1 Bonusprogramm

12 serien* 5 punkte / serie$\rightarrow$ 60 oubkte

- 0-19 Kein bonus
- 20-39 Lineare interpolation
- >40 maximaler bonus 39, 40 schon maximler bonu

2 Wellen

2.1 Federwelle

Gutes model für eine Festkoper, Transversale Anregung, senkrecht zur länge, Longitundonale Anregung, entlang der längle des feder dings. (Elektromagnetik schwer da es in beide richtungen geht). Es gelten Folgende Bedingungen für die federwelle:

- Jede masse Schwingt um ihre ruhelage, (wie eine Pendel)
- Jede masse bleibt in ruhe bis die welle sie erreicht
- Ruckrehr zur ruhelage

Amplitude der Welle $\xi(x,t)$ $(x : OrtfurdieSeilwelle, tzeit)$ **Disersion**: Form des wellenpakets der anregung bleibt unverändert $\xi(x,t=0) = f(x)$ $f(x)$ ist die form des wellenpakets
$x-a$ fuhrt zu einer translation der Wele ohne ändergun seiner form:

$$c \rightarrow x-a \rightarrow \xi(x-a,t=0) \rightarrow (x+a)$$

$$a = vt \rightarrow f(x \pm vt)$$

$$\xi(x,t) = f(x \pm vt$$

v ist hier die **Phasengeschwindigkeit** der Welle.

2.2 Harmonische Wellene

Vom Harmonischen Oszillator, Wellengleichung herleiten, allgeimene wellengleichung finden. Eine Harmonische Welle ist eine sinus (cosinus ist besser) kurve

$$\xi(x,t) = \xi_0 \cdot \sin(k(x \pm vt = f(x \pm vt)$$

$$wellenzahlk(x+\lambda) = kx + "\pi \rightarrow k\lambda = 2\pi \rightarrow k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

k ist die Wellenzahl (so dass was im sinus ist dimensionslos ist)

$$\lambda : Wellenlange$$

In zwei dimensionen ist kä ist ein vektor und zeigt uns die wellen direktion aus (longitude, oder senkrecht)
Kreisfrequenz: $\omega = 2\pi\nu = 2\pi\frac{1}{T}$ Wo T die Periode ist.
$\xi(x,t) = \xi_0 \sim (k(x \pm vt)) = \sin(kx + kvt) = \xi_0 \sin(kx \pm \omega t)$

2.3 Wellenglaichung in einer Dimension

$$\xi(x,t) = \xi_0 e^{i(kx \pm \omega t}$$

wir leiten nach der zeit ab:

$$\frac{\delta \xi}{\delta t} = \xi_0(-kv)cos(k(x-vt))$$

$$\frac{delta^2 \xi}{\delta^2 t} = \xi_0(-kv)^2 sin(k(x-vt))$$

ncahc dem ort ableiten

$$\frac{\delta \xi}{\delta x} = \xi_0 k cos(k(x-vt))$$

$$\frac{\delta^2\xi}{\delta^2 x} = \xi_0 k^2 sin(k(x-vt))$$

Zusammestellen $\frac{delta^2\xi}{\delta^2 t} = v^2 \frac{delta^2\xi}{\delta^2 x}$

$$\frac{\delta^2\xi}{\delta^2 t} - v^2 \frac{delta^2\xi}{\delta^2 x} = 0$$

Wie sieht dann die algemeine lösung aus?

$$\xi(x,t) = f(x-vt) + g(x+vt)$$

Ableitung nach der Zeit

$$\frac{\delta\xi}{\delta t} = \frac{\delta f(x-vt)}{\delta t} + \frac{\delta f(x+vt}{\delta t} = \frac{\delta f(\alpha(x,t)}{\delta t} + \frac{\delta g(\beta(x,t)}{\delta t}$$

Weiter und weiter ableiten und herumschreiben:

$$\frac{\delta f}{\delta\alpha}(\alpha(-v) + \frac{g(\beta)}{\delta\beta}(\beta(v)$$

Für die zweite ableitung gilt diese hergehensweise auch, und wir finden dass die gleicung oben erfüllt ist und dass folgende gleichung gilt:

$$\frac{\delta^2\xi}{\delta^2 t} - v^2 \frac{\delta^2\xi}{\delta^2 x} = 0$$

Gute frage: jede sinusfunktion erfullt das; wir haben nur angenommen dass x und t einen anhang (f in diesen fall) haben **EXPeriment** DNA dings, sehr wenig reibug zwischung elemente → rucktreibendende kraft sehr gering. Auch reflektion.

2.4 Wichtige dinge

$$x - vt = konst$$

$$\nu = v/\lambda$$

2.5 Transversale Wellen

$$\xi(z,t) = Af(z-vt)$$

Diesmal aber ein Vektor ZU(*ZHU)(HZ(U*"UO)W(U*"

$$xi(z,t) = A\cos(kzomegat)\hat{x}$$

Anhange zur spannung(seilwelle) Seilwelle→ Wellengleichung Wir nehmen viele kliene massenelemente den seil entlang, Dann haben wir zwei kräfte, den seil hoch/entlang und die spannung des seils/nach unten. Wir haben jetzt für eine massen element zwei funktionen $xi(x)$ und $\xi(x+dx)$ Wir brauchen also der unterschid zwischen diese zwei kräfte, die nicht entgegengesetzt sind wegen der breite des massenelements.

$$\Delta S_y = S\sin(\alpha') - S\sin(\alpha)$$

Herumdingen

$$\Delta S_y = S\frac{\delta^2\xi}{\delta x^2}dx$$

Ich habe verpasst Elastizität modul?

2.6 Räumliche verteilung von Wellen

$$\xi(x,y,z,t) = Af(kz-\omega t)$$

Transversale Welle: Polarisationsrichtung (in x oder y schwingen, transversal aber anders)

$$A = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \qquad \xi(t) = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \cdot e^{ikz-\omega t}$$

Die wellenzahl wird jetzt zu einem Vektor der beschreibt in welcher richtung diese welle sich ausbretet.

$$\xi(r,t) = Ae^{i(kr-\omega t)}$$

wobei $k = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ k_z \end{pmatrix}$

2.7 Wellengleichung in drei dimensionen

$$\frac{1}{v^2}\frac{\delta^2\xi}{\delta t^2}-\frac{\delta^2\xi}{\delta x^2}-\frac{\delta^2\xi}{\delta y^2}-\frac{\delta^2\xi}{\delta z^2}=0$$

Laplace operator $\Delta = \nabla^2 = \left(\frac{\delta}{\delta x}, \frac{\delta}{\delta x}, \frac{\delta}{\delta x}\right)\begin{pmatrix}\delta/\delta x\\ \delta/\delta y\\ \delta/\delta z\end{pmatrix}$ Also es gilt

$$\frac{1}{v^2}\frac{\delta^2\vec{\xi}}{\delta t^2}(x,y,z,t)-\Delta\vec{\xi}=0$$

2.8 Kugelwellen

Beispiel punktformige Lichtquelle. Hier ist k nicht mehr wohldefiniert, da die welle sich in alle richtungen ausbreitet.

$$\vec{\xi}_0\cdot e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t}$$

$$\frac{\delta\vec{\xi}}{\delta x}=ikxe^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t}$$

In alle richtungen und zweimal ableiten, und wir finden:

$$\Delta\vec{\xi}(\vec{r},t)=-k^2\vec{\xi}(\vec{r},t)$$

Und dann dasselbe mit der zeit:

$$\frac{1}{v^2}\frac{\delta^2\vec{\xi}}{\delta t^2}-\Delta\vec{\xi}=\xi\left[-\frac{\omega^2}{v^2}+k^2\right]\vec{\xi}\quad v=\frac{\omega}{k}$$

Mit der Kugel symmetrie $\Delta=\frac{\delta^2}{\delta x^2}+\frac{\delta^2}{\delta y^2}+\frac{\delta^2}{\delta z^2}$ bekommen wir dann

$$\frac{\delta\phi}{\delta x}=\left(\frac{\delta r}{\delta x}\frac{\delta}{\delta r}+\frac{\delta\theta}{\delta x}\frac{\delta}{\delta\theta}+\frac{\delta\phi}{\delta x}\frac{\delta}{\delta\phi}\right)\phi$$

$$\frac{\delta r}{\delta x}=\sin(\theta)\cos(\phi)$$

$$\frac{\delta\theta}{\delta x}=\frac{\delta}{\delta x}\left[\arccos\left(\frac{z}{r}\right)\right]=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{z^2}{r^2}}}\frac{\delta}{\delta x}\frac{z}{r}=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{z^2}{r^2}}}\left(-\frac{1}{2}\frac{1}{r^3}2xz\right)$$
$$=\frac{1}{r}\cos(\theta)\cos(\phi)$$

Dasselbe geht jetzt mit $\frac{\delta\phi}{\delta x}$ (Schreibe ich nicht hin)

2.9 Kugelwellen, Wellengleichungen in 3d

$\vec{k}\cdot\vec{r}=|\vec{k}|\cdot|\vec{r}|=k\cdot r$ Da k und r immer parallel laufen (dank der Kugelsymmetrie)

$$\vec{\xi}(r,t)=\frac{\vec{A}_1}{r}f_1(kr-\omega t)+\frac{\vec{A}_2}{r}f_2(kr-\omega t)$$

Diese lösung erfullt die differentialgleichung.

2.10 Energietransport

Die Geschwindigketi eines massenstücks $v=\frac{\delta\xi(\vec{r},t}{\delta t}$
Die kinetische energie dieses massenstuck $dT=\frac{1}{2}\left(\frac{\delta\xi}{\delta t}\right)^2 dm$ Energie dichte $\frac{dT}{dV}$
Elastische energie:

$$E_{el}=\int_0^{\Delta l}(\Delta l')d(\Delta l')=A\int_0^{\Delta l}E\frac{\Delta l^2}{l}=\frac{1}{2}(A\cdot l)E\left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2$$

$$\frac{\Delta l}{l}=\frac{\delta\xi}{\delta x}\Rightarrow\frac{1}{2}E\left(\frac{\delta\xi}{\delta x}\right)^2$$

Energie dichte:

$$\frac{dT}{dV} = \frac{1}{2}\rho v^2 f'^2$$
$$\frac{dE_{el}}{dV} = \frac{1}{2}E f'^2$$

Pro volumen gerechnet ist die elastische und kinetische energie dieselbe. Die Gesamtenergie ist alsow $\frac{dW}{dV} = \rho v^2 f'^2$

3 Ubungs stunde Wellen

3.1 Wellenfunction ξ

$$\xi(x,t) =$$

Die Form einer welle: $f(x) = \xi(x, t = 0)$ ist der initiale gefrorene status einer Welle. Für jetzt, ist die Form konstant (dämpfungen sind benachlässigt). Wegen der Form der Welle, ist ort und Zeit nicht unabhängig, da die Form der Welle nur den Ort definiert bei einer konstanter Zeit.
Nach eine Zeit hat sich die Welle bus zum punkt $x \pm vt$ ausbreitet, wobeir v die Wellengeschwindigkeit ist. Die Wellenfunktion ist also

$$\xi(x,t) = f(x \pm vt)$$

3.2 Harmonische Welle

Eine harmonische Welle ist beschrieben durch ein sinus oder ein cosinus:

$$\xi(x,t) = A \cdot \sin(k(x \pm vt)$$

wobei k die Wellenzahl (später Wellenvektor) $\left[\frac{1}{m}\right]$, ist, A die Amplitude. Es gilt $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ wo lambda die Wellenlänge ist. Also man kann die folgende vereinfachung machen:

$$k(x \pm vt) = kx + kvt = kx + \omega t$$

wobei ω die Kreisfrequenz ist.

3.3 Wellengleichung

Wir leiten nahc der Zeit ab

$$\frac{\delta\xi}{\delta t} = A(-\omega)\cos(kx - \omega t)$$
$$\frac{\delta^2\xi}{\delta t^2} = a - \omega^2 A \sin(kx - \omega t)$$

Und jetzt nach dem Ort:

$$\frac{\delta\xi}{\delta x} = Ak\cos(kx - \omega t)$$
$$\frac{\delta^2\xi}{\delta x^2} = -k^2 A \sin(kx - \omega t)$$

Wie setzen dies zusammen und Bekommen:

$$= \frac{\omega^2}{k^2}\frac{\delta^2\xi}{\delta x} = v^2\frac{\delta^2\xi}{\delta x^2}$$
$$\frac{\delta^2\xi}{\delta t^2} - v^2\frac{\delta^2\xi}{\delta x^2}$$

Die Allgemeine Lösung olgt folgender Form:

$$f(x - vt) - g(x + vt)$$

3.4 Arten von Wellenverbreitung

- Transversalwelle: Auslenkung senkrecht zur geschwindigkeit
- Longitudonalwell, die Auslenkung ist parallel zur ausbreitung der Welle

3.5 Energietransport einer Welle

Eine welle transportiert kinetische und elastische energie, die Beträge dieser beiden einergien ist im volumen (flachenelement oder distanz) immer gleich.

3.6 Tipps zur Serie 1

1.1_a Vollständige Wellenfunktion finden, (wichtige dingen oben sind hilfreich)

1.1_b Die orte einfch einsetzen und die trigonometrische vereinfachen mit den mathemathischen hilfsmitteln der formelsammlung

1.2_a Uhr und Lineal, so dass man zeiten und abständen messen kann. Welche gössen sind gegeben, und welche sin messbar? damit vereinfachen. Die Wellenlänge kann man (theoretisch messen) also mit der Wellenlänge die distanz ausrechen.

Stehende Welle Die Stehende Welle ist einfach eine summe der Zwei wellen die sie aufführt.

3.7 Reflection und Transmission

Transmission ist in derselben richtung als einkommende Welle, Reflektierte welle dagegen

$$\xi_A = Ae^{i(k_1 x - \omega t)}$$
$$\xi_R = Ree^{i(-k_1 x - \omega t + \delta_R)}$$
$$\xi_R = Te^{e(kx - \omega t + \delta_T)}$$

Wir konnen diese glaichungen mit zwei Parameter (zwei gleichungen) losen.
Wir haben Zwei Bedingungen:
Steigkeit

$$lim_{x \to 0^-} (\xi_a + \xi_R) = lim_{x \to 0^+} \xi_T$$

Und Kraftegleichgewicht:

$$S_1 \frac{\delta \xi_a}{\delta x} |_{x=0} + \frac{\delta \xi_R}{\delta x} |_{x=0} = \frac{\delta \xi_T}{\delta x} |_{x=0}$$
$$A + Re^{i\delta_R} = Te^{i\delta_T}$$

Imaginärteil: $T \sin(\delta_T) = R \sin(\delta_R)$

$$Kraftgleichung \quad AS_1 k_1 = TS_2 k_2 e^{i\delta_T} + RS_1 k_1 e^{i\delta_R}$$

$$TS_2 k_2 \sin(\delta_T) + RS_1 k_1 \sin(\delta_R) = 0 = T \sin(\delta_T (S_2 k_2 + S_1 k_1))$$

Und wir bekommen

$$k_i = \frac{\omega}{v_i}$$
$$\alpha = \frac{S_2 \delta_2}{S_1 \delta_1}$$

Materialparameter α Ist ein Index von den Geschwindigkeiten der Welle in den beiden Materien (für ein seil ist S die Spannung):

$$T \sin(\delta_T)(\alpha + 1) = 0 \Rightarrow \sin(\delta_T) = 0$$
$$\delta_T = 0 \quad \lim_{v_1 \to v_2} \xi_A = \xi_T$$
$$\delta_T = \pi \lim_{v_1 \to v_2} \xi_A = -\xi_T$$

Es muss also $\delta_T = 0$ sein da der Zweite fall unphysikalisch ist.
Reflektierte Welle Es gibt nochmal die Zwei mmoglichkeiten: $\delta_R = 0$ oder $\delta_R = \pi$

$$A = T \pm R \text{ oder } A = \alpha T \mp R$$
$$R = \pm \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} A \quad T = \frac{2A}{a + \alpha}$$

Spezailfälle:

- $\alpha = 1 \Rightarrow S_1 \delta_1 = S_2 \delta_2 \qquad R = 0, T = A$
- $\alpha > 1 \Rightarrow \delta_R = \pi$ bei $\alpha \to \infty$ wird alles reflektiert und nichts transmittiert
- $\alpha < 0 \Rightarrow R \geq 0$ und $\delta_R = 0 \Rightarrow R = \frac{1-\alpha}{1+\alpha} A, \quad T = \frac{2A}{\alpha+1}$

3.8 Stehende Wellen

Wir haben jetzt in dem Gedanksexperiment 2 laufende Wellen, und zwei Grenzflächen $\Rightarrow \xi = 2A\cos(kx - \frac{\delta_R}{2})\cos(\omega t - \frac{\delta_R}{2})$ Reflexion am hartem Medium:$\alpha >> 1, \delta_R = \pi$

$$\xi = 2Asin(kx)\sin(\omega t)$$

Energieverteilung der Stehende Wellen Kinetische Energiedichte

$$\frac{dT}{dV} = \frac{1}{2}\rho\left(\frac{\delta\xi}{\delta t}\right)^2 = 2\rho A^2\omega^2\sin^2(kx)\cos^2(\omega t)$$

Elastische Energiedichte:

$$\frac{1}{2}E\left(\frac{\delta\xi}{\delta x}\right)^2 = 2EA^2k^2\cos^2(kx)\sin^2(\omega t)$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{v^2} \quad v^2 = \frac{E}{\rho^2}$$

Eigenschwingungen Einer Seite $\frac{\delta\xi^2}{\delta t^2} = v^2\frac{\delta^2\xi}{\delta x^2}$ Und daher $v^2 = \frac{S}{\rho}$ rechnen rechnen rechnen und wir kommen auf:

$$u(x) = u_0\cos(kx + \phi) = A\cos(kx) + B\sin(kx)$$

Wo A und B ovn Randbedinugen kommen, (z.B feste Seite: $u(x=0) = u(x=l) = 0$)

3.9 Ubungsstunde 2

Polarisation WIr wissen dass die Ausbreitung einer transversalwelle Senkrecht zur ausbreitungsrichtung Steht. Wir nehmen an die Welle breitet sich in der z richtung aus, dann kann die Auslenkung überall auf der $x- <$ Ebene statt finden.
Eine Welle hesiit linear falls die Ganze AUslenkung nur in eine Ebene Stattfindet. Falls mehrere linear POlarisierte Wellen Uberlagert werden, und es zwischen diese Wellen einen Phasenunterschid gibt, dann ensteht eine Elliptisch-Polarisierte Welle
Beispielaufgben Angenommen wir haben eune Uberlagerung von:

$$y_1(x,t) = 5\cos(kx - \omega t)\vec{e_x}$$

$$y_2(x,t) = 2\cos(kx + \omega t)\vec{e_y}$$

Hier ist die resultierende Welle immer noch linear polarisiert. Ich habe viel verpasst, laufende Wellen, Stehende Wellen ist keine losung der Wellengleichung.
Random Facts Sehr nahr zu einer Kugelwellenquelle ist dies keine ein dimensionale Welle, aber sehr weit, kann man es mit viele punktquellen un (eindimensionale quellen)

3.10 Kohärenz

Wie lange ist eine Welle peridodisch (in ort und zeit)? Eine glühbirne z.B hat in der langen distanz, hat keine Feste Phasenbeziehung zu bestimmte Zeiten und Orten. Bisher haben wir angenommen dass die Welle unendlich eine sinuswelle. Wir mussen interferenzen messen $\rightarrow$ interfometer. Wir messen dieselbe lichtquelle mit unterschiedliche distanzen am selben punkt, wenn da keine phase ist, dann ist die lichtquelle nicht perfekt. Die Normale interferenz sollte entweder destruktiv oder konstruktiv sein, aber wenn die quelle nicht perfekt, dann ist das ganze nicht perfekt und der maximum ist kleiner als wenn $x_1 = x_2$

3.11 zwei entgegengesetzte wellen

$\vec{r_1} = \begin{pmatrix} -a \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{r_1} = \begin{pmatrix} -a \\ 0 \end{pmatrix}$

$$\xi_1(r,t) = \frac{A}{\sqrt{|r - r_1}}\cos(k|r - r_1 - \omega t)$$

$$\xi_1(r,t) = \frac{A}{\sqrt{|r - r_2}}\cos(k|r - r_2 - \omega t)$$

Wenn $|r - r_1| - |r - r_2| = n\lambda$ dann ist der inteferenz am maximum ($n \in \mathbb{N}$) Die maxima sind dann an den punkte

$$\sqrt{(x+a)^2 + y^2} = n\lambda + \sqrt{(x-a)^2 + y^2}$$

Hyperbel schar

3.12 Reflexion+Transmission

Seilwelle mit eine dicke änderung in der mitte, da die welle von der Spannung abhängt und von der seildichte. Daher auch die ausbreitungsgeschwindigkeit. Einlaufende Welle $\xi_A = Ae^{i(kx_1 - \omega t)}$
Reflektierte welle: $\xi_A = Ae^{i(kx_1 - \omega t + \delta_R)}$
Transmittierte welle: $\xi_A = Ae^{i(kx_1 - \omega t + \delta_T)}$
Es mussen folgende sachen Gelten:

$$lim_{x \to 0_-}(\xi_A + \xi_R) = lim_{x \to x_+} \xi_T$$

Die Vertikale kräfte links und rechts der Grenzfläche mussen gleich sein.
Wiederholung Sei ein Seil mit eine Grenzfläche wo sich der Seil ändert, dann gibt es eine Einlaufende, Transmittierte und Reflektierte Welle. Man kann folgende gleichung aufstellen:

$$\alpha = \frac{k_2 \cdot S_2}{k_1 \cdot S_1} = \sqrt{\frac{S_2 \cdot \rho_2}{S_1 \cdot \rho_1}} \text{ Wobei } k \text{ der Wellenvektor ist und } S \text{ Die seilspannung ist.}$$

Wir konnen dann alles in unterschiedliche fälle einschachteln

- $\alpha > 1 \quad \delta_R = \pi, \quad R = \frac{\alpha+1}{\alpha-1} \cdot A, \quad T = \frac{2A}{\alpha+1}$ und dieser Fall entspricht einen Festen Ende, also es ist wie wenn wir eine Dunne schnur die zu eine sehr dicke schnur geht.
- $\alpha < 1 \quad \delta_R = 0, \quad R = \frac{1-\alpha}{1+\alpha} \cdot A, \quad R = \frac{2A}{1+\alpha}$ Dieser Fall entspricht einem Losen Ende, also wenn die Dicke schnur zu eine Sehr dünne Schnur wird.
- $\alpha = 1$ Dann ist es als ob die schnur gleich geblieben wäre.

Stehende Wellen Bei einer Stehende Welle gibt es Knoten und bäuche, die Bedingung einer Stehende Welle (im beispiel der Saite)ist $n\frac{\lambda}{2} = l$ für eine länge von l:

$$\lambda_n = \frac{2l}{n} \Rightarrow \omega_n = k_n v = \frac{n\pi}{l} \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{S}{\rho}}}_{=v} = n\omega_1$$

3.13 Fourier Transformation

Sei eine Welle die als Summe von Sinus und Cosinus Wellen beschrieben werden Kann:

$$f(t) = c_0 \sum_{n+1}^{\infty} a_n \cos(n\omega_0 t) + b_n \sin(n\omega_0 t)$$

Hier ist c_0 eine konstante die die Ganze Welle verschiebt:

$$c_0 = \frac{1}{T} \int_{\frac{-T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t)dt$$

$$a_n = \frac{2}{T} \int_{\frac{-T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \cos(n\omega_0 t)dt$$

und

$$b_n = \frac{2}{T} \int_{\frac{-T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \sin(n\omega_0 t)dt$$

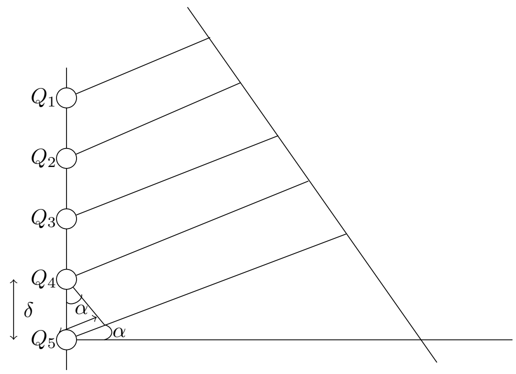
Experiment Wir wollen eine Perfekte Rechteckwelle herstellen, wir nehmen also eine Grundwelle und legen dazu ihre ungerade harmonischen, mit jeweils kleinere Amplituden, so dass wir dann $\lim_{n \to \infty}$ eine Perfekte Reschteckwelle bekommen. Mit dieser methode kann man jede Welle herstellen.

3.14 Beugung, Brechung und Dispersion

Für die Beugung ist das Video von Veritasium sehr gut.

1.7.1 Prinzip von Huygens Jede Wellenfront ist eine Überlagerung von Kugelwellen. Dieses Prinzip kann erweitert werden:

Wenn z.B. licht in einen Medium eintrifft, dann werden die partikel aufgeregt in dem sie die Photone einnehmen, dann werden sie wieder ausgestrahlt und aus dieser vorstellung dieser Kugelwelle kann man die wellenfront sehr gut approximieren. Im skrip sind dazu sehr hübsche abbildungen (1.38).



Hier kann man also die Phasenverschiebung beschreiben.(N = Anzahl punktquellen und $N = 2M + 1$)

$$\Delta l = k\Delta S = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta S = k\delta\sin(\alpha)$$

UNd hier ist aber $\delta << r$ wobei r der Abstand zum zuschauer ist. Wir schauen uns also die Überlagerung der Punktquellen am punkt P:

$$\xi(\alpha) = \sum_{n=1}^{N} \frac{a}{r} e^{i(kr_n - \omega t)}$$

$$r_n = r + (M + 1 - n)\Delta S \Rightarrow kr_n = kr + (M + 1)\Delta\varphi - n\Delta l$$

$$\xi(\alpha) = \frac{a}{r} e^{i(M+1)\Delta\varphi} \underbrace{\left[\sum_{n=1}^{2M+1} e^{-in\Delta\varphi}\right]}_{\frac{e^{i\Delta\varphi(2M+2)} - e^{i\Delta\varphi}}{e^{-i\Delta\varphi} - 1}} e^{i(kr - \omega t)}$$

Kann man das hier vereinfachen:

$$\xi(\alpha) = e^{\frac{i\Delta\varphi}{2}} \cdot e^{i\Delta\varphi(M+1)} \cdot \frac{e^{i\Delta\varphi} - e^{i\Delta\varphi M}}{e^{\frac{-i\Delta\varphi}{2}} - e^{\frac{i\Delta\varphi}{2}}}$$

Und hier alles was übrich bleibt ist

$$e^{i\Delta\varphi(M+1)} \cdot \frac{\sin(N\frac{\Delta\varphi}{2})}{\sin(\frac{\Delta\varphi}{2})}$$

Diese Rechnung ist exact im Limes $n \to \infty$. Die Amplitude der Welle

$$\xi(\alpha) = \frac{a}{r}\frac{\sin(N\Delta\varphi/2)}{\sin(\Delta\varphi/2)} \cdot e^{i(kr - \omega t)}$$

Und die Intensität gemittelt über ort und Zeit:

$$< I > \approx \frac{a^2}{r^2} \cdot \frac{\sin^2(N\Delta\varphi/2)}{\sin^2(\Delta\varphi/2)}$$

1.7.2 Beugung Wir setzen $N \to \infty$ und $\delta \to \infty$ und dazu sagen wir $N \cdot \delta = d = konst$ dann ist:

$$\lim_{\substack{N\to\infty \\ \delta\to\infty}} < I > \approx \lim a^2 \frac{\sin^2(\frac{1}{2}kN\delta\sin(\alpha))}{\sin^2(\frac{1}{2}k\frac{d}{N}\sin(\alpha))}$$

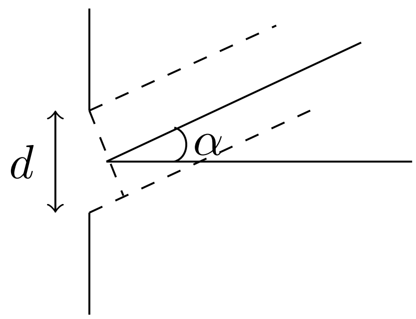
Wir kürzen Weiter mit der Approximation $sin(x) = x$ für kleine Winkel:

$$\approx \lim_{\substack{N\to\infty \\ \delta\to\infty}} \frac{\sin^2(\frac{1}{2}kd\sin(\alpha))}{\frac{1}{4N^2}k^2d^2\sin^2(\alpha)} = \underbrace{(Na)}_{=A^2}{}^2 \frac{\sin^2(\frac{1}{2}\Delta\varphi)}{(\frac{1}{2}\Delta\varphi)^2}$$

Dank dieses $\frac{sin^2(x)}{x^2}$ haben wir also bei $\frac{1}{2}\Delta\varphi = n\cdot\pi$ nullstellen und je weiter weg man ist, je kleiner die Amplitude. Das alles ist sehr eklärlich mit dem double slit experiment aus der Vorlesung.
Doppelspalt experiment Wir haben folgende messungen und werte:

- Spaltbreite d
- Phasenverschiebung $\Delta\varphi = k\cdot d\cdot\sin(\alpha)$ (Hier ist $d\cdot\sin(\alpha)$ die projezierte spaltbreite.)

Wir konnen also die Beugung am einzelspalt ausrechnen



Und hier kann man die sehr wichtige Eigenschaft der Beugung am einzelspalt klarer sehen:

$$< I > \approx A^2 \frac{\sin^2(\frac{1}{2}\Delta\varphi)}{(\frac{1}{2}\Delta\varphi)^2}$$

1.7.3 Reflexion und Brechung (A la huygens)
Reflexion: Warum ist die Reflexion nur unter dem selben ausgangswinkel? Es is eine Frage der Konstruktiven interferenz, alle andere Ausgangswinkel interferieren destruktiv.
Brechung: Die Erklärung ist nicht sehr gut.. aber es gilt für die Brechung und konstante fräquenz ν

$$\frac{\sin(\alpha_1)}{\sin(\alpha_2)} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

Der Fermat Prinzip ist simpler und es sagt dass: *Licht sucht sich den Schnellsten Weg.*
Totalreflexion Wir haben unser brechungsindex $nE\frac{c}{c_i} > 1$ wo c = lichtgeschwindigkeit und c_i = Lichtgeschwindigkeit im medium:

$$\frac{\sin(\alpha_1)}{\sin(\alpha_2)} = \frac{v_1}{v_2} \Rightarrow \sin(\alpha_2) = \underbrace{\frac{c_2}{c_1}}_{>1}\underbrace{\sin(\alpha_1)}_{\leq 1} > 1$$