



INSTITUT FÜR FESTKÖRPERPHYSIK

BACHELORARBEIT

Felddistribution nach einem stark streuenden Medium

verfasst von
Paul Gattinger

unter der Leitung von
Prof. Dr. Andrei Pimenov
Dr. Alexey Shuvaev und
Wlad Dziom

25. Oktober 2016

EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

Hiermit erkläre ich, dass ich die Bachelorarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken als solche kenntlich gemacht habe.

25. Oktober 2016

(Name des Kandidaten)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
1.1	Warum stark streuende Medien?	4
2	Experimentaufbau	5
2.1	Experimente mit Strahlungsquelle konstanter Frequenz	5
2.2	Experimente mit Mach-Zehnder-Interferometer-Anordnung	5
3	Feldverteilung hinter dem Al_2O_3 Streuer	6
3.1	Messung mit 0,2mm Detektor-Schrittweite und einer Linse	6
3.1.1	Vergleich zu einer Messung des gleichen Aufbaus, jedoch geringerer Auflösung	8
3.1.2	Vergleich zum nicht gestreuten Feld	9
3.2	Messung mit 0,2mm Detektor-Schrittweite und zwei Linsen	11
3.2.1	Vergleich zu einer Messung des gleichen Aufbaus, jedoch geringerer Auflösung	13
3.2.2	Vergleich zum nicht gestreuten Feld	13
3.3	Messungen mit 0,5mm Schrittweite und einer Linse	15
3.4	Messungen mit 0,5mm Schrittweite und zwei Linsen	17
4	Bestimmung der relativen Permittivität des Al_2O_3-Streuers	19
5	Bestimmung der relativen Permittivität ϵ_r von Teflon	20
5.1	Theoretische Berechnung	20
5.2	Kurvenfit der experimentellen Daten	21

1 Einleitung

Im Zuge dieser Arbeit wurde die Verteilung des elektromagnetischen Feldes nach dem Durchgang durch ein stark streuendes Medium untersucht. Im Wesentlichen wurden dazu zwei unterschiedliche experimentelle Anordnungen verwendet.

Einerseits wurde das elektromagnetische Feld einer Strahlungsquelle konstanter Frequenz durch eine, beziehungsweise zwei dielektrische Linsen fokussiert und anschließend durch das stark streuende Medium geschickt.

Des Weiteren wurde die Transmission durch die Probe, sowie durch Teflon in einem Mach-Zehnder Interferometer untersucht. Als Strahlungsquelle diente hier ein Backward Wave Oscillator (BWO) mit einstellbarer Frequenz [1].

Bei der stark streuenden Probe handelte es sich um eine Platte aus Al_2O_3 .

1.1 Warum stark streuende Medien?

Die analytische Untersuchung von lebenden Organismen ist prinzipiell nur mittels elektromagnetischer Strahlung möglich. Hier ist die Auflösung durch Beugungseffekte begrenzt. Stark streuende Medien können hier für alle Wellenlängen als Linsen dienen, um höhere Auflösungen zu erzielen [2]. Gemessene Fernfeldverteilungen können dazu verwendet werden um mittels Zeitumkehrung ("time reversal") höhere Auflösungen des zu untersuchenden Objektes zu erreichen. Auch zur Observation von Doppelsternen und zur Verbesserung von Verschlüsselungen können stark streuende Medien angewandt werden [3].

2 Experimentaufbau

2.1 Experimente mit Strahlungsquelle konstanter Frequenz

Als Strahlungsquelle wurde eine IMPATT Diode mit 140GHz Frequenz der Marke Terra Sense verwendet. Laut Produktbeschreibung produziert sie ebene Wellen und hält die Frequenz sehr konstant. Nach Überprüfungen mittels Fabry Perot Interferometer und Polarisationsfiltern konnte bestätigt werden, dass die Angaben des Herstellers zutreffen.

Als Detektor diente ein pyroelektrischer Sensor auf einem x-y-Scanner, der gut für die Auflösung von Millimeterwellen geeignet ist. Die Experimente mit der Probe wurden auf zwei unterschiedliche Arten durchgeführt.

Einerseits wurde eine Linse im Abstand ihrer Brennweite vor der Strahlungsquelle aufgestellt und dahinter im Abstand von rund 40cm die Probe platziert, sodass eine homogene Feldverteilung an der Oberfläche der Probe herrschte. Die Felddistribution hinter der Probe wurde in verschiedenen Abständen gemessen.

Im anderen Fall wurde im Abstand von rund 40cm hinter der ersten Linse eine zweite Linse platziert, welche die Strahlung auf die Probe fokussierte. Die Probe befand sich zirka vier Zentimeter hinter der Linse (gemessen vom Buckel der Linse). Auch hier wurde die Verteilung des elektromagnetischen Feldes hinter der Probe in einigen verschiedenen Abständen mit dem x-y-Scanner gemessen.

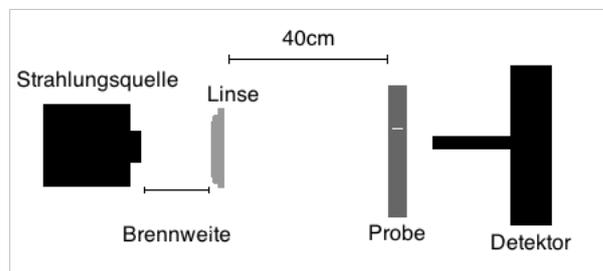


Abbildung 2.1: Versuchsaufbau mit einer Linse.

2.2 Experimente mit Mach-Zehnder-Interferometer-Anordnung

Als Strahlungsquelle diente ein BWO, welcher für diesen Versuch Wellen zwischen 100GHz und 180GHz Frequenz erzeugt hat. Mit diesem Aufbau wäre es rein theoretisch möglich gewesen, die Transmission und die Phase zu messen. Es stellte sich aber heraus, dass die Probe zu dick war, um sinnvolle Messergebnisse zu erhalten. Zusätzlich wurde mittels dieser experimentellen Anordnung die frequenzabhängige relative Permittivität ϵ_r einer ein Zentimeter dicken Platte aus Teflon gemessen. Für die Berechnungen und Erzeugungen aller Plots wurde das Programm Mathematica verwendet.

3 Feldverteilung hinter dem Al_2O_3 Streuer

3.1 Messung mit 0,2mm Detektor-Schrittweite und einer Linse

Zur Messung der Feldverteilung hinter dem Al_2O_3 Streuer wurden zwei verschiedene Versuchsanordnungen verwendet. Einerseits wurde die Probe in einem eher homogen verteilten Feld platziert. Dies wurde mittels einer Linse realisiert, welche im Abstand ihrer Brennweite von der Strahlungsquelle entfernt platziert wurde. Die Probe wurde dann 40cm hinter der Linse platziert und nach jeder Messung wurde der Detektor weiter nach hinten verschoben, um zu erkennen, wie sich die Feldverteilung mit dem Abstand des Detektors von der Probe verändert.

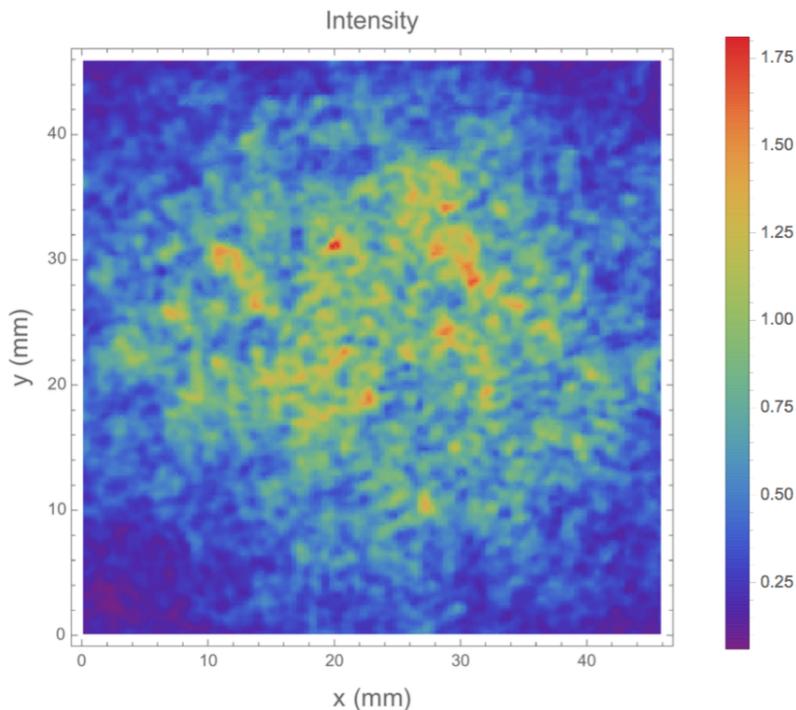


Abbildung 3.1: Feldverteilung 1mm nach einem stark streuenden Medium; Detektor Schrittweite: 0,2mm; Abstand Linse-Medium: 40cm; Frequenz Strahlungsquelle: 140GHz

Um aus dieser in Abb. 3.1 dargestellten Verteilung weitere Informationen zu holen, wurde diskrete Fouriertransformation [4] angewandt.

$$\nu_k = \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{r=1}^n u_r e^{2\pi i(r-1)(k-1)\frac{1}{n}} \quad (3.1)$$

u_r sind die gemessenen Intensitäten und n ist die Anzahl der Messpunkte. Bei ν_k handelt es sich um die transformierten Intensitäten.

Anschließend wurden die Intensitäten der Fouriertransformierten über den Winkel 2π gemittelt und in Intervallen von 20 Einheiten von k aufsummiert. Daraus wurde ein zweidimensionaler Plot erstellt, der zeigt, wie sich die transmittierte Intensität als Funktion der k -Werte verhält. Dabei wurde folgende Koordinatentransformation verwendet:

$$\Delta k = \frac{1}{\Delta x * N} \quad (3.2)$$

Wobei Δx die Schrittweite des Detektors ist, und N die Anzahl der Messpunkte in einer Dimension. In diesem Fall $\Delta k = 21.74m^{-1}$.

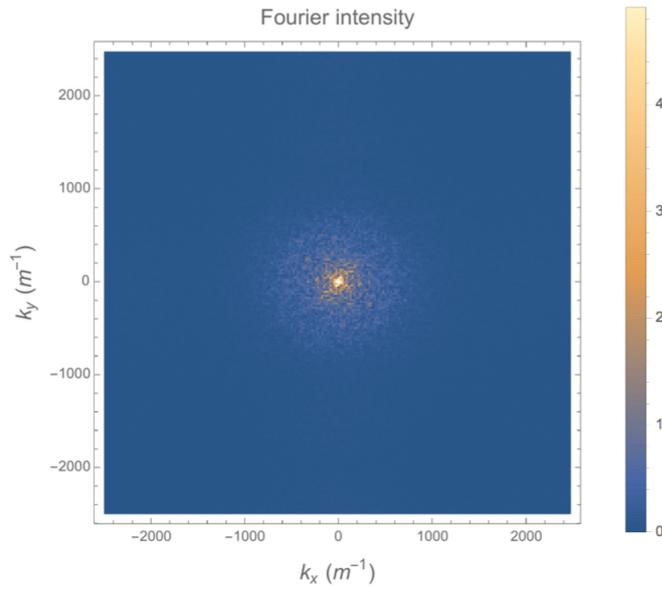


Abbildung 3.2: Fouriertransformierte der Feldverteilung. Hier werden nur 5 Prozent des Maximums gezeigt.

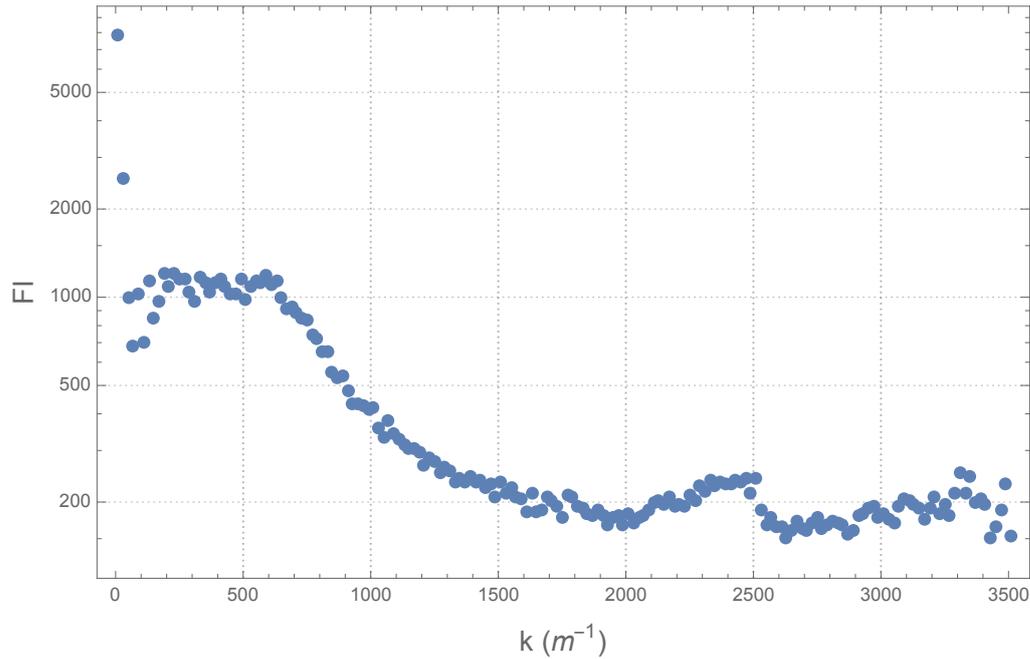


Abbildung 3.3: Gemittelte fouriertransformierte Intensitäten logarithmisch aufgetragen.

In Abb. 3.3 kann man bei $k = 10m^{-1}$ ein klares Maximum erkennen. Das ist ein Durchschnittswert aus allen k -Werten zwischen Null und 20. Weiters erkennt man bis zum k -Wert $630m^{-1}$ eine breite Schulter. Diese Werte, die ungefähr um den Intensitätswert 1200 liegen, betragen allerdings nur mehr rund 14% des Maximums. Mit zunehmendem k fallen die Intensitäten noch weiter ab. Der aufgrund der Mittelung letzte sinnvolle k -Wert beträgt $2490m^{-1}$. Dort ist noch eine Intensität von rund 2% des Maximums vorhanden (Anzahl der Messpunkte im Eindimensionalen bei $0,2mm$ Schrittweite $\Delta N = 230$ mit $\Delta k = 21.74m^{-1}$; $\Delta k * \Delta N = 5000$; Der Radius im k -Raum ist also $2500m^{-1}$). Die höheren k -Werte sind entstanden, da die Fouriertransformierten Intensitäten der ursprünglichen Feldverteilung (Abb. 3.2) in Kreisschalen aufsummiert wurden, wodurch auch größere Radien als $k = 2500m^{-1}$ möglich wurden.

Hier stellt sich die Frage, was dieser hohe Peak, der die k -Werte von Null bis 20 repräsentiert, zu bedeuten hat. So kleine k -Werte würden im Ortsraum einer extrem großen Wellenlänge entsprechen, die man als Hintergrund betrachten kann, also die Einhüllende der Intensitätsverteilung. Die Höhe des Peaks bedeutet, dass diese Wellenlänge die Dominiierende im Spektrum ist. k -Werte im Bereich zwischen $50m^{-1}$ und $630m^{-1}$ entsprechen im Ortsraum Längen von rund $2cm$ bis $1,6mm$. Möglicherweise handelt es sich hier um die Korngrößen der einzelnen Streuer im untersuchten Streumedium, allerdings könnte $1,6mm$ auch die maximale Auflösung des Detektors sein.

3.1.1 Vergleich zu einer Messung des gleichen Aufbaus, jedoch geringerer Auflösung

Vergleicht man die obigen Ergebnisse mit jenen des gleichen Experimentaufbaus nur einer größeren Schrittweite von $0,5mm$, erkennt man, dass bei niedriger Auflösung die Intensitätsverteilung im k -Raum völlig anders aussieht. Hier lässt sich keine Struktur erkennen.

Das Maximum fällt schnell ab und steigt ab $k = 110m^{-1}$ wieder an, um dann ungefähr konstant bis zum letzten sinnvollen k -Wert von $990m^{-1}$ zu bleiben (Abb. 3.4).

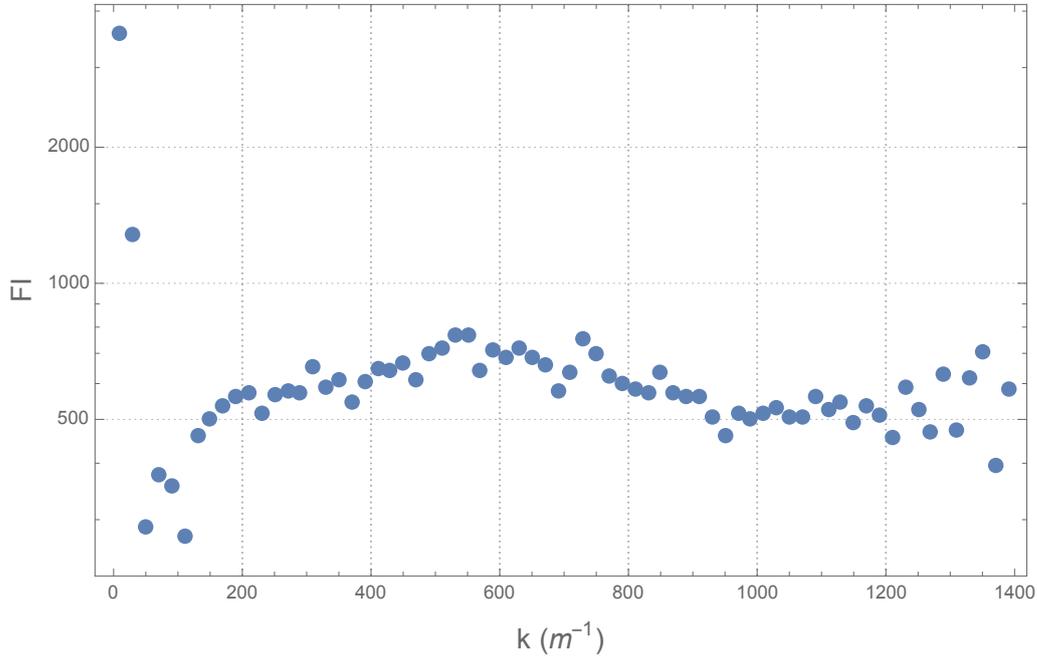


Abbildung 3.4: Gemittelte fouriertransformierte Intensitäten logarithmisch aufgetragen; Abstand Probe-Detektor: $1mm$; Schrittweite: $0,5mm$

3.1.2 Vergleich zum nicht gestreuten Feld

Zum Vergleich wurden einige Messungen mit ähnlichem Aufbau, nur ohne streuendes Medium durchgeführt. In diesem Fall wurde der Detektor in $420mm$ Abstand nach der Linse positioniert, um das Fernfeld zu messen. Die Detektor-Schrittweite betrug $1mm$. Wie in Abb. 3.5 zu sehen ist, weist die Feldverteilung hier einen sehr breiten Peak auf und ist nicht wirklich homogen. Allerdings mussten die Versuche mit Probe in einer Entfernung gemacht werden, in der noch keine ganz homogene Verteilung vorlag, da sonst die Intensität nach dem Streuer zu niedrig gewesen wäre, um noch irgendetwas messen zu können.

In Abb. 3.6 ist erkennbar, dass die fouriertransformierten und über Kreisschalen aufsummierten Intensitäten sehr stark abfallen und im Gegensatz zu den Messungen mit streuendem Medium keinen Buckel bilden. Die dominanten Werte liegen bei k -Werten unter $50m^{-1}$. Dies kann man wieder als die Einhüllende der Feldverteilung betrachten. Kleinere Strukturen existieren in dieser Verteilung praktisch nicht. Der letzte sinnvolle k -Wert liegt im Falle von $1mm$ Schrittweite bei $490m^{-1}$ (Anzahl der Messpunkte im Eindimensionalen bei $1mm$ Schrittweite $\Delta N = 46$ mit $\Delta k = 21.74m^{-1}$; $\Delta k * \Delta N = 1000$; Der Radius im k -Raum ist also $500m^{-1}$).

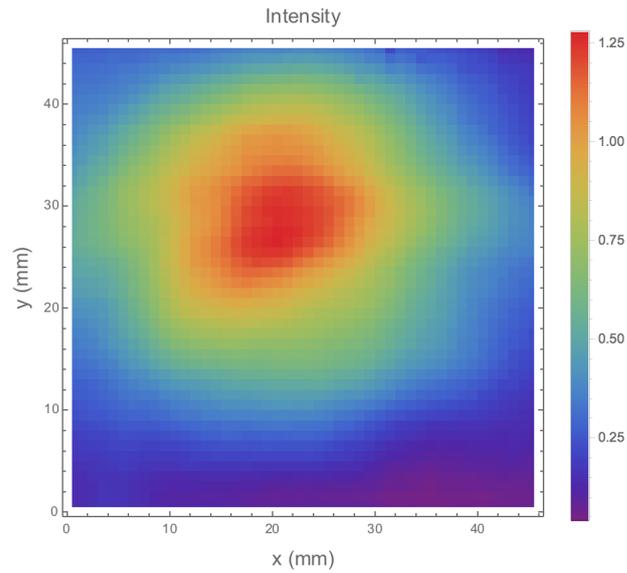


Abbildung 3.5: Feldverteilung ohne Probe mit 420mm Abstand zwischen Linse und Detektor. Schrittweite: 1mm

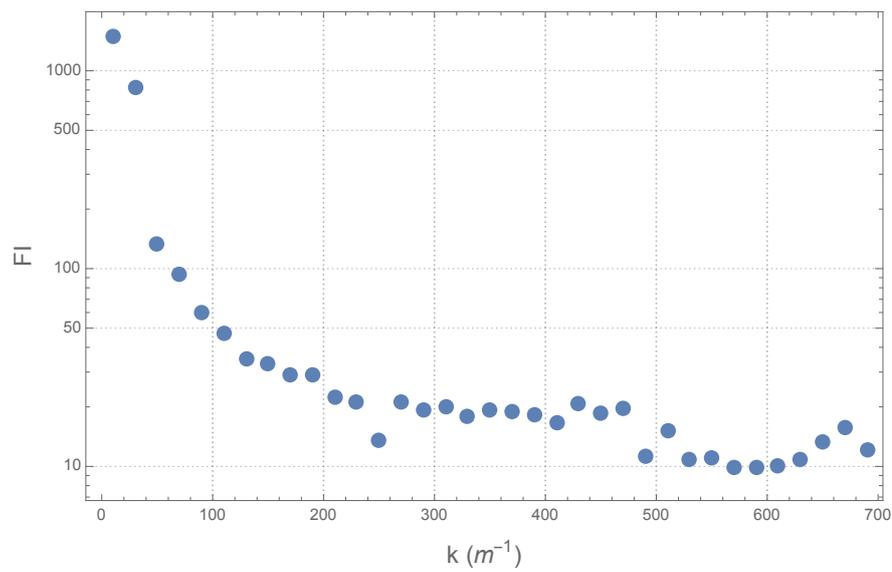


Abbildung 3.6: Gemittelte fouriertransformierte Intensitäten logarithmisch aufgetragen. Messung ohne Probe, mit 420mm Abstand zwischen Linse und Detektor. Schrittweite: 1mm

3.2 Messung mit 0,2mm Detektor-Schrittweite und zwei Linsen

Der zweite Versuchsaufbau beinhaltete zwei Linsen, wodurch erreicht wurde, dass die Intensitätsverteilung direkt beim Streuenden Medium stärker fokussiert war als beim zuvor beschriebenen Versuch. Der Abstand zwischen der ersten Linse und der Quelle betrug 22mm , die zweite Linse war 400mm von der Ersten entfernt und die Probe befand sich in einer Entfernung von 40mm hinter der zweiten Linse. Der Detektor wurde für diese Messung zirka einen Millimeter hinter der Probe platziert.

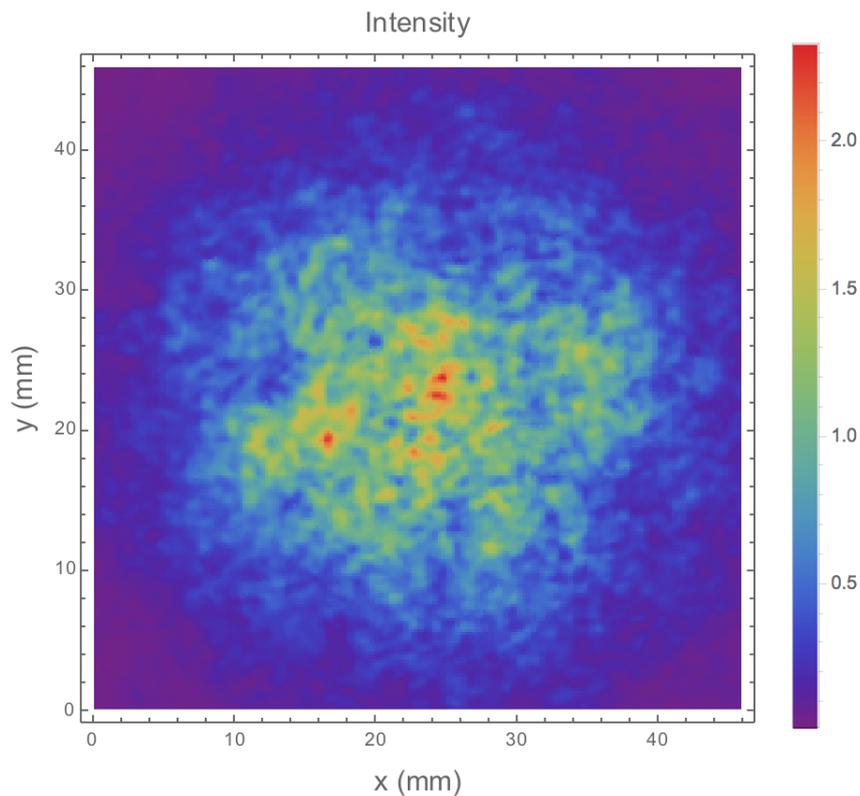


Abbildung 3.7: Feldverteilung 1mm nach einem stark streuenden Medium; Detektor Schrittweite: $0,2\text{mm}$; Abstand Linse-Linse: 40cm ; Abstand Linse-Streuer: 4cm ; Frequenz Strahlungsquelle: 140GHz

Man erkennt hier die Fokussierung, die durch die zweite Linse entstanden ist. Die Diskrete Fouriertransformation (Abb. 3.8) ergab ein ähnliches Bild wie zuvor.

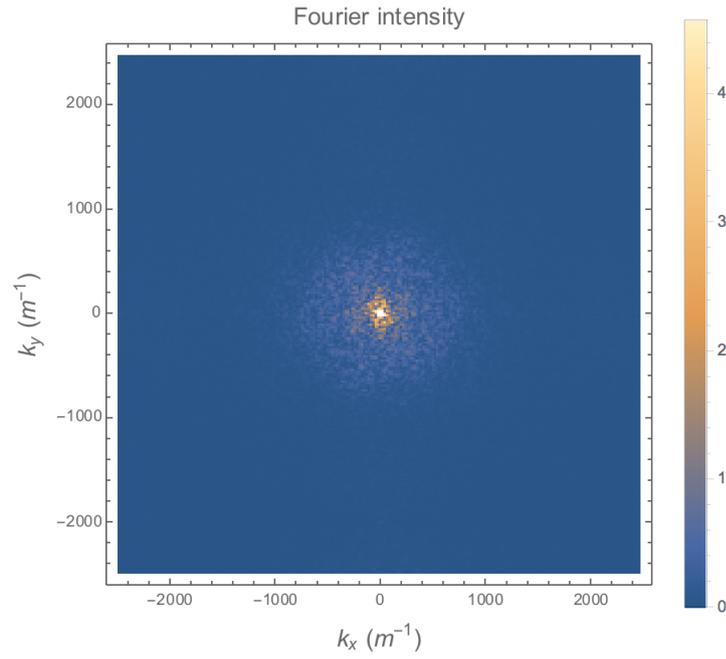


Abbildung 3.8: Fouriertransformierte der Feldverteilung. Hier werden nur 5 Prozent des Maximums gezeigt.

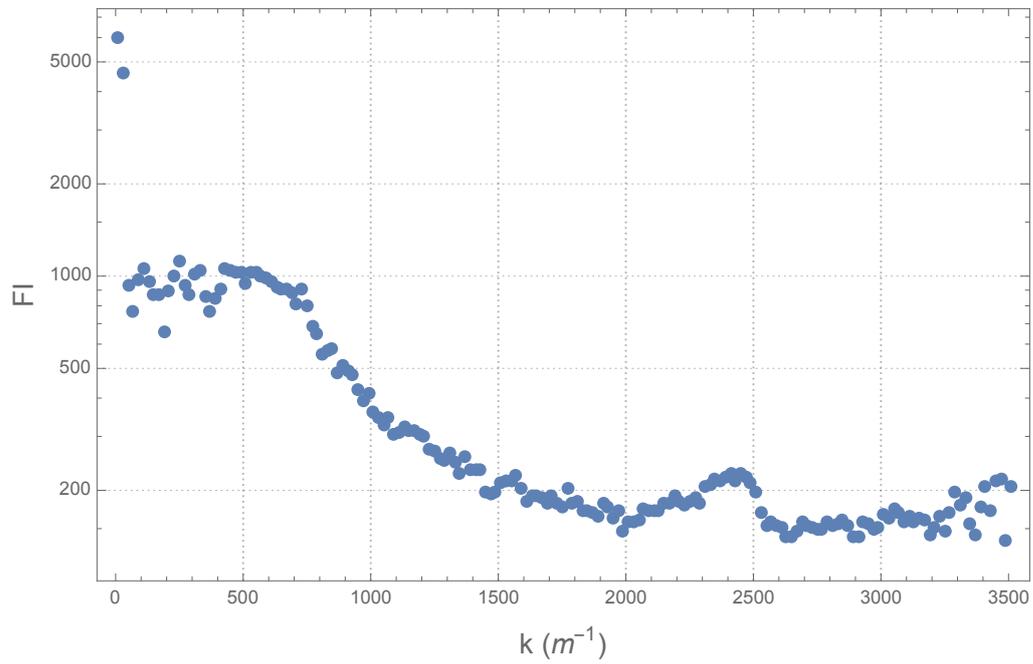


Abbildung 3.9: Gemittelte fouriertransformierte Intensitäten logarithmisch aufgetragen.

In Abb. 3.9 ist im Wesentlichen kein großer Unterschied zu Abb. 3.3 zu erkennen. Es existiert wieder ein ausgeprägtes Maximum, das jedoch durch die Mittelung über alle k -Werte im Intervall von Null bis 20 um einiges niedriger ist, als das tatsächlich auftretende Maximum. Man erkennt wieder eine breite Schulter bis zum k -Wert $730m^{-1}$. In diesem Bereich betragen die auftretenden Intensitäten zwischen 15% und 18% des Maximums. Für höhere k -Werte fallen die Intensitäten recht schnell ab und betragen bei $k = 2510m^{-1}$ noch zirka 4% des Maximums. Der Wert $k = 730m^{-1}$ würde einer Strukturgröße von rund $1,4mm$ im Ortsraum entsprechen.

3.2.1 Vergleich zu einer Messung des gleichen Aufbaus, jedoch geringerer Auflösung

Führt man diese Messung mit einer niedrigeren Auflösung ($0,5mm$ Schrittweite) durch, so entsteht ein ähnliches Bild wie in 3.1.1.

Wie in Abb. 3.10 erkenntlich wird, lässt sich im Vergleich zur höher aufgelösten Messung hier eine völlig andere Struktur erkennen.

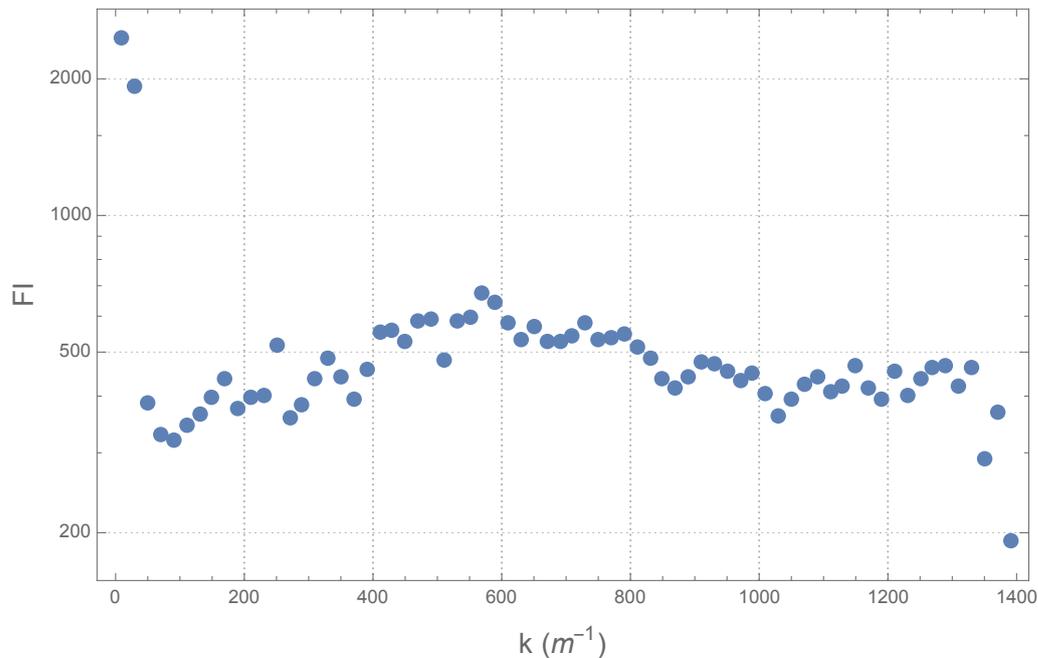


Abbildung 3.10: Gemittelte fouriertransformierte Intensitäten logarithmisch aufgetragen; Abstand Probe-Detektor: $1mm$; Schrittweite: $0,5mm$

3.2.2 Vergleich zum nicht gestreuten Feld

Auch für diese Versuchsanordnung wurden Messungen ohne die Probe durchgeführt, um das Verhalten des Fernfeldes zu untersuchen. Die zwei Linsen standen $40cm$ voneinander entfernt und der Abstand zwischen der zweiten Linse und dem Detektor betrug $4cm$. In Abb. 3.11 ist ersichtlich, dass hier eine Fokussierung des Feldes vorliegt. Die Intensität im Ortsraum fällt sehr schnell ab. Im Fourierraum weist die Intensitätsverteilung dagegen einen breiten Peak auf, wie in Abb. 3.12 zu sehen ist. Der letzte sinnvolle k -Wert liegt bei $490m^{-1}$.

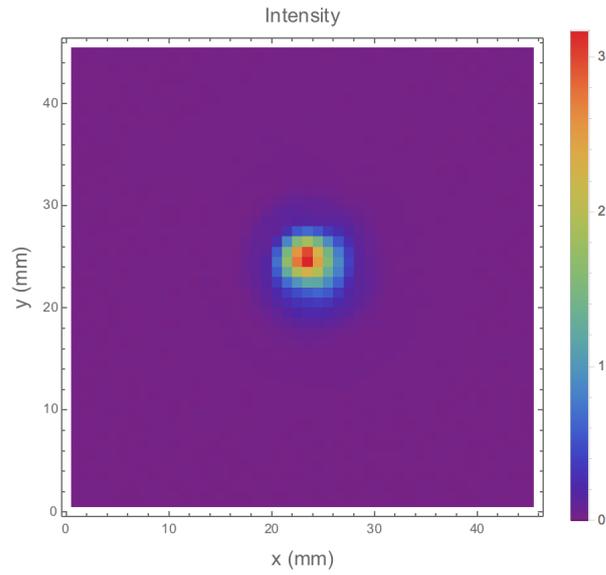


Abbildung 3.11: Feldverteilung ohne Probe; Abstand zwischen Linsen: 40cm ; Abstand Detektor-Linse: 4cm ; Schrittweite: 1mm

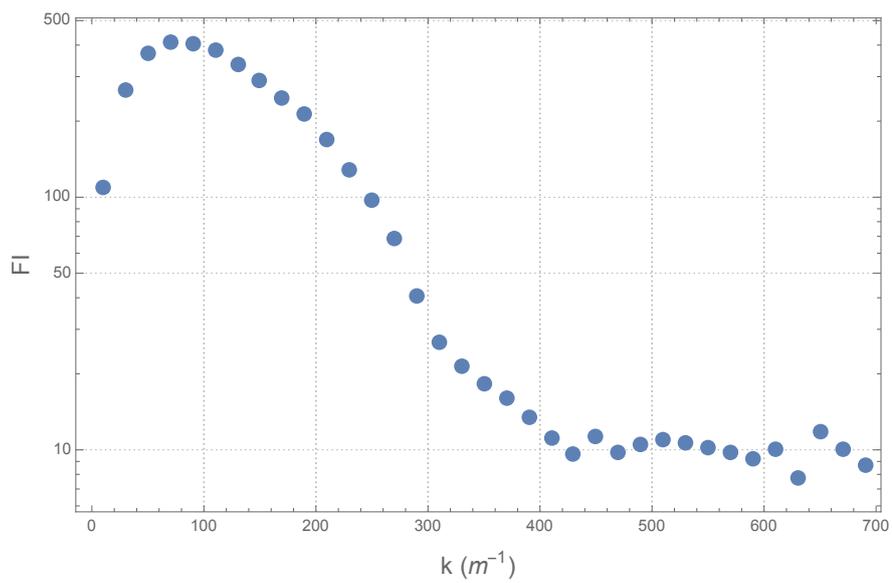


Abbildung 3.12: Gemittelte fouriertransformierte Intensitäten logarithmisch aufgetragen.

3.3 Messungen mit 0,5mm Schrittweite und einer Linse

Um zu studieren, ob sich die Struktur der Intensität als Funktion von k bei größeren Abständen des Detektors hinter der Probe ändert, wurden noch einige Messungen mit niedrigerer Auflösung durchgeführt.

Wie man in Abb. 3.13 erkennen kann, ist aufgrund der niedrigeren Auflösung die Anzahl der k -Werte geringer, der letzte sinnvolle Wert ist $990m^{-1}$. (Anzahl der Messpunkte im Eindimensionalen bei $0,5mm$ Schrittweite $\Delta N = 92$ mit $\Delta k = 21.74m^{-1}$; $\Delta k * \Delta N = 2000$; Der Radius im k -Raum ist also $1000m^{-1}$). Das aufgrund des höheren Abstandes etwas niedrigere Maximum fällt schnell mit höheren k -Werten ab. Zwischen den Werten 100 und 600 springen die Intensitäten zwischen 12% und 20% des Maximums stark hin und her. Auch beim k -Wert $810m^{-1}$ beträgt die Intensität immerhin noch rund 10% des Maximums, und beim letzten relevanten k -Wert von $990m^{-1}$ erhält man noch immer 9% der maximalen Intensität. Hier lässt sich also nicht mehr so genau sagen, wo die Intensitäten ins Bedeutungslose verschwinden.

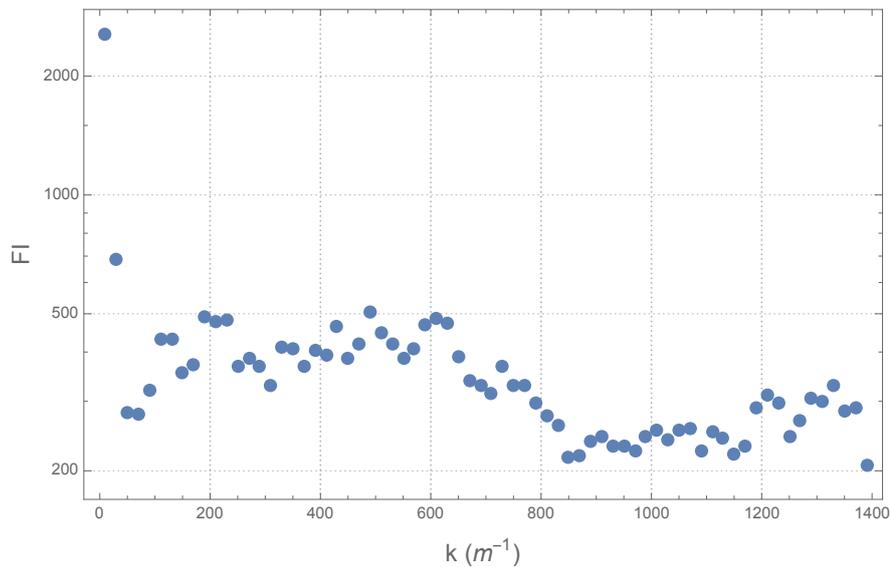


Abbildung 3.13: Gemittelte fouriertransformierte Intensitäten logarithmisch aufgetragen; Abstand Probe- Detektor: $5mm$

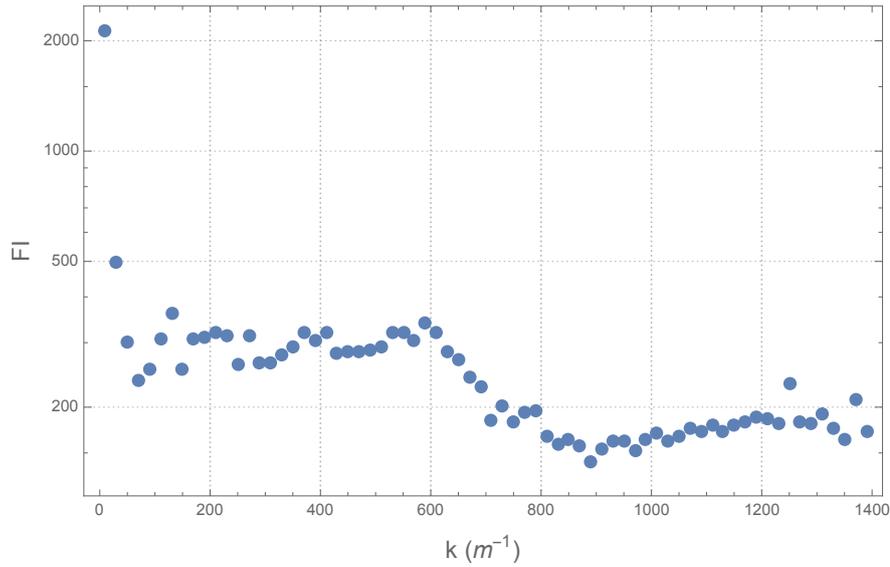


Abbildung 3.14: Gemittelte fouriertransformierte Intensitäten logarithmisch aufgetragen;
Abstand Probe- Detektor: $9mm$

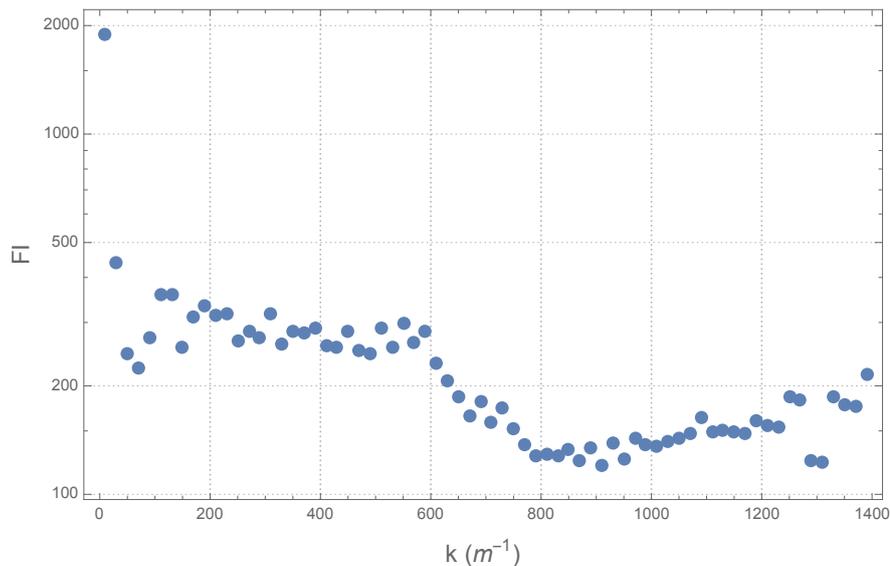


Abbildung 3.15: Gemittelte fouriertransformierte Intensitäten logarithmisch aufgetragen;
Abstand Probe- Detektor: $13mm$

Wie in Abb. 3.14 erkennbar ist, lässt sich bei dieser Auflösung mit wachsendem Abstand (hier $9mm$) des Detektors von der Probe wieder eine bessere Aussage über das Abfallen der Intensitäten mit steigendem k treffen. Die k -Werte fluktuieren nicht so stark und der Plot weist eine klar erkennliche Kante auf. Hier fällt die Intensität bis zum k -Wert $610m^{-1}$ auf zirka 15% des Maximums ab und für höhere Werte ab $850m^{-1}$ auf rund 7%.

Mit einem noch höherem Abstand von $13mm$ (Abb. 3.15) liegen die Intensitäten im Bereich der k -Werte zwischen $100m^{-1}$ und $590m^{-1}$ noch bei rund 15% des Maximums. Danach erkennt man einen klaren Abfall auf zirka 7%. Dieser Plot ähnelt dem vorherigen. Damit

lässt sich vermuten, dass man mit niedrigeren Auflösungen in höheren Abständen messen muss, um Strukturen besser erkennen zu können.

3.4 Messungen mit 0,5mm Schrittweite und zwei Linsen

Auch diese Messungen wurden mit geringerer Auflösung und größerem Proben-Detektor-Abstand vorgenommen.

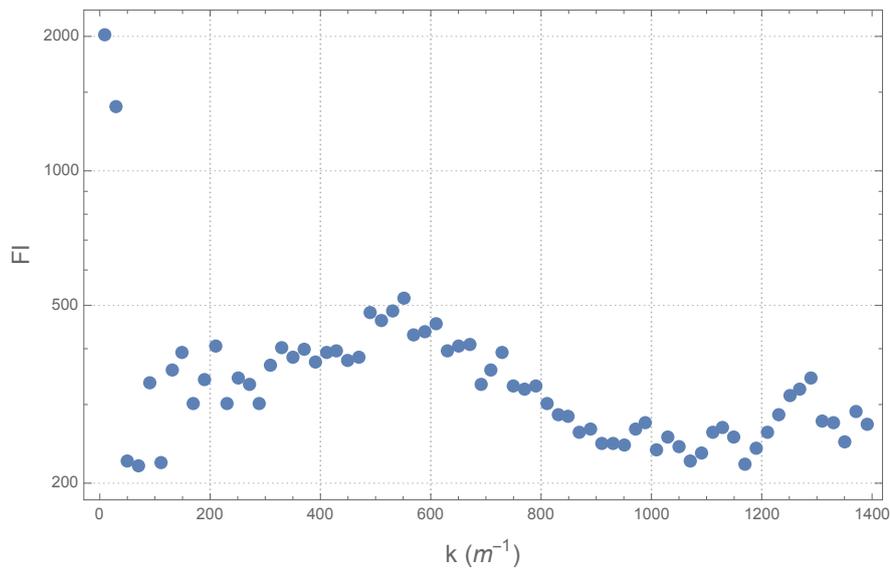


Abbildung 3.16: Gemittelte fouriertransformierte Intensitäten logarithmisch aufgetragen; Abstand Probe- Detektor: 5mm

Wie in Abb 3.16 erkennbar, fällt die Intensität im Bereich kleiner k -Werte extrem stark ab und steigt bis zum Wert $k = 550\text{m}^{-1}$ zu rund 25% des Maximums an. Bei $k = 950\text{m}^{-1}$ beträgt die Intensität aber trotzdem noch ungefähr 12%, sie fällt also nicht ganz so stark ab, wie bei Versuchen mit größerem Abstand des Detektors zur Probe oder höheren Auflösungen.

Wenn der Abstand auf 9mm (Abb. 3.17) oder 13mm (Abb. 3.18) erhöht wird, dann sind für den Fall von 13mm Abstand im Bereich der k -Werte 100m^{-1} bis 570m^{-1} deutlich höhere Intensitäten zu erkennen als für größere k . So beträgt die Intensität bei 570m^{-1} zirka 15% des Maximums und danach fällt sie bis zum letzten sinnvollen Wert auf rund 9% ab. Bei 9mm Abstand fallen die Intensitäten erst ab dem k -Wert 730 weiter ab.

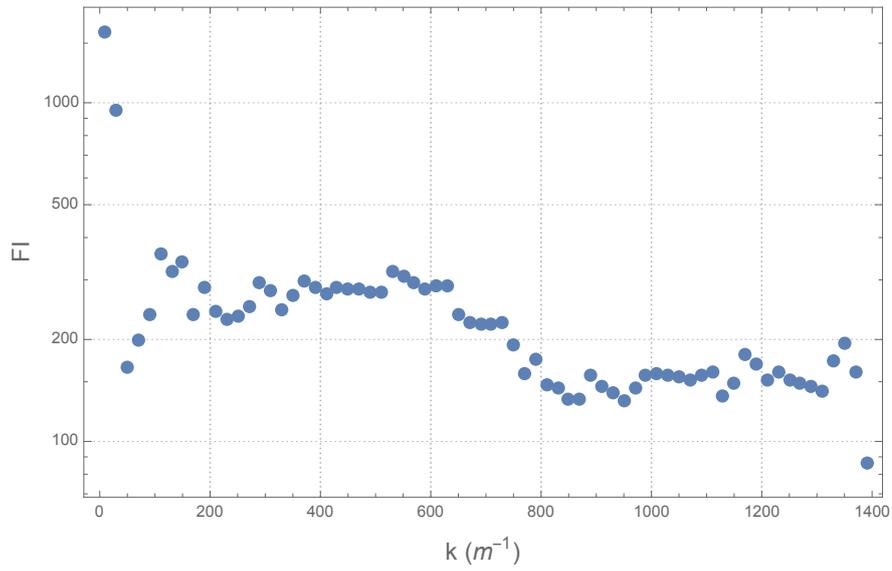


Abbildung 3.17: Gemittelte fouriertransformierte Intensitäten logarithmisch aufgetragen;
Abstand Probe- Detektor: $9mm$

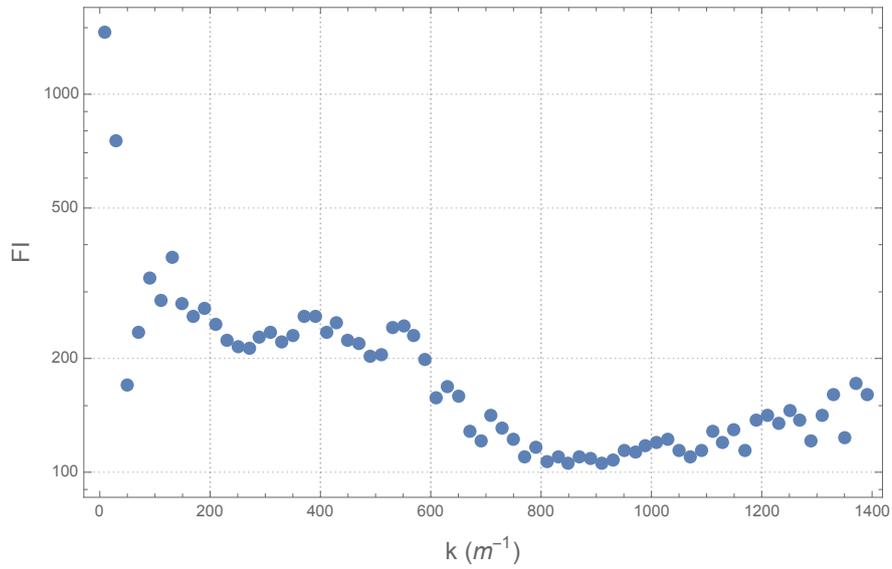


Abbildung 3.18: Gemittelte fouriertransformierte Intensitäten logarithmisch aufgetragen;
Abstand Probe- Detektor: $13mm$

4 Bestimmung der relativen Permittivität des Al_2O_3 -Streuers

Mittels Mach-Zehnder Anordnung wurde versucht, die relative Permittivität der stark streuenden Al_2O_3 Probe festzustellen. Im Zuge dessen stellte sich heraus, dass die Probe mit 10 Millimeter Stärke zu dick war. Die Streuung war so stark, dass beim Detektor praktisch kein Signal ankam. Es wurde nur nicht relevantes Rauschen angezeigt.

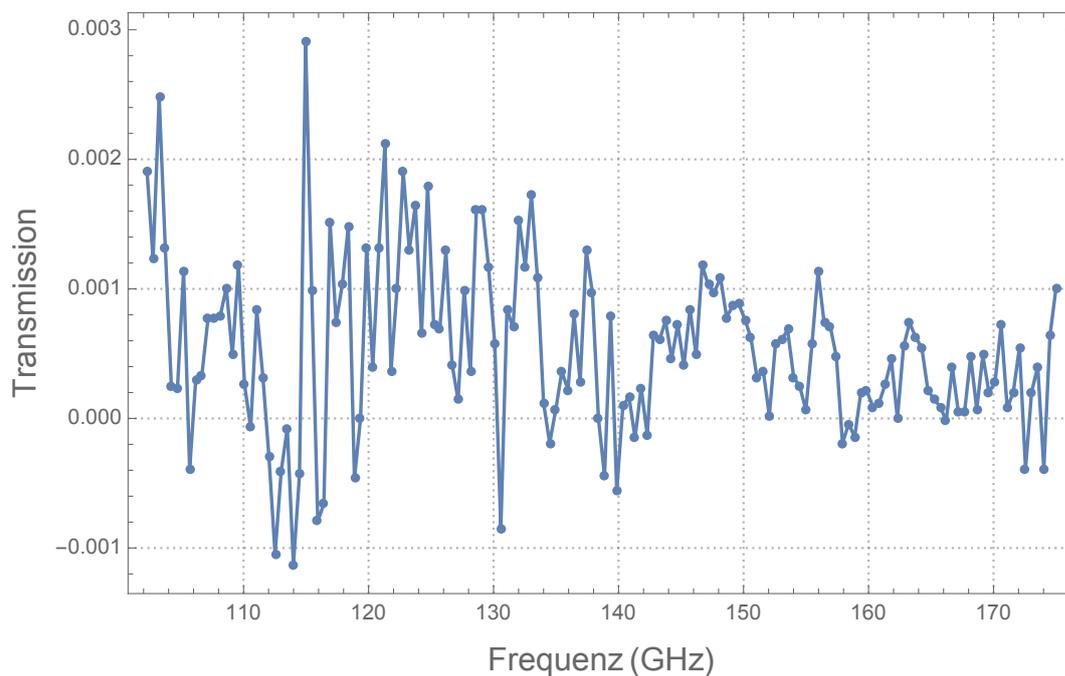


Abbildung 4.1: Beim Detektor ankommende Intensität nach dem starken Streuer

5 Bestimmung der relativen Permittivität ϵ_r von Teflon

5.1 Theoretische Berechnung

Die Formel zur Berechnung von ϵ_r von Teflon aus den Messdaten wurde ausgehend von den Fresnel'schen Formeln [5] und dem Verhalten von ebenen elektromagnetischen Wellen in einem Fabry Perot Interferometer (in diesem Fall die Teflonplatte) hergeleitet. Im Falle nicht magnetischer Materialien gilt:

$$n = \sqrt{\epsilon_r \epsilon_0}$$

Wobei n für den Brechungsindex steht und ϵ_0 für die Dielektrizitätskonstante im Vakuum. Im Falle von senkrecht einfallender Strahlung gilt laut Fresnel-Formeln:

$$t_1 = \frac{2\sqrt{\epsilon_r}}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \quad (5.1)$$

$$t_2 = \frac{2}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \quad (5.2)$$

Wobei t_1 und t_2 die Transmissionskoeffizienten am vorderen, beziehungsweise am hinteren Spiegel des Fabry-Perot-Interferometers sind. Das Reflexions- und Transmissionsverhalten in einem Fabry-Perot-Interferometer kann man wie folgt ansetzen (Abb. 5.1).

$$t_1 + x_2 r_2 = x_1 \quad (5.3)$$

$$x_1 t_1 = x_3 \quad (5.4)$$

$$x_2 t_2 + r_1 = x_4 \quad (5.5)$$

$$x_1 e^{ikl} r_2 = x_2 e^{-ikl} \quad (5.6)$$

Unter der Verwendung von $r_i = 1 - t_i$, wobei die r_i die Reflexionskoeffizienten am jeweiligen Spiegel des Fabry-Perot-Interferometers darstellen. Einsetzen von von 5.6 in 5.3, Umformen auf x_1 und Einsetzen in 5.4 und man erhält:

$$x_3 = \sqrt{I} e^{i\Phi} = \frac{t_1 t_2 e^{ikl}}{1 - r_2^2 e^{i2kl}} \quad (5.7)$$

$$\sqrt{I} e^{i\Phi} = \frac{4\sqrt{\epsilon_r} e^{ikl}}{(1 + \sqrt{\epsilon_r})^2 (1 - e^{i2kl} (\frac{\sqrt{\epsilon_r} - 1}{\sqrt{\epsilon_r} + 1})^2)} \quad (5.8)$$

Hier wurden Gleichung 5.1 und 5.2 in 5.7 eingesetzt. x_3 entspricht der Wurzel der transmittierten Intensität und ist eine komplexe Zahl. k ist die Wellenzahl $k = \frac{2\pi n}{\lambda_{vac}}$, wobei λ_{vac} die Wellenlänge der Strahlung im Vakuum ist und l die Dicke der Probe, beziehungsweise der Abstand der Spiegel im Fabry-Perot-Interferometer.

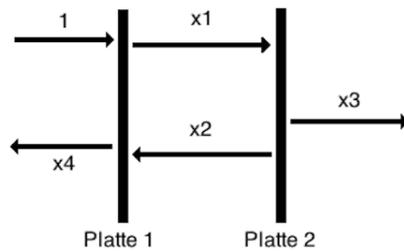


Abbildung 5.1: Skizze des Reflexions- und Transmissionsverhaltens im Fabry-Perot-Interferometer. Der einfallende Strahl ist mit 1 gekennzeichnet.

5.2 Kurvenfit der experimentellen Daten

Mit der Mach-Zehnder-Interferometer Anordnung [5] konnte die Phase und die Transmission durch eine ein Zentimeter dicke Teflonprobe, die in einem Interferometerarm platziert wurde, gemessen werden. Numerisch konnte ϵ_r aus Gleichung 5.8 für alle 150 Messpunkte bestimmt werden. Die Komplexität der Gleichung erforderte um Konvergenz des numerischen Verfahrens zu erreichen sehr gute Anfangswerte. Es wurde ein FindRoot-Verfahren des Programms Mathematica verwendet

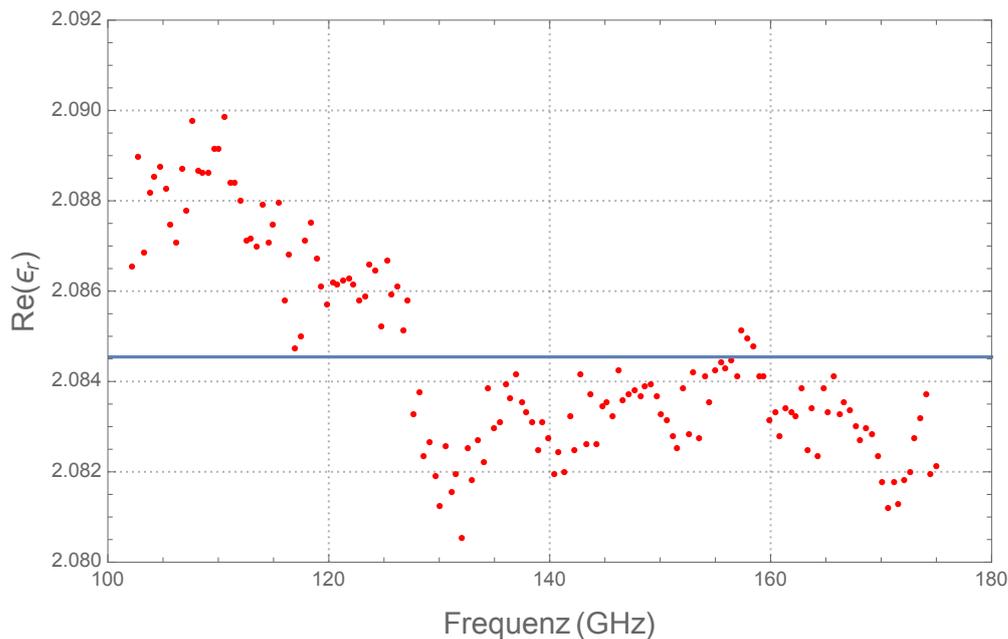


Abbildung 5.2: Realteil des aus den Messdaten berechneten, frequenzabhängigen ϵ_r von Teflon

Wie man an den aufgetragenen Werten an der Ordinate in Abb. 5.2 erkennen kann, ist die Änderung des Realteiles von ϵ_r mit der Frequenz sehr gering. Die zwei Punkte, die am weitesten vom Mittelwert 2,08454 entfernt liegen, weichen von diesem um gerade einmal 1,7‰, beziehungsweise 2,6‰ ab. Man kann daher in erster Näherung behaupten, dass im verwendeten Frequenzbereich der Realteil von ϵ_r quasi konstant bleibt.

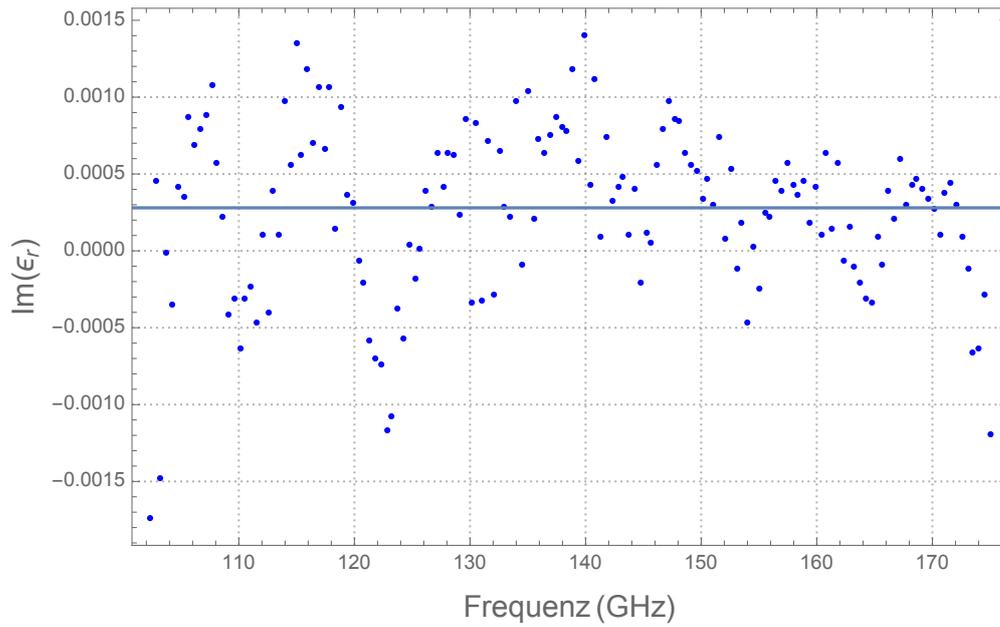


Abbildung 5.3: Imaginärteil des frequenzabhängigen ϵ_r von Teflon

Abb. 5.3 zeigt, dass der Imaginärteil von ϵ_r beinahe Null ist, was bedeutet, dass Teflon in diesem Frequenzbereich praktisch nicht absorbiert. Der durch den Kurvenfit ermittelte Wert für den Imaginärteil beträgt 0,00028.

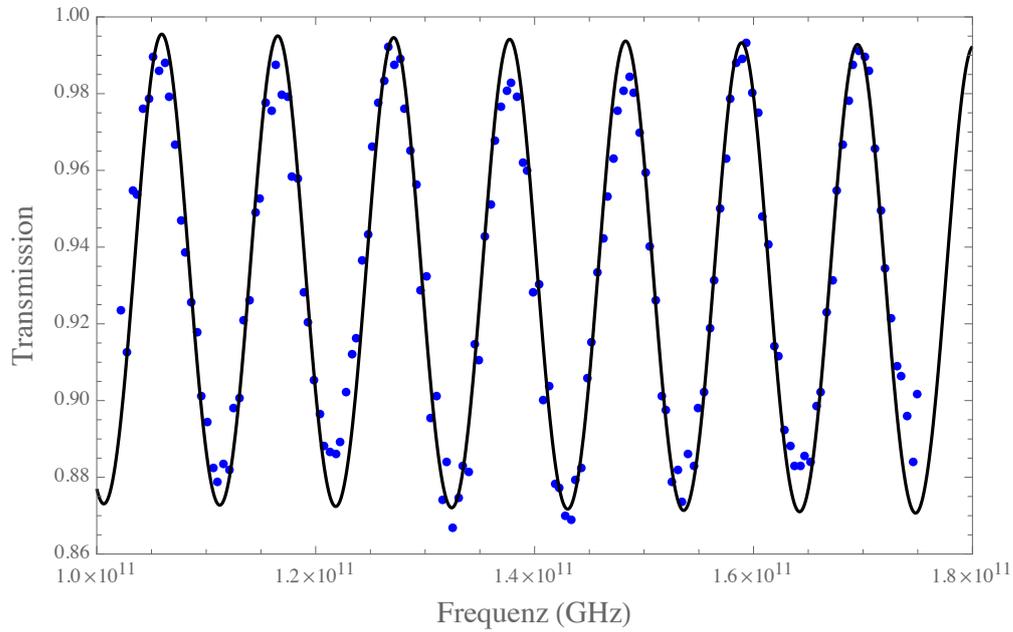


Abbildung 5.4: Kurvenfit der Transmission von Teflon in einem Mach-Zehnder-Interferometer

In Abb. 5.4 wurde Gleichung 5.8 für ein FindFit-Verfahren in Mathematica verwendet. Wiederum wurden bereits sehr präzise Anfangswerte benötigt, damit Konvergenz erreicht werden konnte. Als Fitparameter wurden Real- und Imaginärteil von ϵ_r gewählt. $Re(\epsilon_r) = 2,08454$ und $Im(\epsilon_r) = 0,00028$. Diese Werte stimmen gut mit Literaturwerten überein [6].

Literaturverzeichnis

- [1] Alexander Volkov Gennadi Kozlov. *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1998.
- [2] Chunghyun Park, Jung-Hoon Park, Christophe Rodriguez, HyeonSeung Yu, Minkwan Kim, Kyoungsuk Jin, Seungyong Han, Jonghwa Shin, Seung Hwan Ko, Ki Tae Nam, Yong-Hee Lee, Yong-Hoon Cho, and YongKeun Park. Full-field subwavelength imaging using a scattering superlens. *Physical Review Letters*, 113(11), sep 2014.
- [3] Jason A. Newman and Kevin J. Webb. Imaging optical fields through heavily scattering media. *Phys. Rev. Lett.*, 113(26), dec 2014.
- [4] <http://reference.wolfram.com/language/ref/Fourier.html>.
- [5] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2*. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [6] <https://en.wikipedia.org/wiki/Polytetrafluoroethylene>.