dem üblichen Blau handelt es sich in der Regel um Korrekturen von mir oder des Tutors. Für mehr Informationen und meine gesamten Unterlagen, siehe:
https://www.physics-and-stuff.com/

Ich erhebe keinen Anspruch auf Richtigkeit und Vollständigkeit der vorliegenden Lösungen! Dies gilt ebenso für obengenannte Korrekturen.

Marvin Zanke

Physik III Blatt 11 (2 Blätter)

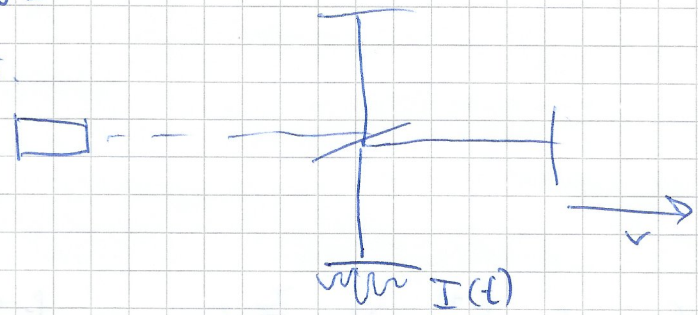
1

1/1/1

K. Z.

Nr. 37

a)



Nach der Vorlesung gilt: $I = \frac{I_0}{2}(1+\cos\Delta\varphi)$
bei einer Phasendifferenz der beiden Wellen von $\Delta\varphi$.
Verschiebt man den rechten Spiegel mit v nach rechts,
so ist der Spiegel nach der Zeit t um die Strecke s
weiter. Das doppelte der Strecke ist der Gangunterschied.
Damit lässt sich dann die Phasendifferenz berechnen.

$s = v\cdot t$ und $\Delta s = 2s = 2vt$

$$\Delta\varphi = k\cdot\Delta s = k\cdot 2vt \underset{k\cdot\lambda = 2\pi}{=} \frac{2\pi}{\lambda}\cdot 2vt \underset{c=f\cdot\lambda}{=} \pi\cdot 2\cdot vt\cdot\frac{f}{c}$$

$\Delta t = 2s(t) = 2v\cdot t$

$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c}$

$\Rightarrow I(t) = \frac{I_0}{2}\left(1+\cos\left(2\pi\cdot 2vt\cdot\frac{f}{c}\right)\right)$ $= \frac{1}{2}I_0(1+\cos(k\Delta t))$ wenn man davon ausgeht, dass bei $t=0$ gilt: $\Delta\varphi = 0$. Sonst kommt noch ein konstanter Term dazu.

b) Man hat $f_1 = f_0$ mit Intensität I_1 im Spektrum,
$f_2 = f_0 + a$ mit I_2, und $f_3 = f_0 - a$ mit I_3
Für jede dieser Frequenzen gibt es nun die Ausgangswelle,
welche sich mit der verzögerten Welle auf dem Schirm
überlagert und interferiert. Für jede Frequenz gilt also der
Zusammenhang aus a) und insgesamt gilt:

$$I(t) = \frac{I_1}{2}\left(1+\cos\left(2vt\cdot 2\pi\frac{f}{c}\right)\right) + \frac{I_2}{2}\left(1+\cos\left(2vt\cdot 2\pi\frac{f_0+a}{c}\right)\right) + \frac{I_3}{2}\left(1+\cos\left(2vt\cdot 2\pi\frac{f_0-a}{c}\right)\right)$$

(✓)

c) $I_1 = I_0$, $I_2 = 2I_0$, $I_3 = I_0$

$$I = \frac{I_0}{2}\left(1+\cos\left(2\pi \frac{f_0}{c}\cdot\Delta\right)\right) + \frac{2I_0}{2}\left(1+\cos\left(2\pi \frac{f_0+a}{c}\Delta\right)\right) + \frac{I_0}{2}\left(1+\cos\left(2\pi \frac{f_0-a}{c}\cdot\Delta\right)\right)$$

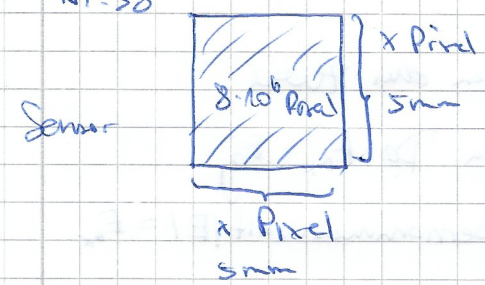
$$k = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

...

siehe übung!

1

Nr. 38 2

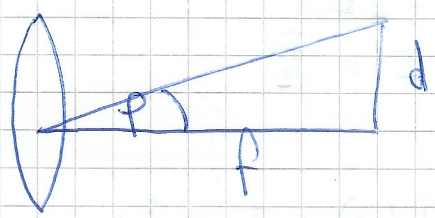


$x = \sqrt{8\cdot10^6} = 2828{,}427125$

$\Rightarrow$ Abstand der Pixel $\delta = \frac{5mm}{x} = 1{,}768\mu m$

Objektiv

$\frac{f}{D} = 3{,}5$



Nach Vorlesung gilt: $\Delta\varphi = 1{,}22\frac{\lambda}{D}$

Da der Sensor genau in Brennweite angebracht ist (für ein scharfes Bild) gilt außerdem $\varphi\cdot f \approx d$, mit $\sin\varphi \approx \varphi$

$\Rightarrow d = 1{,}22\frac{\lambda}{D}\cdot f = 4{,}27\cdot\lambda$

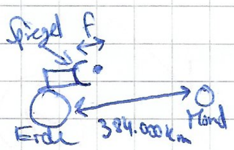
Mit grünem Licht $\approx 500nm$ gilt: $d = 2{,}135\cdot10^{-6}m$

Damit wäre das Objektiv das begrenzende Element, da es Punkte auf $2{,}135\mu m$ Abstand abbildet, der Sensor aber auch kleinere Abstände von Licht aufnehmen kann ($\approx 1{,}768\mu m$).

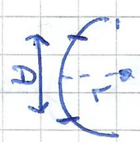
Allein bei rotem Licht ($\approx 400nm$) gilt $d \approx 1{,}708\mu m$ und hier wäre damit der Sensor das begrenzende Element.

Die Angabe von Megapixeln ist nicht besonders aussagekräftig sofern das Objektiv eine begrenzte Auflösung hat. Dieses kann die Auflösung sehr stark einschränken.

b)



$D = 8{,}2m$, $r = 29m$



$\Delta\varphi = 1{,}22\frac{\lambda}{D} \Rightarrow d_{Abstand} = 1{,}22\frac{\lambda}{D}\cdot S_{Mond-Erde}$

$\Rightarrow d_{Abstand} = 28{,}59m$ mit $\lambda = 500nm$

Wahrscheinlich könnte man dies von der Erde aus weder bestätigen, (noch widerlegen.) ??

1

39) a) Das Licht ist danach linear polarisiert.

Zirkular polarisiertes Licht setzt sich zusammen aus zwei gegenphasig schwingenden linear polarisierten Anteilen. Da $E_{0x} = E_{0y}$ wird genau ein Teil des E-Feldes übernommen mit $|E| = E_{0x}$

$$I \propto |E_1 + E_2|^2 = E_1^2 + E_2^2 = 2E^2$$

$$I' \propto |E|^2 = E^2 \Rightarrow I' = \frac{I}{2}$$

b) Nach Vorlesung gilt: $I(\alpha) = I_0 \cos^2\alpha$

Also
- $\frac{I_0}{2}$ durch lineare Polarisation
- $\frac{I_0}{2}\cos^2\theta$ durch zweiten Polarisator
- $\frac{I_0}{2}\cos^2\theta \cdot \cos^2(90-\theta)$ durch dritten (senkrecht zum ersten)

$$= \frac{I_0}{2}\cos^2\theta \sin^2\theta$$

Lässt man den zweiten Polarisator weg, so bilden die beiden Polarisatoren einen Winkel von $90°$. Damit wird nichts mehr durchgelassen (gilt auch nach Formel für $\theta = 0$).

c) Nach erstem Polarisator $I' = \frac{I_0}{2}$.

Danach gilt: $I(n) = I' \cdot \prod_{i=1}^{n} \cos^2\left(\frac{\pi}{2(n-1)}\right) = I' \cdot \prod_{i=1}^{n} \left(\frac{e^{\frac{i\pi}{2(n-1)}} + e^{\frac{-i\pi}{2(n-1)}}}{2}\right)^2$

$$= I' \cdot \prod_{i=1}^{n}\left(\frac{e^{\frac{i\pi}{n-1}} + e^{\frac{-i\pi}{n-1}} + 2}{4}\right) = I' \cdot \prod_{i=1}^{n} \frac{1}{2}\left(\frac{e^{\frac{i\pi}{n-1}} + e^{\frac{-i\pi}{n-1}}}{2} + 1\right)$$

$$= I' \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^n \prod_{i=1}^{n}\Big(1 + \underbrace{\cos\left(\frac{\pi}{n-1}\right)}_{\approx 1 \text{ für } n \text{ sehr groß}}\Big) = I' \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^n \cdot 2^n = I' = \frac{I_0}{2}$$

Lässt also die gesamte Intensität durch.

1