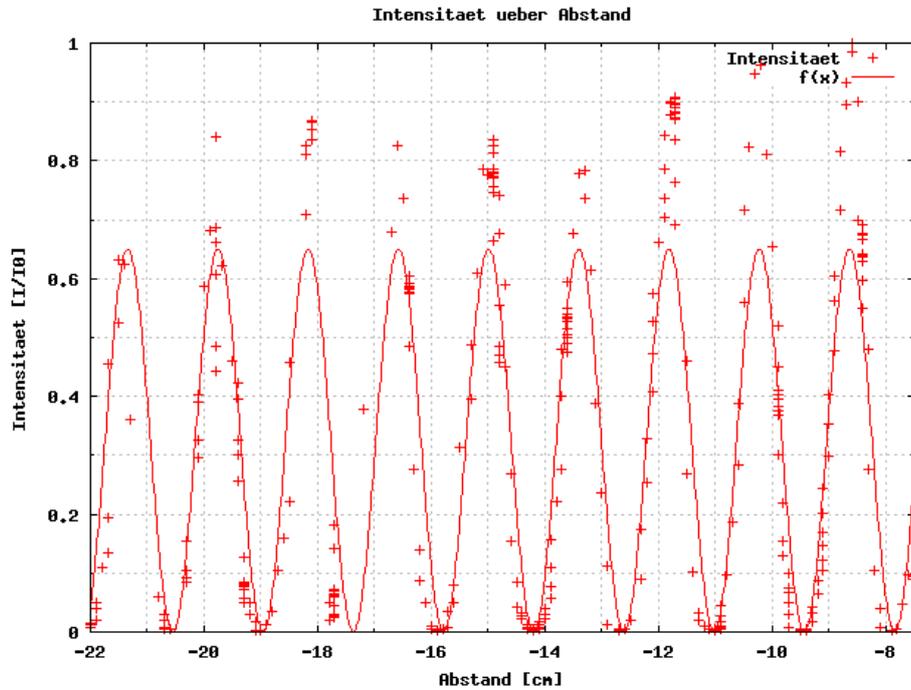


VERSUCH P2-15: ZENTIMETERWELLENOPTIK MIT MESSINTERFACE

GRUPPE 19 - SASKIA MEISSNER, ARNOLD SEILER

1. BESTIMMUNG DER WELLENLÄNGE λ

Wir bestimmen die Wellenlänge der Mikrowellenstrahlung. Vor der Quelle wird eine Metallplatte aufgestellt, sodass sich stehende Wellen zwischen Quelle und der Platte ausbilden. Mit dem Empfangsdipol messen wir dann die Intensität vor der Platte. Die Strecke von einem Minimum zu dem nächsten entspricht $\frac{\lambda}{2}$.



Intensität in Abhängigkeit vom Abstand zu der Platte

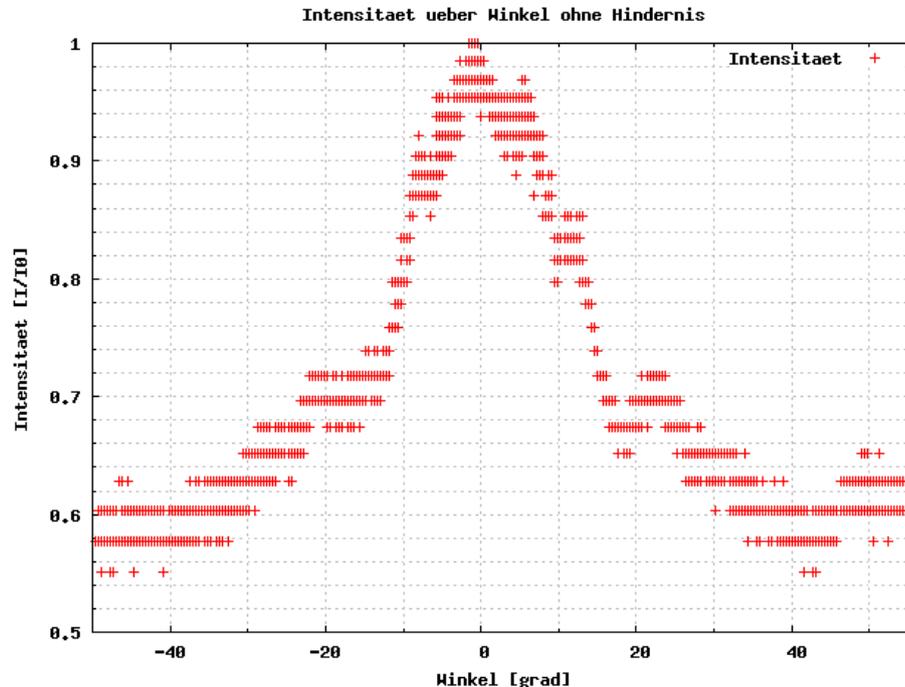
Funktion: $\frac{I}{I_0} = 0,65 \cdot \sin(1,98 \frac{1}{cm} \cdot x - 0,19)$

Der Faktor $1,98 \frac{1}{cm}$ ergibt sich aus einem Fit der Sinusfunktion an die Messdaten. Daraus erhält man die Wellenlänge $\lambda = \frac{2\pi}{1,98 \frac{1}{cm}} = 3,17cm$. Dies entspricht einer Frequenz des Senders von $f = \frac{c_0}{\lambda} = 9,45Ghz$. Dies entspricht dem Wert auf dem Aufgabenblatt von ca. $10Ghz$.

2. SIGNALFORM

Da die Signalform selbst wegen der hohen Frequenz nicht beobachtbar ist, haben wir hier die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Winkel des Empfängers gemessen. Dabei ist zu beachten, dass für die Intensität $I \sim E^2$ gilt. Wir haben mit dem Empfänger jedoch eine Spannung, die proportional zur Feldstärke E ist, gemessen. Die Intensität ist somit $I \sim U^2$. Aufgetragen ist jedoch das Verhältnis

von der gemessenen Intensität zur maximalen Intensität der jeweiligen Messung $\frac{I}{I_0}$, was im folgenden jedoch einfach als Intensität $\frac{I}{I_0}$ bezeichnet wird.



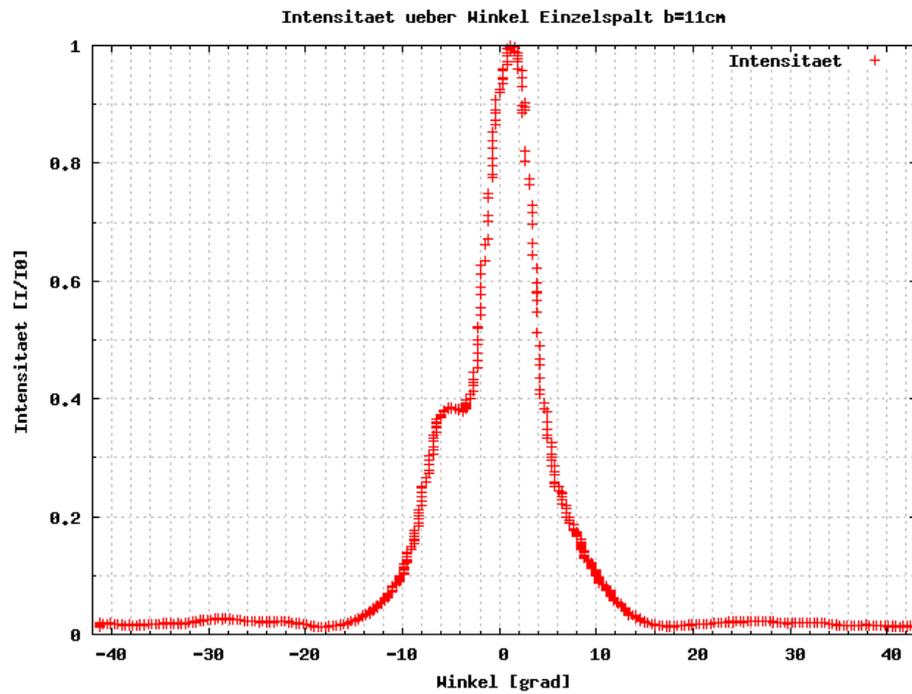
Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Winkel der Messaparatur

Mit der Drehvorrichtung wurde der Hornempfänger einmal von ganz links bis ganz rechts gedreht und die Stärke des Signals gemessen. Wie zu erwarten ist die Intensität bei einem Winkel von $\alpha = 0$ am größten und fällt dann schnell ab. Die Höcker bei $\alpha = \pm 20$ kommen möglicherweise bereits von Beugungseffekten am Trichter des Senders.

Anschließend justierten wir noch die beiden Linsen so, dass zwischen ihnen ein möglichst paralleler Strahlengang erreicht wird. Dies erreichen wir, in dem wir die gemessene Intensität durch verschieben der Linsen maximieren. Dabei fiel uns auf, dass ein ähnlicher Effekt wie bei den stehenden Wellen auftritt, den wir am Ende noch genauer Untersuchen.

3. FRESNEL-BEUGUNG AM EINFACHSPALT

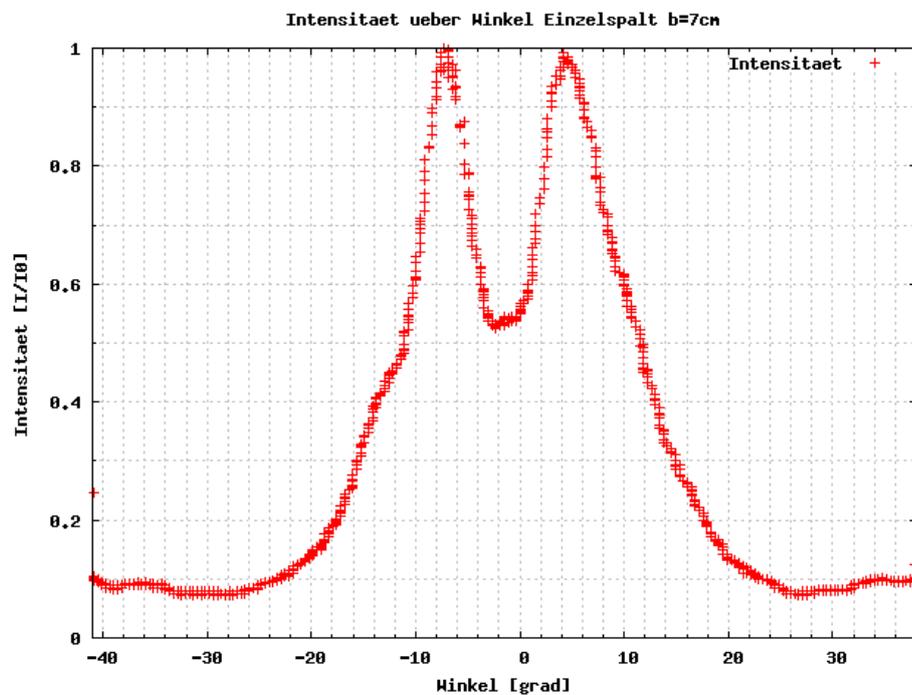
In den justierten Strahlengang wird nun ein Einzelspalt eingebracht und die Intensitätsverteilung hinter dem Spalt gemessen. Zunächst haben wir die Linse und den Hornempfänger so nahe wie möglich an den Spalt geschoben, um das Nahfeld - die Fresnelbeugung - zu untersuchen. Bei der Auswertung stellten wir fest, dass CASSY nicht die Spannungen selbst, sondern bereits die Quadrate speichert.



Intensitätsverteilung des 11cm Spalts

Der breite Spalt lässt kaum das typische Beugungsbild erkennen, dass man für ein Nahfeld erwartet. Die Intensität sollte bei $\alpha = 0$ geringer sein, als in einer kleinen Umgebung. Der Höcker bei $\alpha = -4$ bis $\alpha = -6$ kann von der Beugung kommen, kann jedoch auch einfach ein Messfehler sein.

Der schmalere Spalt zeigt eher die typischen Eigenschaften der Nahfeldbeugung:



Intensitätsverteilung des 7cm Spalts

Der schmale Spalt zeigt den für das Nahfeld typischen Einbruch der Intensität mittig vor dem Spalt, auch wenn dieser nicht so stark sein sollte.

4. FRAUNHOFER-BEUGUNG

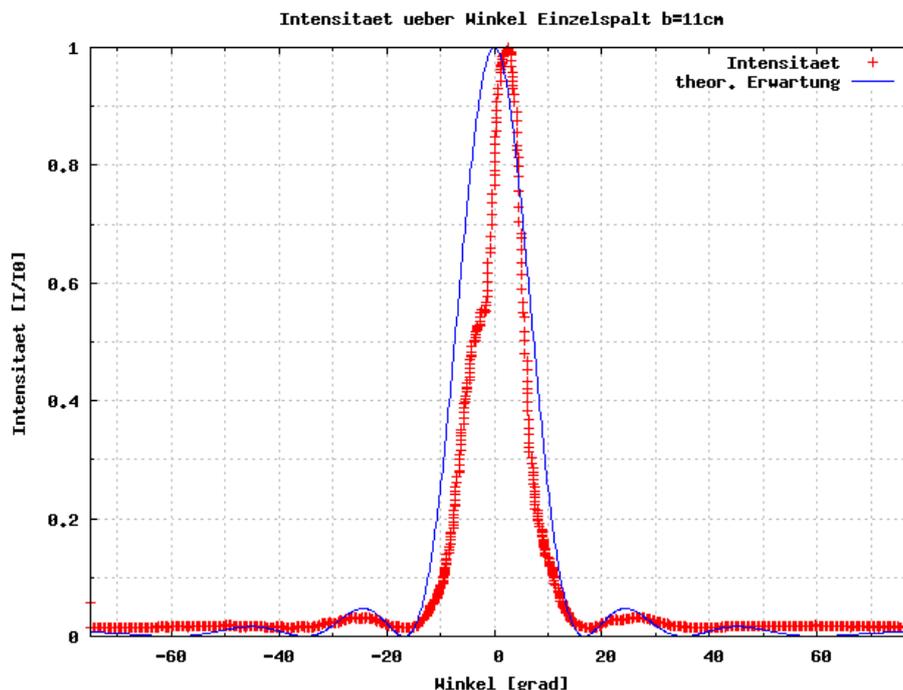
4.1. Beugung am Einfachspalt - Fernfeld. Wie in 3 messen wir wieder die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Winkel hinter dem Spalt, diesmal ist der Empfänger jedoch, so weit es die Vorrichtung erlaubt, vom Spalt entfernt. Die Messungen sollten gut mit den Näherungen für Fraunhofer-Beugung verträglich sein.

Um Fraunhofer-Beugung anwenden zu können muss der Abstand zwischen Spalt und Schirm sehr viel größer sein, als die Spaltbreite selbst. Dies ist bei einer maximalen Spaltbreite von 11cm gegen einen Abstand von ca. 1m zwar nicht Ideal, aber annehmbar gegeben. Da die Näherung $\tan(\phi) \approx \sin(\phi)$ verwendet wird, fallen die Nebenmaxima höherer Ordnung nicht mehr unter Fraunhofer-Beugung, da sie erst bei großen Winkeln auftreten.

Für die Intensitätsverteilung am Einzelspalt erwarten wir:

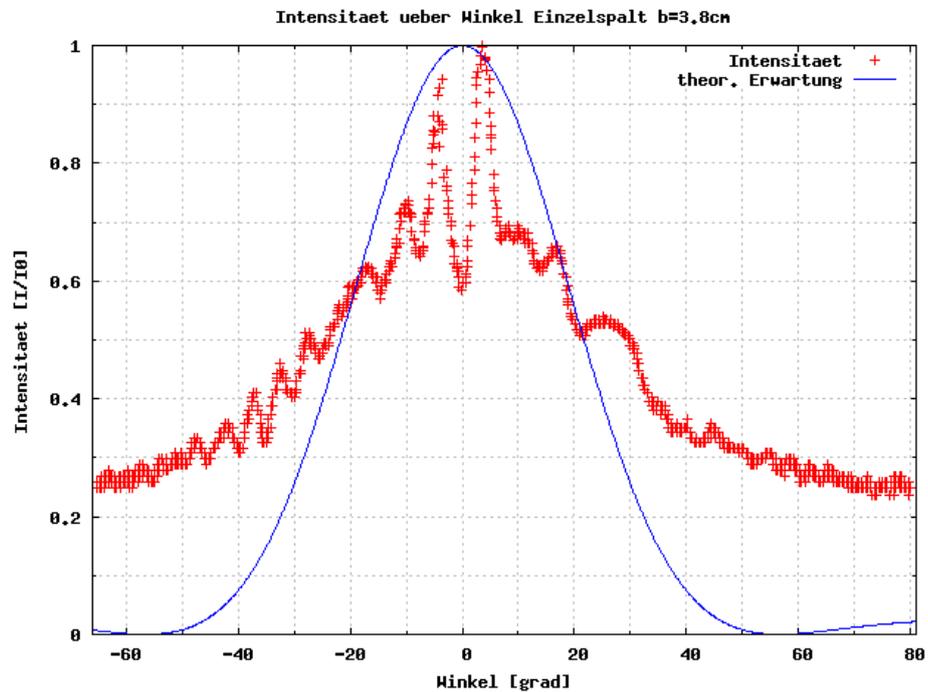
$$\frac{I}{I_0} = \frac{\sin(x)^2}{x^2}$$

mit $x = \pi b \frac{\sin(\varphi)}{\lambda}$, wobei φ der Winkel, λ die Wellenlänge aus 1 und b die Breite des Spaltes ist.



Intensitätsverteilung des 11cm Spaltes

Die Verteilung sieht der Nahfeldverteilung sehr ähnlich - selbst der Höcker bei $\alpha \approx -5$ ist wieder zu erkennen. Die Nebenmaxima erster Ordnung sind zwar bei weitem nicht so stark ausgeprägt, wie der theoretische Verlauf erwarten lässt, jedoch an der richtigen Stelle. Dies bestätigt auch die in 1 bestimmte Wellenlänge. Der Höcker kann von einer Beschädigung oder einer anderen Asymmetrie des Spaltes kommen, da er nur auf einer Seite und auch nur bei diesem Spalt auftritt.



Intensitätsverteilung des 3,8cm Spalts

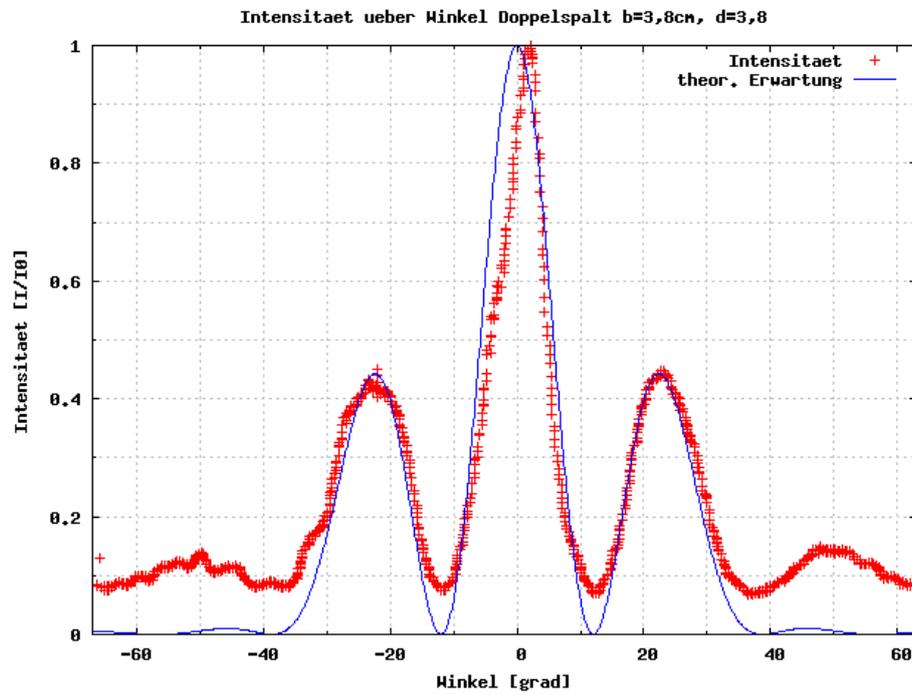
Der 3,8cm Spalt zeigt eher eine Nahfeldbeugung als die erwartete Fraunhofer-Beugung. Die durchgelassene Strahlungsleistung ist aufgrund der Spaltbreite eher gering, was den Fehler durch andere Störeffekte (z.B. Reflexionen im Raum) groß macht.

4.2. Beugung am Doppelspalt. Die gleiche Messung wie in 4.1 wird nun mit einem Doppelspalt durchgeführt.

Für die Intensitätsverteilung erwarten wir die Verteilung wie an einem Gitter mit 2 Spalten:

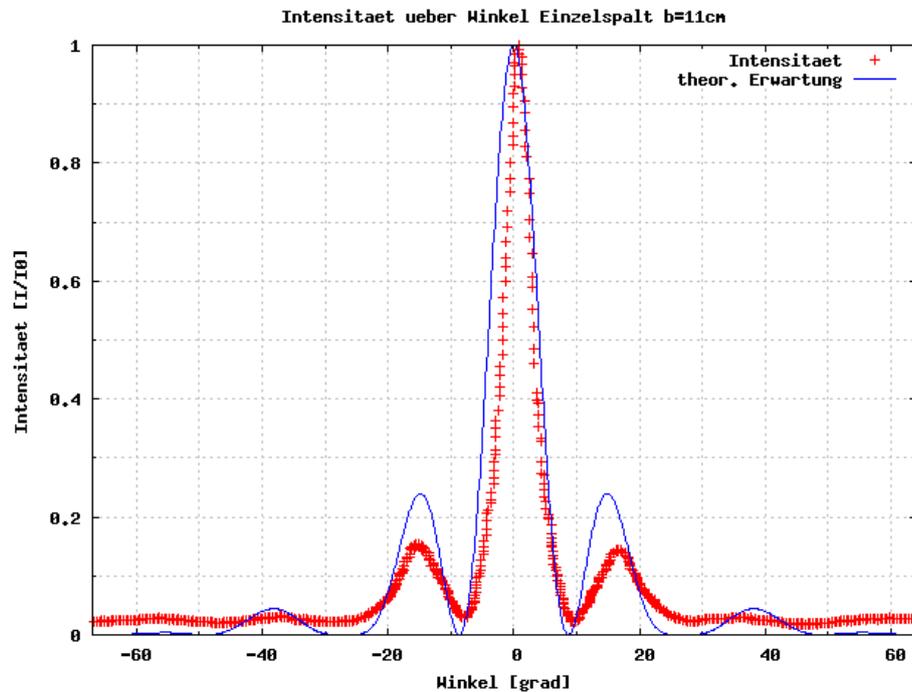
$$\frac{I}{I_0} = \frac{\sin(y)^2}{y^2} \frac{\sin(n \cdot x)^2}{\sin(x)^2}$$

mit $x = \pi b \frac{\sin(\varphi)}{\lambda}$ und $y = \pi d \frac{\sin(\varphi)}{\lambda}$, wobei φ der Winkel, λ die Wellenlänge aus 1, d der Abstand der Spaltmitten und b die Breite der Spalte ist.



Intensitätsverteilung des 3,8cm Doppelspalts

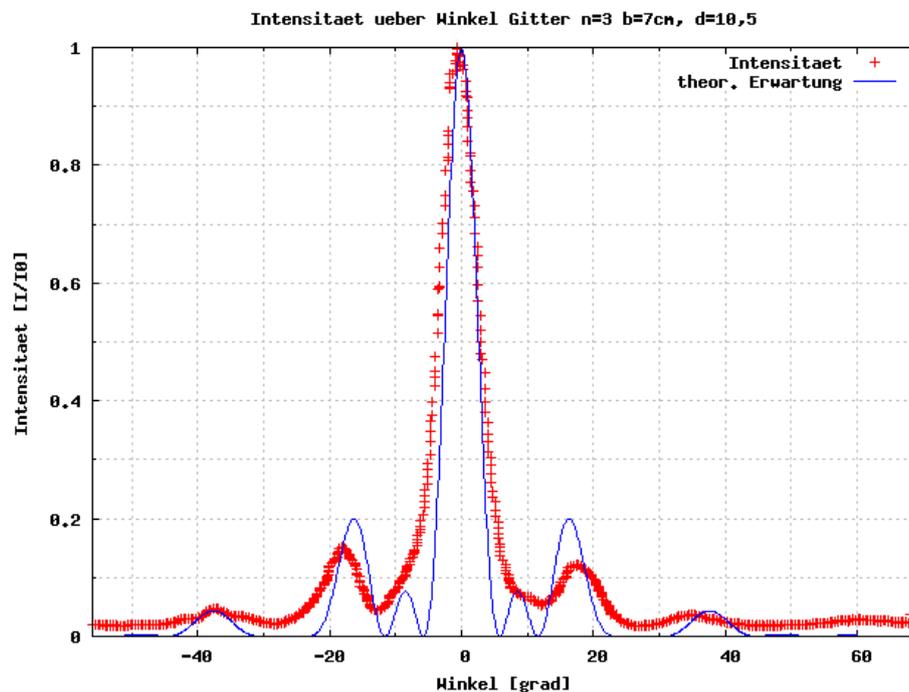
Der Doppelspalt zeigt ein schönes Beugungsbild, das auch sehr gut mit den theoretisch erwarteten Werten überein stimmt. Bei den Maxima zweiter Ordnung fällt die Winkelnäherung bei den berechneten Werten offensichtlich stark ins Gewicht, da die gemessenen Werte weiter außen liegen. Im äußeren Bereich fällt zudem auch die Strahlung ein, die wir in 2 gemessen haben.



Intensitätsverteilung des 7cm Doppelspalts

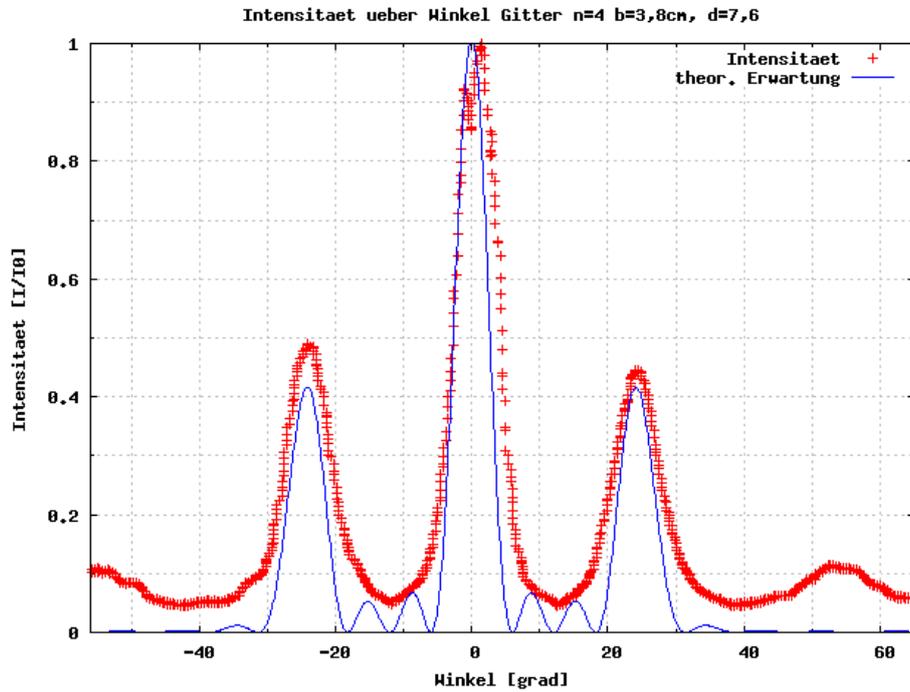
Auch der breitere Doppelspalt zeigt ein schönes Beugungsbild, hier weichen die gemessenen Intensitäten jedoch etwas von den Berechneten ab.

4.3. **Beugung am Gitter.** Wie beim Doppelspalt werden nun verschiedene Gitter eingesetzt. Die erwartete Verteilung ist wie beim Doppelspalt, nur mit entsprechender Spaltanzahl.



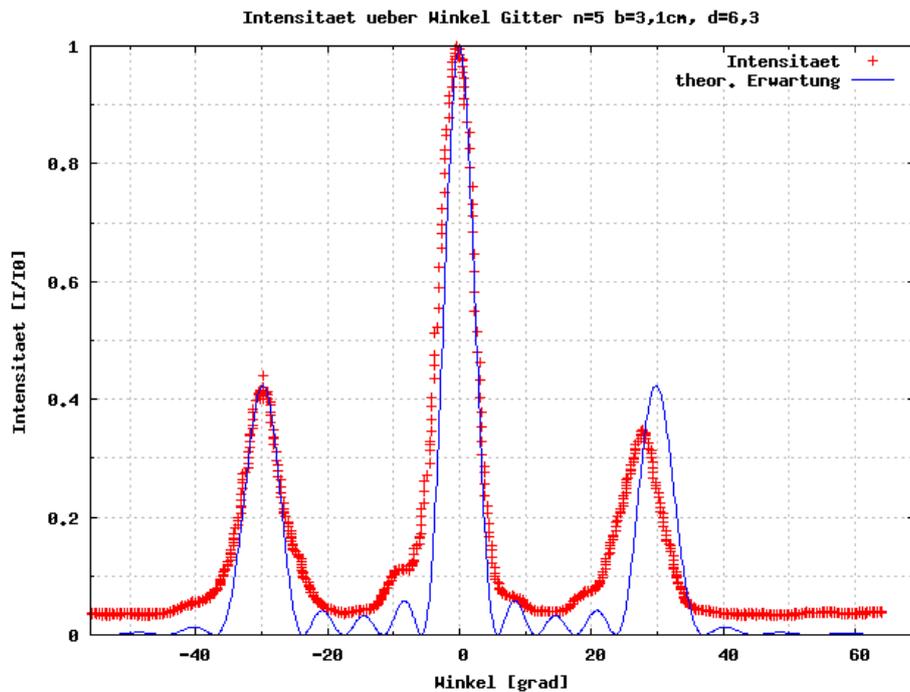
Intensitätsverteilung des Gitters mit $n=3$ Spalten, $b=7\text{cm}$ Spaltbreite und einem Abstand der Spaltmitten von $d=10,5\text{ cm}$

Das größte Gitter zeigt, ähnlich den Doppelspalten, ein schönes Beugungsbild, das selbst die Maxima zweiter Ordnung noch recht gut erkennen lässt. Die Maxima erster Ordnung liegen weiter außen erwartet, möglicherweise haben wir den Spaltabstand nicht ganz korrekt gemessen. Für $d = 10\text{cm}$ stimmen die Messwerte mit der Erwartung überein.



Intensitätsverteilung des Gitters mit $n=4$ Spalten, $b=3,8\text{cm}$ Spaltbreite und einem Abstand der Spaltmitten von $d=7,6\text{ cm}$

Das Beugungsbild des vierfach Spaltes stimmt sehr gut mit der Erwartung überein. Selbst die Nebenmaxima zwischen dem nullten und ersten Maximum sind als Knick im Verlauf erkennbar. Nach außen hin fällt zum einen wieder die Winkelnäherung bei der berechneten Kurve auf, zum anderen überlagert sich das Signal vom Spalt mit dem direkten Streusignal des Senders (siehe 2).



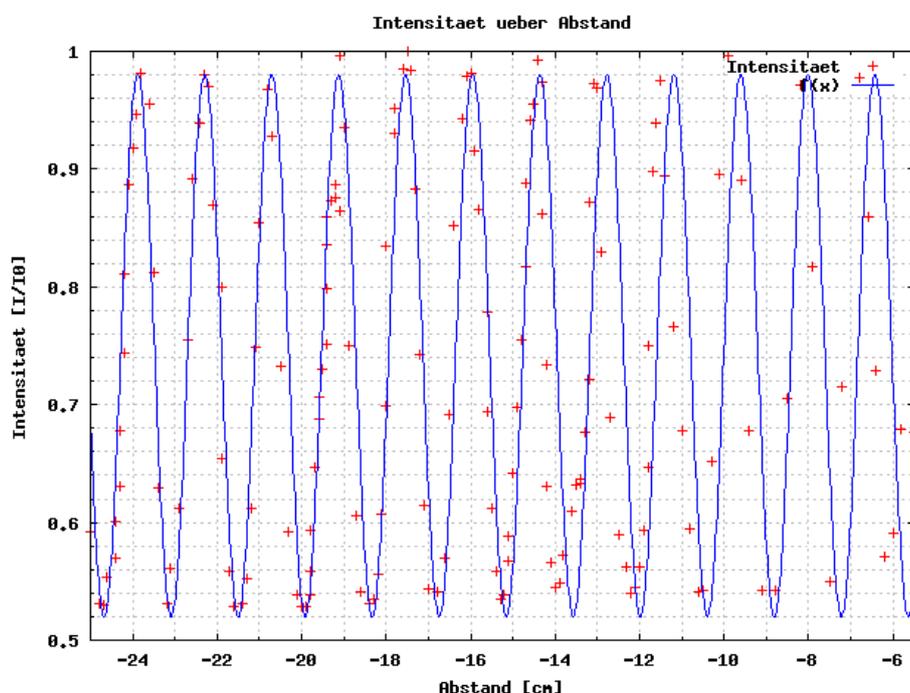
Intensitätsverteilung des Gitters mit $n=5$ Spalten, $b=3,1\text{ cm}$ Spaltbreite und einem Abstand der Spaltmitten von $d=6,3\text{ cm}$

Beim fünffach Spalt sind die Nebenmaxima noch etwas besser zu erkennen.

Insgesamt entsprechen die Beugungsbilder recht gut den Erwartungen. Bei allen Bildern ist jedoch die gleiche Asymmetrie zu erkennen: Die Intensität ist auf der rechten Seite geringer als auf der linken. Möglicherweise war der Sender nicht exakt ausgerichtet.

5. INTERFEROMETER

In diesem Versuchsteil soll mit zwei Plexiglasscheiben ein Interferometer aufgebaut werden. Es wird Plexiglas verwendet, da dieses für Mikrowellen einen Reflexionskoeffizienten von $\sim 0,5$ hat.



Intensität in Abhängigkeit vom Abstand der Platten

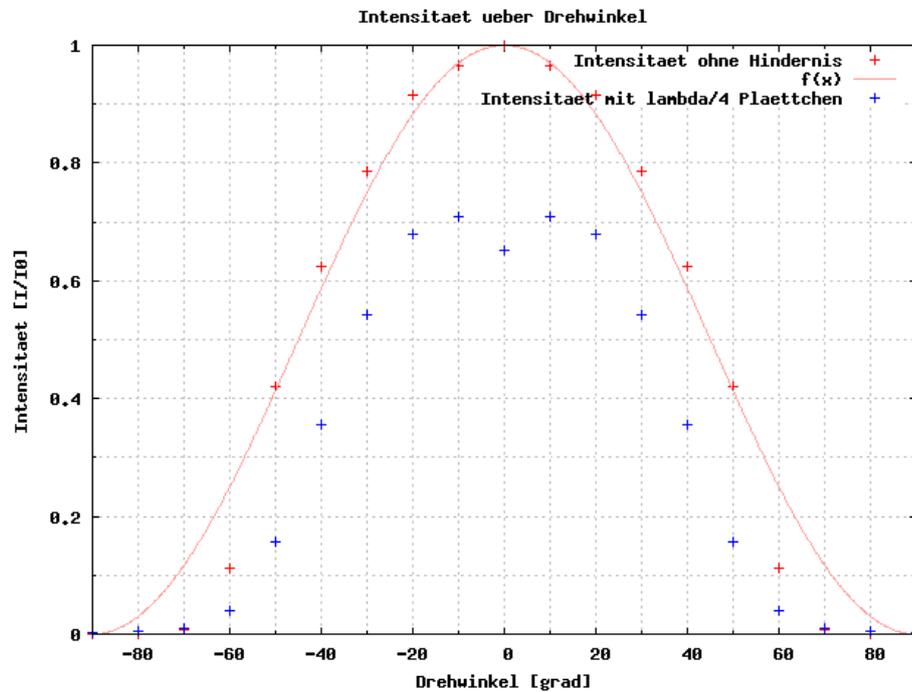
$$\text{Funktion: } \frac{I}{I_0} = 0,23 \cdot \sin\left(3,96 \frac{1}{\text{cm}} \cdot x - 1,9\right)$$

Wie erwartet schwankt die Intensität beim Verändern des Abstandes. Bei minimaler Transmission gibt es hinter den Plexiglasscheiben destruktive Interferenz, was für einen Abstand $d = \frac{(2n+1)\lambda}{2}$ der Fall ist. Der Weg zwischen den Scheiben entspricht also z.B. einer halben Wellenlänge. Bei konstruktiver Interferenz kommt es zu einem Maximum, dies ist für einen Abstand $d = n\frac{\lambda}{2}$. Hier legen die Mikrowellen zwischen den Platten gerade eine Wellenlänge zurück. Die beiden Phasensprünge bei der Reflexion heben sich dabei gerade weg. Aus dem Abstand der Minima bzw. Maxima lässt sich umgekehrt wieder die Wellenlänge berechnen. Hier erhält man $\lambda = 3,17\text{ cm}$, was mit der Messung in 1 einwandfrei übereinstimmt.

6. POLARISATION DER MIKROWELLEN

Nun untersuchen wir die Polarisation der Mikrowellen und die Wirkung eines $\frac{\lambda}{4}$ Plättchens, welches im Gegensatz zu optischen Plättchen doch eher groß ist.

Durch drehen des Empfängers, der im wesentlichen aus einem Dipol mit Trichter davor besteht, können wir auf einfache Weise die Polarisationsrichtung und die Intensität bei bestimmten Winkeln messen.



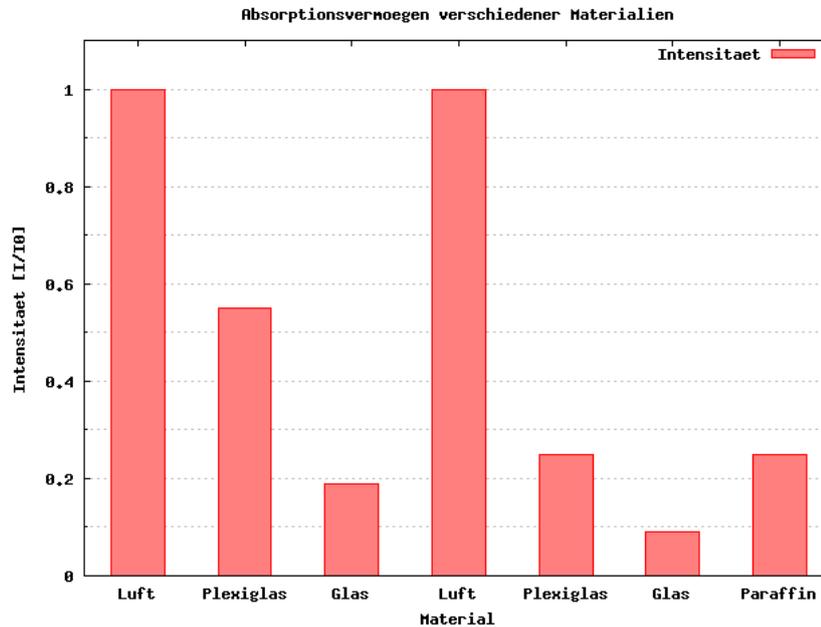
Intensität in Abhängigkeit vom Drehwinkel des Empfängers, an der y-Achse gespiegelt

Die roten Messwerte zeigen den Verlauf der Intensität ohne Hindernis, die blauen Punkte den Verlauf mit $\frac{\lambda}{4}$ Plättchen. Für die Drehwinkel kleiner 45 stimmen die Messwerte sehr gut mit dem erwarteten Verlauf $\frac{I}{I_0} = \cos^2(\varphi)$ überein. Danach sinkt die Intensität schneller als erwartet ab.

Das Verhalten mit $\frac{\lambda}{4}$ Plättchen entspricht nicht so recht den Erwartungen, da eigentlich kaum eine Veränderung der Intensität zu beobachten sein sollte. Möglicherweise passt die tiefe der Metallstreifen nicht zur Wellenlänge, da durch leichtes drehen des Plättchens die minimale Intensität erhöht werden konnte.

7. ABSORPTIONSVERMÖGEN

Da Mikrowellen eine ganz andere Wellenlänge haben, als sichtbares Licht, sind auch die Brechungs und Absorptionskoeffizienten andere als für sichtbares Licht. Dies hängt mit der Resonanzfrequenz der Atome bzw. Moleküle eines Materials zusammen und lässt sich mit dem Modell der Lorentz-Oszillatoren erklären. Dies wollen wir hier jedoch nicht weiter ausführen - uns genügt lediglich zu sehen, dass die Absorption für verschiedene Wellenlängen unterschiedlich sein kann.



Intensität in Abhängigkeit vom Material, 2 Messreihen

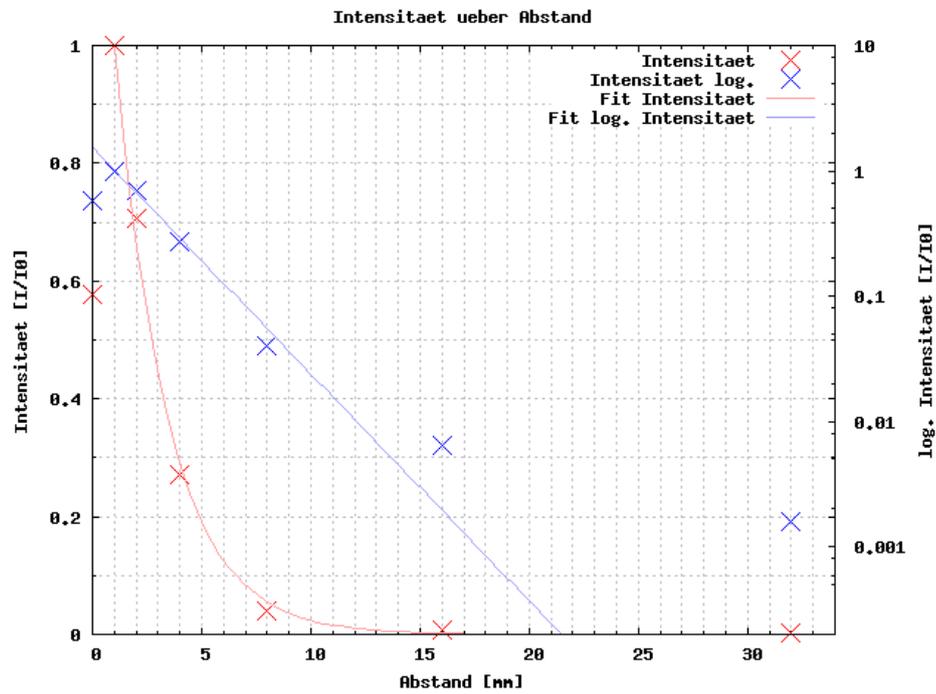
Die erste Messreihe (Luft, Plexiglas, Glas - die ersten drei) wurde mit dem gleichen Aufbau wie auch die Beugungsmessungen gemacht. Wir haben einfach Plexiglas bzw. Glas in den Strahlengang gehalten und die Intensität gemessen. Offensichtlich ist Glas für Mikrowellen eher undurchsichtig - im Gegensatz zum sichtbaren Licht.

Die zweite Messreihe (rechte Hälfte) wurde ohne Linse gemacht, da das Absorptionsvermögen von Paraffin ebenfalls untersucht werden sollte. Um den Störeffekt durch die Linsenform des Paraffin zu minimieren hielten wir die Materialien nun direkt vor den Empfänger. Um stehende Wellen zwischen Material und Empfänger zu vermeiden, hielten wir die Platten jeweils unter einem Winkel von ca. 45° schräg vor den Empfänger. Paraffin ist für sichtbares Licht undurchsichtig. Für Mikrowellen ist es jedoch gut durchdringbar - daher setzt man es auch als Linse ein.

Für mehr als diese grob qualitative Aussage reichen die Messwerte nicht, da die Materialdicken, die Formen und auch die Justierung des Aufbaus keinen direkten quantitativen Vergleich der Materialien erlaubt.

8. OPTISCHER TUNNELEFFEKT

Da die Wellenlänge der Mikrowellen im makroskopischen Bereich liegt, lässt sich mit ihnen der optische Tunneleffekt wesentlich besser untersuchen, als mit sichtbarem Licht. Dazu werden in dem Strahlengang zwei Zuckerprismen in einem Abstand ($>10\text{cm}$) so aufgestellt, dass die Mikrowellen am ersten totalreflektiert werden. Damit werden sie aus dem Strahlengang heraus reflektiert. Schiebt man das zweite Prisma nun näher an die Hypotenuse des ersten Prismas heran, so dass beide Prismen einen Würfel ergeben, können die Mikrowellen nahezu ungehindert durch das Prisma hindurch. Vergrößert man nun den Abstand langsam, so fällt die durchgelassene Intensität exponentiell ab. Die Mikrowellen tunneln vom ersten Prisma in das zweite und können so den üblichen Weg nehmen, ohne totalreflektiert zu werden.

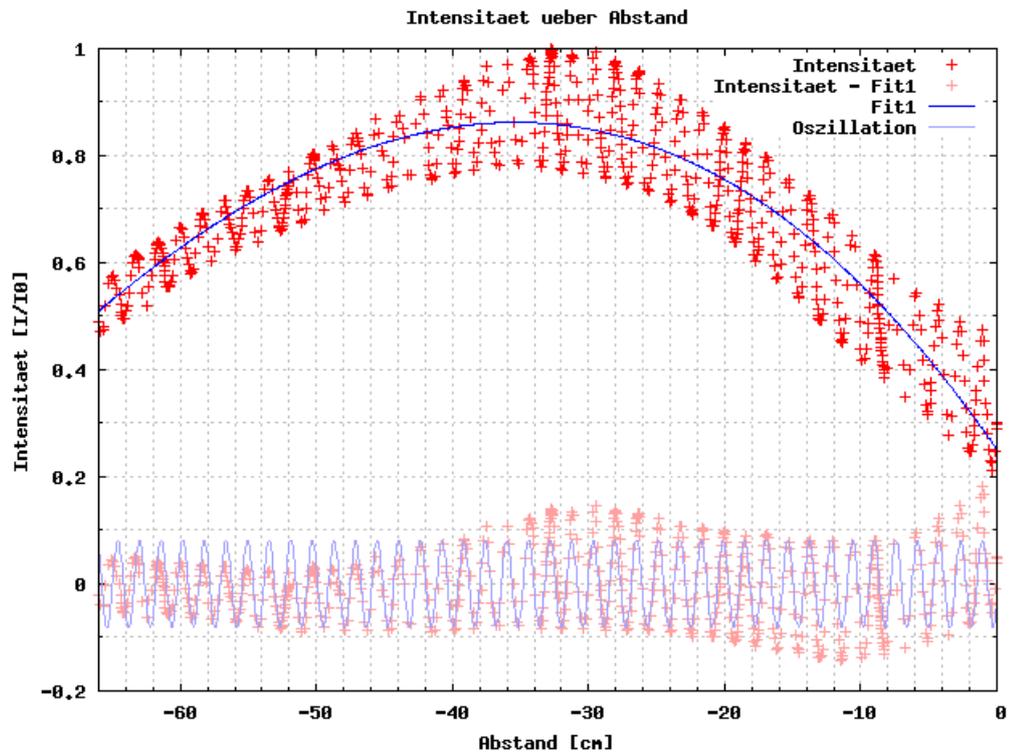


Intensität in Abhängigkeit vom Abstand

Die rote Kurve zeigt den exponentiellen Abfall der Intensität, die blaue Kurve ist auf der logarithmischen Skala (rechts) aufgetragen. Bis auf den Wert bei Abstand $d = 0\text{mm}$, der ohnehin so nicht stimmt, da die Prismen nicht genau aneinander standen, und den Wert bei $d = 32\text{mm}$ ist das exponentielle Verhalten zu erkennen.

9. STEHENDE WELLEN ZWISCHEN LINSE UND EMPFÄNGER

Wie bereits bei 2 erwähnt, wollten wir das unerwartet oszillierende Verhalten bei der Justierung der Linse vor dem Empfänger genauer untersuchen.



Intensität über Abstand, oben die gemessenen Intensitäten (rot) und ein Polynom dritten Grades (blau),

unten die Oszillation der Messwerte um das gefittete Polynom

$$\text{Oszillation: } \frac{I}{I_0} = 0,16 \sin\left(1,98 \frac{1}{\text{cm}} \cdot x + 0,56\right)$$

Zum einen ist natürlich erkennbar, dass die Intensität bei einem gewissen Abstand maximal wird - hier ist die Brennweite der Linse $f \approx 34\text{cm}$. Doch um die durch die Brennweite verursachte Kurve oszilliert die Intensität - und zwar genau mit der gleichen Frequenz wie in 1. Eine möglichkeit wäre, dass die beiden Linsen ein Interferometer bilden. Da eine der beiden Linsen mit der gewölbten Seite gegen die andere steht und daher die meiste Strahlung in den Raum wegreflektiert wird, halten wir diese Möglichkeit eher für unwahrscheinlich. Wir vermuten, dass der Hornempfänger selbst wieder auf die Linse reflektiert und sich daher zwischen der Linse und dem Empfänger stehende Wellen ausbilden. Dafür dass diese Wellen zweimal und mehr reflektiert werden, fällt der Effekt jedoch recht stark aus.