

# Versuch 232

## Michelson-Interferometer

Viktor Ivanov

26. November 2023

### Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
1.1	Motivation . . . . .	2
1.2	Physikalische Grundlagen . . . . .	2
1.2.1	Interferenz . . . . .	2
1.2.2	Kohärenz und spektrale Bandbreite . . . . .	3
1.2.3	Interferenz gleicher Neigung . . . . .	3
1.2.4	Interferenzen gleicher Dicke . . . . .	3
1.2.5	Das Michelson-Interferometer . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Messprotokoll und Durchführung des Versuchs</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>10</b>
3.1	Berechnung der Wellenlänge des grünen Lasers . . . . .	10
3.2	Berechnung des Brechungsindex von Luft . . . . .	10
<b>4</b>	<b>Bestimmung der Kohärenzlänge einer Leuchtdiode</b>	<b>11</b>
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Diskussion</b>	<b>12</b>
5.1	Zusammenfassung . . . . .	12
5.2	Diskussion . . . . .	13
<b>6</b>	<b>Quellen</b>	<b>14</b>
<b>7</b>	<b>Anhang</b>	<b>14</b>

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

In diesem Versuch verwenden wir der Interferometer von Michelson um die Wellenlänge eines grünen Lasers, den Brechungsindex von Luft und die Kohärenzlänge einer Leuchtdiode zu bestimmen. Dieser Versuchsaufbau ist sehr präzise und ergibt sehr genaue Ergebnisse. Er wurde in der Michelson-Morley Experiment benutzt, um Äther zu widersprechen, er ist die führende Methode zur direkten Detektion von Gravitationswellen und er ist auch in der Praxis benutzt, um zum Beispiel Linsen zu testen. Er hat auch hat viele andere Anwendungen.

## 1.2 Physikalische Grundlagen

### 1.2.1 Interferenz

Interferenz ist eine Überlagerung von Wellen, in unserem Fall, elektromagnetische Wellen. Die Amplitude der resultierenden Welle hängt von der Phasenverschiebung der Teilwellen ab. Es gibt zwei Arten von Interferenz, konstruktive und destruktive. Bei den ersten treffen sich die Wellenberge der Wellen und die Amplitude vergrößert sich, bei der destruktiven Interferenz treffen sich Wellenberge und Wellentäler und die Amplitude verringert sich. Bei dem Einzelfall, wenn  $\vec{E}_{0,i} = \vec{E}_{0,j}$ , wobei  $\vec{E}_{0,k}$  die Amplituden der Wellen bezeichnet und die Wellenzahl gerade ist, ist Amplitude der resultierenden Welle gleich 0. Eine monochromatische kohärente Welle hat die Form:

$$\vec{E}_j(\vec{x}, t) = \vec{E}_{0,j} e^{i(\omega t - \vec{k}_j \vec{x} + \phi_j)} \quad (1)$$

Wobei hier  $\vec{k}_j$  die Wellenvektoren,  $\omega$  die Frequenz und  $\phi_j$  die Phasen der Wellen sind.

Es gilt, dass  $I \propto |\vec{E}|^2$ , wobei hier der Betragsquadrat gleich der Amplitude mal den komplex konjugierte  $\vec{E}_S^*$  ist:

$$|\vec{E}|^2 = \vec{E}_S \vec{E}_S^* = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)(\vec{E}_1^* + \vec{E}_2^*) \quad (2)$$

$$\Rightarrow I \propto |\vec{E}|^2 = |\vec{E}_1|^2 + |\vec{E}_2|^2 + \vec{E}_1 \vec{E}_2^* + \vec{E}_2 \vec{E}_1^* \quad (3)$$

Aus der Definition einer Welle, 1 wissen wir, dass:

$$\vec{E}_1 \vec{E}_2^* + \vec{E}_2 \vec{E}_1^* = \vec{E}_{01} \vec{E}_{02}^* (e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}) \quad (4)$$

Wobei die Phasenverschiebung  $\varphi$  bezeichnet:

$$\varphi = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r} + \phi_1 - \phi_2 \quad (5)$$

Nach Verwendung der Eulersche Formel erhalten wir schließlich für die Intensität der überlagerten Welle:

$$I_S \propto |\vec{E}_1|^2 + |\vec{E}_2|^2 + \underbrace{2\vec{E}_{01} \vec{E}_{02}^* \cos \varphi}_{\text{Interferenzterm}} \quad (6)$$

Dabei sehen wir, dass es eine konstruktive Interferenz passiert bei Vielfachen von  $2\pi$ . Bei ungeraden Vielfachen von  $\pi$  haben wir destruktive Interferenz:

$$\text{Konstruktive Interferenz:} \quad \varphi = 2m\pi, (m \in \mathbb{Z}) \quad (7)$$

$$\text{Destruktive Interferenz:} \quad \varphi = (2m + 1)\pi, (m \in \mathbb{Z}) \quad (8)$$

Der Gangunterschied  $\Delta s = s_1 - s_2$  hat solche Beziehung mit der Phasenverschiebung:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s \quad (9)$$

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge der Teilwellen beschreibt. Daraus können wir Gleichungen 8 und 7 so umschreiben:

$$\text{Konstruktive Interferenz:} \quad \Delta s = m\lambda, (m \in \mathbb{Z}) \quad (10)$$

$$\text{Destruktive Interferenz:} \quad \Delta s = (2m + 1)\lambda, (m \in \mathbb{Z}) \quad (11)$$

### 1.2.2 Kohärenz und spektrale Bandbreite

Wenn wir statt eine ideale Lichtquelle, eine reelle betrachten, gilt für die Amplitude  $g(\omega)$  :

$$g(\omega) = \begin{cases} g_0, & |\omega - \omega_0| \leq \Delta\omega/2 \\ 0, & |\omega - \omega_0| > \Delta\omega/2. \end{cases} \quad (12)$$

Wobei hier  $\omega$  die Frequenz ist. Die Überlagerung von Wellen mit Frequenzen im Bereich von  $\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}$  bis  $\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}$  entspricht:

$$E_S = \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) e^{i(\omega t - k z)} d\omega = \int_{-\Delta\omega/2}^{\Delta\omega/2} g_0 e^{i\omega(t - z/c)} d\omega \quad (13)$$

Wobei hier  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ist. Unter der Annahme, dass am Ort  $z = ct$ ,  $\varphi = 0$  können wir die Abkürzungen  $\sigma = \omega - \omega_0$ ,  $d\sigma = d\omega$  und  $\rho = t - \frac{z}{c}$  verwenden:

$$E_s = \int_{-\Delta\omega/2}^{\Delta\omega/2} g_0 e^{i\rho(\omega_0 + \sigma)} d\sigma \quad (14)$$

$$= \frac{2g_0}{\rho} e^{i\rho\omega_0} \sin \rho\Delta\omega/2. \quad (15)$$

Schließlich erhalten wir für die Amplitude:

$$E_S = E_0 \frac{\sin(\Delta\omega/2(t - z/c))}{\Delta\omega/2(t - z/c)} e^{i\omega_0(t - z/c)} \quad (16)$$

Wobei hier  $E_0 = g_0\Delta\omega$  beträgt.

Wenn zwei Wellenpakete sich mit der Verschiebung  $\Delta z = 2\pi c/\Delta\omega$  überlagern, dann fällt die Maximalamplitude des einen auf die erste Nullstelle des anderen Wellenpakets. Die Kohärenzlänge  $L$  einer Wellenpaket beträgt:

$$L = \frac{2\pi c}{\Delta\omega} \quad (17)$$

Aus  $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu = 2\pi c \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$  können wir die Kohärenzlänge so umformen:

$$L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (18)$$

### 1.2.3 Interferenz gleicher Neigung

Interferenz gleicher Neigung tritt auf, wenn Licht auf eine transparente, planparallele Platte trifft, was in Abbildung 1 zu sehen ist. Das Licht fällt auf der Platte mit der Dicke  $d$  und Winkel  $\alpha$ . Der Brechungsindex der Platte ist  $n$ . Ein Teil des Lichts wird reflektiert und das andere wird nach der Satz von Snellius gebrochen.

Es ergibt sich zwischen den beiden Teilbündel den Gangunterschied:

$$\Delta s = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} \quad (19)$$

Wenn wir in den Strahlengang eine Sammellinse bringen, wie in ABbildung 1 a) gezeigt ist, interferieren die Teilbündel in dem Punkt P. Maximale konstruktive Interferenz tritt auf, wenn der Gangunterschied ein Vielfaches der Wellenlänge beträgt. Wenn der Gangunterschied ungerade ist, beobachten wir eine destruktive Interferenz.

### 1.2.4 Interferenzen gleicher Dicke

Wenn paralleles Licht auf eine keilförmige Platte fällt, sind die reflektierte Lichtbündel nicht mehr parallel, was in Abbildung 2 zu sehen ist. Bei sehr kleinen Winkel  $\epsilon$  gilt für den Wegunterschied:

$$\Delta s = 2d(x)\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} \quad (20)$$

$$\stackrel{\sin \alpha \approx 0}{\Rightarrow} \Delta s = 2d(x)n - \frac{\lambda}{2} \quad (21)$$

Für  $d(x) = \text{const}$ , ist der Gangunterschied gleich groß.

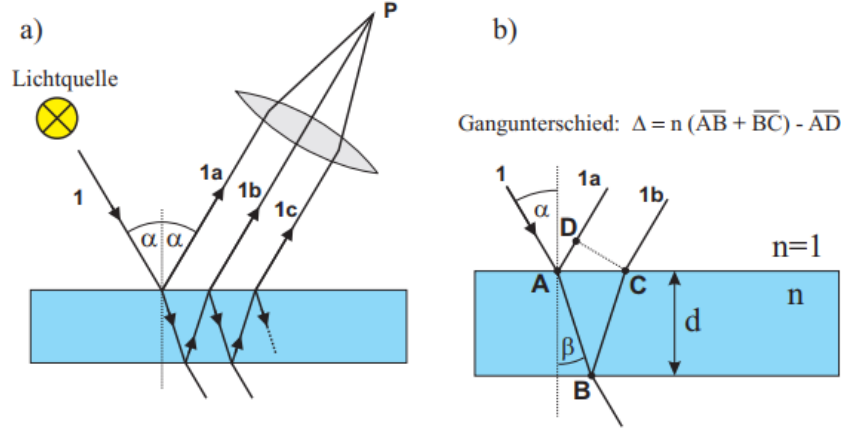


Abbildung 1: Interferenz gleicher Neigung

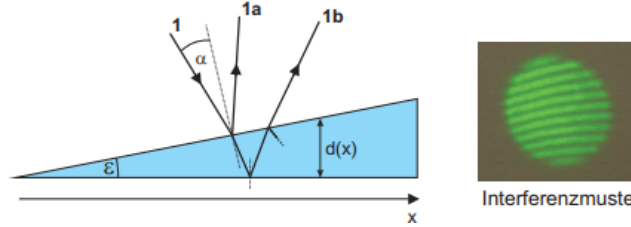


Abbildung 2: Interferenz gleicher Dicke

### 1.2.5 Das Michelson-Interferometer

Der Aufbau von dem Michelson-Interferometer ist in Abbildung 3 skizziert. Das Licht aus der Lichtquelle trifft den Strahlteiler und es wird auf zwei senkrechte Strahlen aufgeteilt, die durch Spiegeln zurückreflektiert sind. Einer von den Spiegeln kann man kippen, wobei der andere ist nur abständig zu bewegen. Bei parallele Spiegeln beträgt der Gangunterschied:

$$\Delta s = 2\Delta x \cos \alpha - \frac{\lambda}{2} \quad (22)$$

Wobei hier Der Brechungsindex  $n = 1$  ist. Bei unterschiedlichen Spiegelabständen beobachten wir verschiedene Interferenzmustern, aber wenn wir einfach nur der Zentrum beobachten, folgt für den Gangunterschied:

$$\Delta s|_{\alpha=0} = 2\Delta x - \frac{\lambda}{2} \quad (23)$$

Wenn wir noch um  $\frac{\lambda}{2}$  der Spiegel verschieben, beobachten wir ein weiteres Interferenzring im Zentrum, wobei die bisherige Ringe nach außen sich bewegen. Die Wellenlänge des Lichts können wir dann durch

$$\lambda = 2 \frac{\Delta x}{\Delta m} \quad (24)$$

bestimmen. Wobei  $\Delta x$  der Verschiebungsweg beträgt.

Wenn wir noch ein Medium mit einen anderen Brechungsindex (in unserem Fall Vakuum) haben, beträgt die Änderung des Gangunterschieds:

$$\Delta s = 2a\Delta n \quad (25)$$

wobei hier  $a$  die Länge der Küvette ist. Aus  $\Delta s = \lambda\Delta m$  und 25 folgt, dass :

$$\Delta n = \frac{\lambda}{2a} \Delta m \quad (26)$$

Wir können der Brechungsindex in dem Bereich  $\Delta n = n(Luft) - n(Vakuum) = n - 1$  variieren mit Druck zwischen Vakuum und Luftdruck. Der Brechungsindex ergibt sich auf:

$$n(\lambda, T, b) - 1 = \frac{\lambda}{2a} \Delta m(b) \quad (27)$$

Es ist auch möglich Interferenzen mit Lichtquellen mit kleinen Kohärenzlängen zu beobachten. Das ist aber nur möglich, wenn der Gangunterschied in den beiden Interferometerarmen nicht größer ist als die Kohärenzlänge. Daher sollen die Lichtwege in den beiden Schenckeln gleich groß werden. Diese Position der Spiegel nennt man "Weißlichtposition".

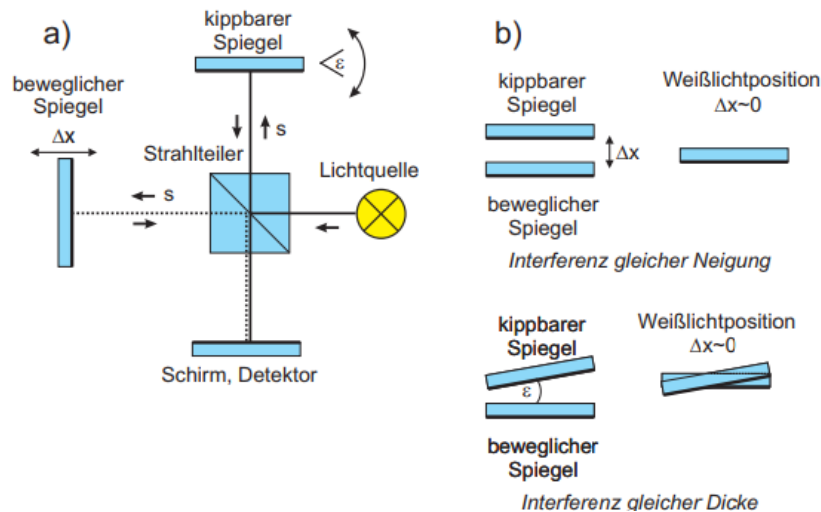


Abbildung 3: Schematischer Aufbau des Michelson-Interferometers

## 2 Messprotokoll und Durchführung des Versuchs

Das Messprotokoll befindet sich auf der nächsten Seite.

Tutorin:  
Vanessa Leuschner

Versuch 232

20/11/23

Messprotokoll

Versuch:

Viktor Ivanov  
Danae Drouzas

1. Justierung des Michelson-Interferometers  
Wir decken jeweils einen der 2 Spiegel ab, sodass nur das Licht des anderen den Detektor erreicht.

Es wird der nicht-abgedeckte Spiegel so justiert, dass sein Licht auf dem Detektor in der Mitte erscheint.

2. Messung der Wellenlänge

Wir haben den Spiegel n so eingestellt, dass wir ca. 2-3 Interferenzringe auf dem Detektor beobachten. Wir haben die Irisblende auf ca. 1 mm geöffnet und dann über den integrierten Zähler die Interferenzmaxima gemessen. Wir <sup>bewegen</sup> justieren den Spiegel mit einem Motor um 3 mm.

Messung	1	2	3	4
Start	0,201	0,800	1,601	
Ende	5,152	3,775	4,586	
$N$	11 109	11 154	11 155	

$$\Delta s_1 = 0,002 \text{ mm}$$

4	5
0,900	1,200
3,868	4,164
11 162	11 153

Tabelle 1: Messung Wellenlänge / Impulse

### 3. Messung des Brechungsindex von Luft

Messung	Druck $p_0$ [Torr]	$p_2$	$p_3$	$p_4$	$p_5$	$p_6$	$p_7$	$p_8$	$p_9$	$p_{10}$
1	730	660								
	720	650	575	500	425	350	270	200	125	52
2	720	647	573	500	421	338	272	200	130	51
3	720	645	570	497	420	347	272	197	127	48
	645									

$$1 p = 5 \text{ Torr} \quad T = (24,5 \pm 1)^\circ$$

Tabelle 2: Messung Druck / Brechungsindex

Es wird eine Kugel auf dem Weg zwischen Spiegel und Detektor platziert. Diese wird mit einer Luftpumpe verbunden und der Luftdruck erhöht. Man misst wie der Druck sich ändert nachdem sich das Minimum/Maximum verschiebt.

das Messung



#### 4 Messung der Kohärenzlänge einer Leuchtdiode

Bei diesem Teil des Versuchs haben wir erstmals die Küvette vom letzten Teil entfernt, anschließend haben wir den Laser mit dem LED verbunden. Wir haben überprüft, dass die Öffnung der Irisblende am Detektor auf etwa 1-2 mm ist und die Verstärkung des Detektors auf 70 dB eingestellt ist. Das Oszilloskop haben wir getriggert, die Weichlichtposition gefunden, wobei wir das Oszilloskop auf „Single“ eingestellt und die Daten auf einer USB-Stick gespeichert.

Aufbau Skizze

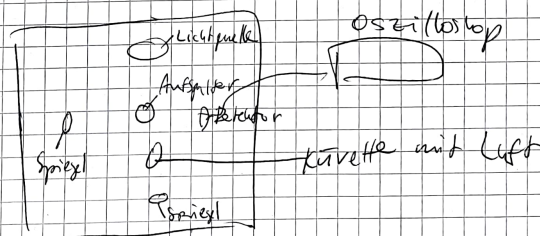


Abbildung 1: Versuchsaufbau

20.11.2023

Vanessa Deuschner



Ergänzung zu Tabelle 1

Aus den Start  $s_0$  & Endwert  $s_5$  wird die Differenz gebildet

$$s = s_5 - s_0 \text{ und}$$

$$\Delta s_{\text{st}} = \sqrt{(\Delta s_s)^2 + (\Delta s_e)^2} = 12 \cdot 0,002 \text{ mm} = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$$

Messung	$s$ (mm)	$\lambda$ (nm)
1	2,951	531,28
2	2,975	533,44
3	2,965	531,60
4	2,968	531,80
5	2,964	531,52

Tabelle 3: Ergänzung zu Tab. 1

$$\Delta \lambda_{\text{sys}} = 5,0 \cdot 10^{-40} \text{ m} = 0,5 \text{ nm}$$

$$\Delta \lambda_{\text{stat}} = 3,87 \cdot 10^{-40} \text{ m} = 0,4 \text{ nm}$$

$$\lambda_{\text{mittel}} = 531,43 \text{ nm}$$

### 3 Auswertung

#### 3.1 Berechnung der Wellenlänge des grünen Lasers

Die Wellenlänge können wir mithilfe von Formel 24 bestimmen. Der statistische Fehler haben wir schon in der Messprotokoll mit dem Formel

$$\Delta\lambda_{stat} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\lambda_i - \bar{\lambda}| \quad (28)$$

berechnet. Der systematische Fehler berechnen wir mit:

$$\Delta\lambda_{sys} = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(2 \frac{\Delta(\Delta s)}{m}\right)^2} \quad (29)$$

Nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ergibt sich für den ganzen Fehler:

$$\Delta\lambda_{ges} = \sqrt{\Delta\lambda_{stat}^2 + \Delta\lambda_{sys}^2} \quad (30)$$

Die Fehlern haben wir in dem Messprotokoll berechnet und für die Wellenlänge erhalten wir schließlich:

$$\lambda = (532,0 \pm 0,6)nm \quad (31)$$

#### 3.2 Berechnung des Brechungsindex von Luft

In diesem Teil der Auswertung werden wir der Brechungsindex von Luft berechnen. Um das zu machen, plotten wir zuerst ein Druck-Maximaanzahlendiagramm in Python und daraus berechnen wir die Steigung. Der Diagramm ist in Abbildung 4 zu sehen. Aus Gleichung 27 folgt, dass

$$(n_0 - 1) = (n - 1) \frac{p_0}{p} \frac{T}{T_0} = \frac{\lambda}{2a} \frac{\Delta m}{p} \frac{p_0 T}{T_0} \quad (32)$$

Die Steigung des Diagramms kommt zu:

$$\frac{\Delta m}{p} = (5,033 \pm 0,011) \cdot 10^{-3} \frac{1}{Pa} \quad (33)$$

Durch Umformung von 32 bekommen wir für den Brechungsindex die Gleichung:

$$n_0 = 1 + \frac{\lambda}{2a} \frac{\Delta m}{p} \frac{p_0 T}{T_0} \quad (34)$$

Aus dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz erhalten wir für den Fehler:

$$\Delta n_0 = (n_0 - 1) \sqrt{\left(\frac{\Delta\lambda_{sys}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta q}{q}\right)^2} \quad (35)$$

Wobei hier ist  $q$  die Steigung. Der Druck beträgt  $p_0 = 101200Pa$ , die Temperatur:  $T = 24,5^\circ C$ . Das Innenmaß der Küvette  $a = (50,00 \pm 0,05)mm$  und die Wellenlänge nehmen wir aus 31. Das Endergebnis des Brechungsindex beträgt:

$$n_0 = 1,00 \pm 0,04 \quad (36)$$

Der Literaturwert beträgt  $n_{0,L} = 1,00028$ .

Die  $\sigma$ -Abweichung kann man mit der Formel

$$\frac{|n_0 - n_{0,L}|}{\sqrt{(\Delta n_0)^2 + (\Delta n_{0,L})^2}} \quad (37)$$

berechnen. Die Abweichung beträgt **0,0036 $\sigma$** .

Alle Ergebnisse besprechen wir in der Diskussion.

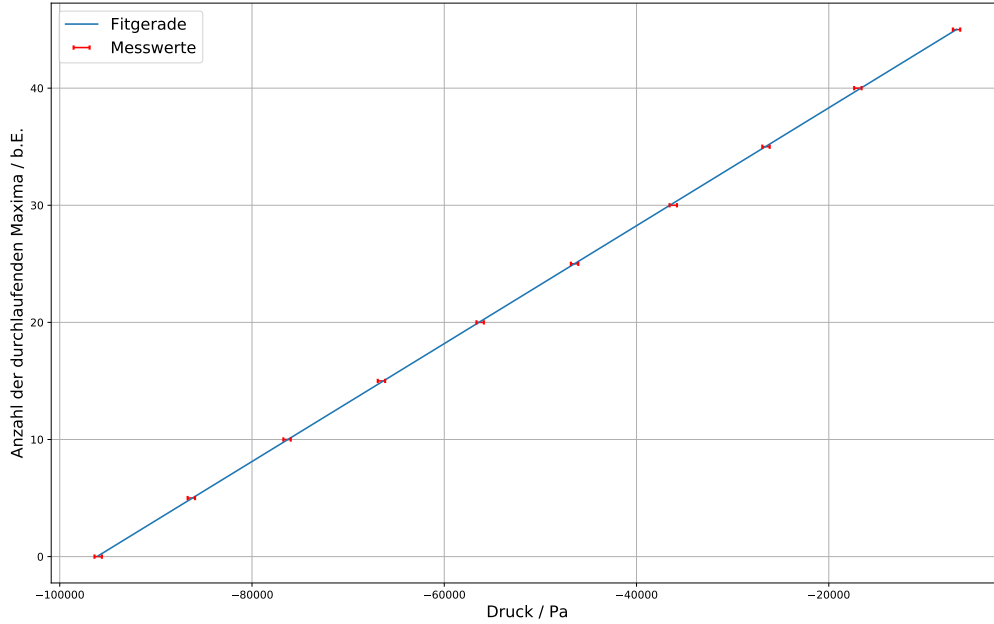


Abbildung 4: Anzahl von Maxima im Vergleich zum Druck

## 4 Bestimmung der Kohärenzlänge einer Leuchtdiode

In diesem Versuchsteil stellen wir zuerst die Signale Graphisch dar. Das machen wir mithilfe eines Python Programms, der wir aus dem Skript genommen und modifiziert haben. In Abbildung 5 steht ein Interferogramm der Leuchtdiode. Wir haben dann die Einhüllenden bestimmt, Abbildung 6 und eine Gaußkurve angefitet, Abbildung 7. Eine genaue Erklärung warum wir diese Methode zur Bestimmung der Gaußkurve gewählt haben, steht in der Diskussion.

Für die Kohärenzlänge eines Wellenpackets gilt:

$$L = c\tau = 2FWHMv \quad (38)$$

Wobei

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma \quad (39)$$

Nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung beträgt der Fehler der Kohärenzlänge:

$$\Delta L = 4v\sqrt{2\ln 2}\Delta\sigma \quad (40)$$

Hier betragen die Breite der Gaußverteilung  $\sigma = (14,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$  und die Verfahrensgeschwindigkeit  $v = 0,1 \frac{mm}{s}$ . Dann für die Kohärenzlänge der Leuchtdiode erhalten wir das Endergebnis von:

$$\mathbf{L = (6,59 \pm 0,14) \cdot 10^{-6} m} \quad (41)$$

Das Endergebnis und die Diagramme besprechen wir in der Diskussion.

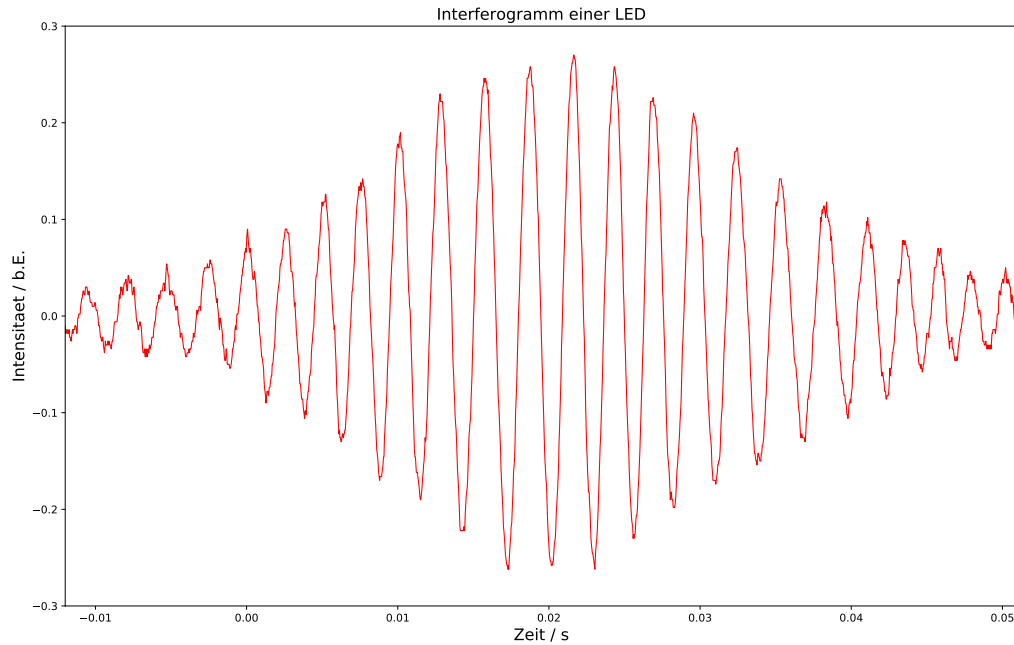


Abbildung 5: Interferogramm der LED

## 5 Zusammenfassung und Diskussion

### 5.1 Zusammenfassung

Eine Zusammenfassung der Durchführung des Versuchs steht in der Messprotokoll. In der Auswertung haben wir zuerst die Wellenlänge eines grünen Lasers bestimmt, wobei wir die Anzahl von Interferenzaxima bei Spiegelabstandsänderung der Michelson Interferometer in Formel 24 eingesetzt haben, um die Wellenlänge zu bestimmen. Beim zweiten Teil haben wir der Brechungsindex von Luft bestimmt, wobei wir ein Diagramm von der Anzahl der durchlaufenden Maxima in Beziehung zu dem Druck in der Küvette gezeichnet haben. Daraus haben wir die Steigung bestimmt und der Brechungsindex berechnet.

Im letzten Teil haben wir die Kohärenzlänge einer LED bestimmt, wobei wir zuerst die Daten in einer Interferogramm dargestellt haben, danach haben wir die Einhüllenden bestimmt und eine Gaußkurve angefitet. Dann durch Verwendung von Formeln 38 und 39 haben wir mithilfe von der Breite der Gaußverteilung die Kohärenzlänge bestimmt.

Die zusammengefasste Ergebnisse stehen in Tabelle 4.

Tabelle 4: Zusammengefasste Ergebnisse

	Wert	Fehler	Relative Fehler [%]	Abweichung [ $\sigma$ ]
$\lambda$ [nm]	532.0	0.6	0.1	-
$n_0$ [-]	1.00	0.04	4	0.0036
$L$ [nm]	6.59	0.14	2.1	-

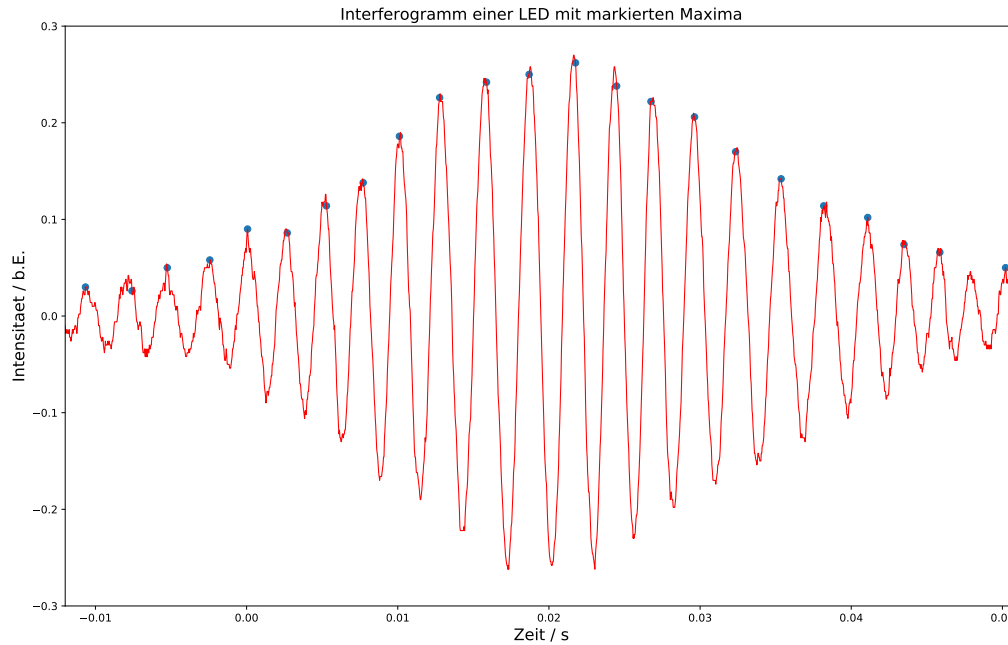


Abbildung 6: Interferogram einer LED mit gezeichnete Einhüllende

## 5.2 Diskussion

Grünes Licht hat eine Wellenlänge von zwischen 520 und 560  $nm$ , unser Ergebnis liegt in dieser Bereich. Wir haben eine sehr kleine relative Fehler, was aber auch erwartet wurde, da der Versuch sehr Präzis ist und wir haben sehr ruhig gestanden während alle Messungen und daher gab es nicht so viel Fehlermöglichkeiten. Wenn wir eine noch genaueres Ergebnis wollten, könnten wir noch einige Messungen durchführen

Beim zweiten Teil sehen wir eine lineare Steigung zwischen der Druck in der Küvette und der Anzahl der durchlaufenden Maxima, was auch erwartet wurde.

Unser relativer Fehler bei dieser Messung ist größer, was aus die schwierig lesbare Druckskala kommt. Unser Ergebnis ist sowohl ziemlich nah zu der Erwartungswert mit einer sehr kleinen  $\sigma$ -Abweichung. Wir haben in diesem Teil die Temperaturänderung nicht berücksichtigt, sondern nur einen größeren Temperaturfehler benutzt, was eine Fehlerquelle beim Endergebnis ist.

In dem dritten Teil des Versuchs habe ich entschieden zuerst die Einhüllenden zu bestimmen und danach die Gaußkurve zu variieren, anstatt es per Hand zu variieren, damit es weniger Fehlerquellen für die Messung gibt. Wie erwartet, die Einhüllende einer Wellenpaket folgen eine Gaußkurve, aber wahrscheinlich ist unser Ergebnis nicht genau, da wir nur eine Messung gemacht haben und der Oszilloskop arbeitet auf der Prinzip von lineare Interpolation mit einer gewisse Aufzeichnungszeit, die nicht die genaue Welle aufzeichnet, deshalb brauchen wir mehr Messungen, um eine genauere Ergebnis zu bekommen.

Im allgemein ist dieser Versuch erfolgreich, wir haben die Ergebnisse und mögliche Fehlerquellen besprochen und alle Ergebnisse sind wie erwartet.

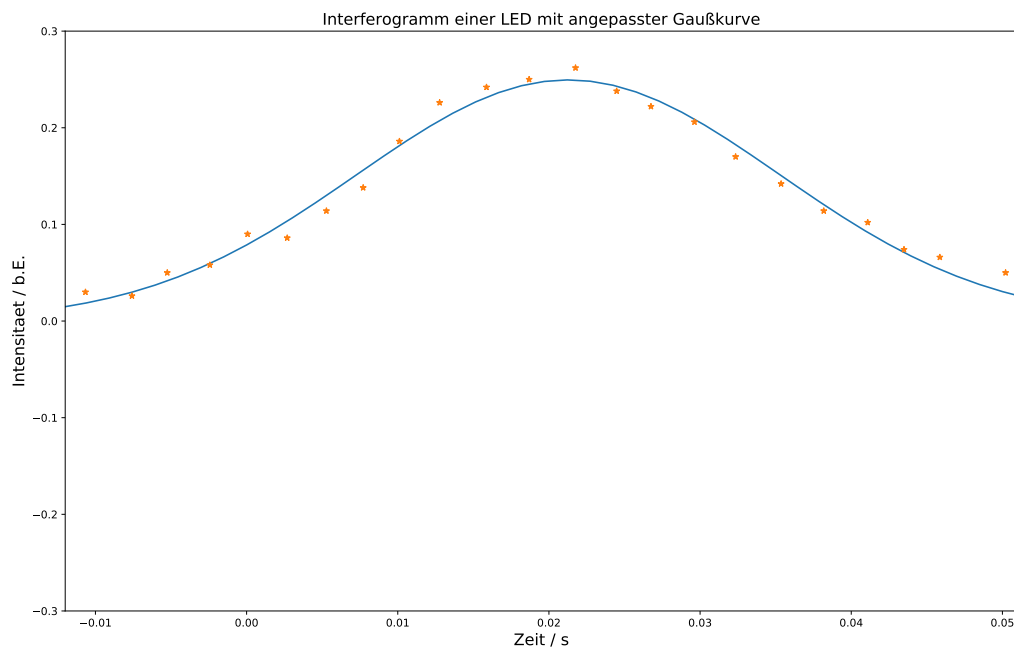


Abbildung 7: Gaußkurve gefittet an den Einhüllenden

## 6 Quellen

Alle Werte, Daten und Bilder, die nicht explizit von mir erstellt wurden, stammen aus der Praktikumsanleitung.

## 7 Anhang

Das Code befindet sich auf der nächsten Seite.



# Michelson-Interferometer

November 25, 2023

```
[1]: import numpy as np
      %pip install tabulate
      import matplotlib.pyplot as plt
      from scipy.optimize import curve_fit
      from scipy import signal
      import uncertainties
      import uncertainties.unumpy as unp
      from uncertainties import ufloat as uf
      from tabulate import tabulate
```

Requirement already satisfied: tabulate in  
/home/urz/fphys/eh301/.local/lib/python3.7/site-packages (0.9.0)  
Note: you may need to restart the kernel to use updated packages.

```
[2]: #Berechnung des Brechungsindex von Luft
      #Eingeben der Messwerte
      T0=273.15 #in K
      T=273.15+24.5
      dT=1
      p0=101200 #in Pa entspricht 759Torr
      a=50e-3 #Küvettenlänge in m
      da=0.05e-3

      N=np.array([0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45])
      p1=np.array([720, 650, 575, 500, 425, 350, 270, 200, 125, 52])*p0/759 #p0/759
      → zum Ändern der Einheit von Torr zu Pascal
      p2=np.array([720, 647, 573, 500, 421, 348, 272, 200, 130, 51])*p0/759
      p3=np.array([720, 645, 570, 497, 420, 347, 272, 197, 127, 48])*p0/759
      dp=np.ones(10)*5*133.32 #133.32 zur Umrechnung von Torr in Pascal

      mp=(p1+p2+p3)/3
      dmp=np.sqrt(3*(dp/3)**2)
```

```
[3]: # Plot von delta m über den Druck p
      def f(x, m, b):
          return m*x+b
      popt, pcov=curve_fit(f, -mp, N, sigma=dmp)
      m=popt[0]
```

```

dm=np.sqrt(pcov[0][0])
print('Steigung: ', m, '+/-', dm)

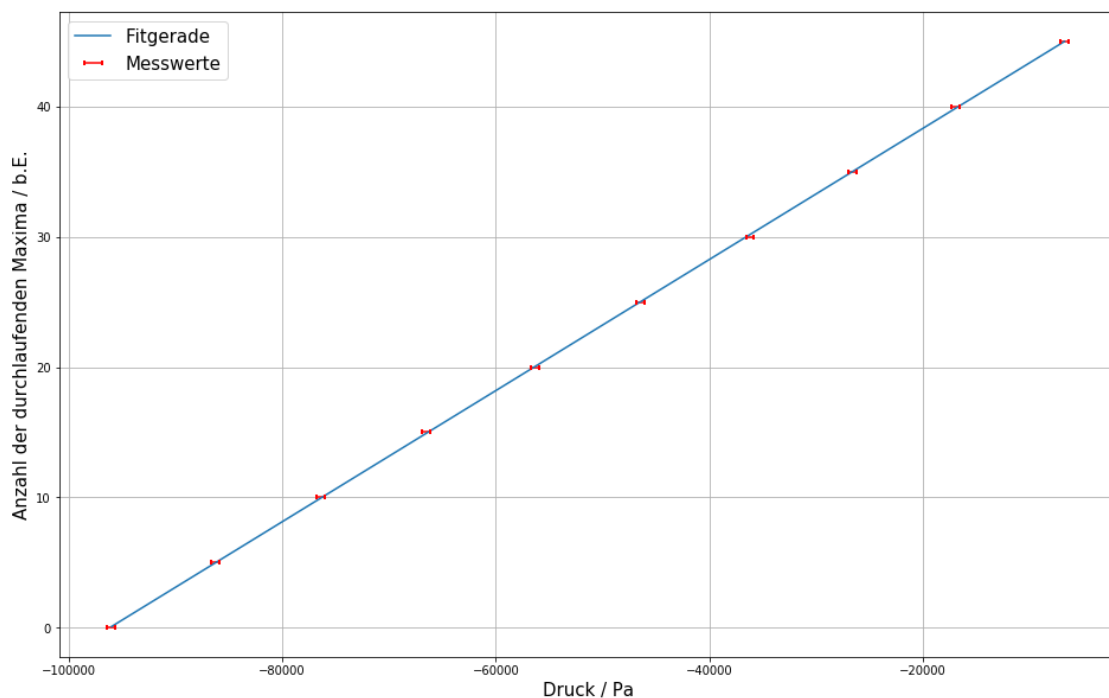
#Plotten der Funktion

fig = plt.figure(figsize=(16,10))
fig.patch.set_facecolor('white')
plt.grid()

plt.plot(-mp, f(-mp, *popt), label='Fitgerade')
plt.errorbar(-mp, N, xerr=dmp, capsize=2, capthick=2, fmt='r', ls='none',
label='Messwerte')
plt.legend(fontsize=15)
plt.xlabel('Druck / Pa', fontsize=15)
plt.ylabel('Anzahl der durchlaufenden Maxima / b.E.', fontsize=15)
plt.savefig('Brechungsindex.pdf',format='pdf')

```

Steigung: 0.0005033561199967436 +/- 1.1234510266545586e-06



```

[4]: #Berechnung des Brechungsindex
n0=((((531.93*10**(-9))*p0*T*m)/(2*a*T0))+1
# Berechnung des Fehlers
dn0=(n0)*np.sqrt((0.5/531.93)**2+(dT/T)**2+(da/a)**2+(dm/m)**2)
print('Brechungsindex:',n0,'+/-', dn0)

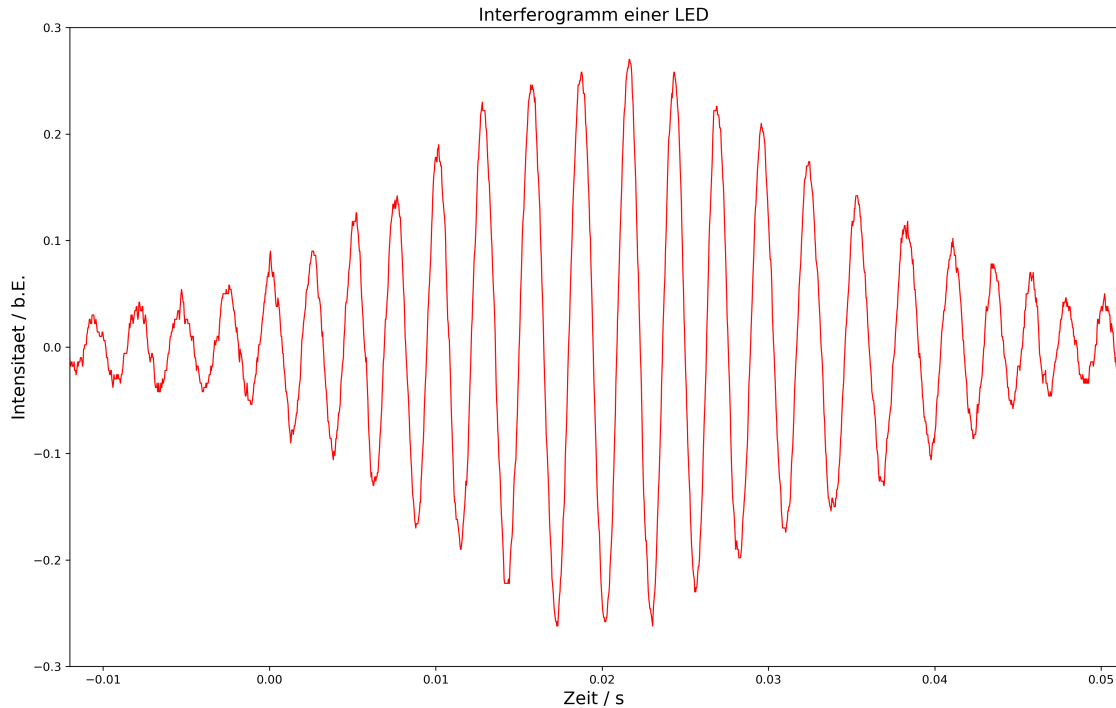
```

```
n01=1.00028
Abw=(n0-n01)/dn0
print("Sigma Abweichung zwischen Literaturwert:", Abw)
```

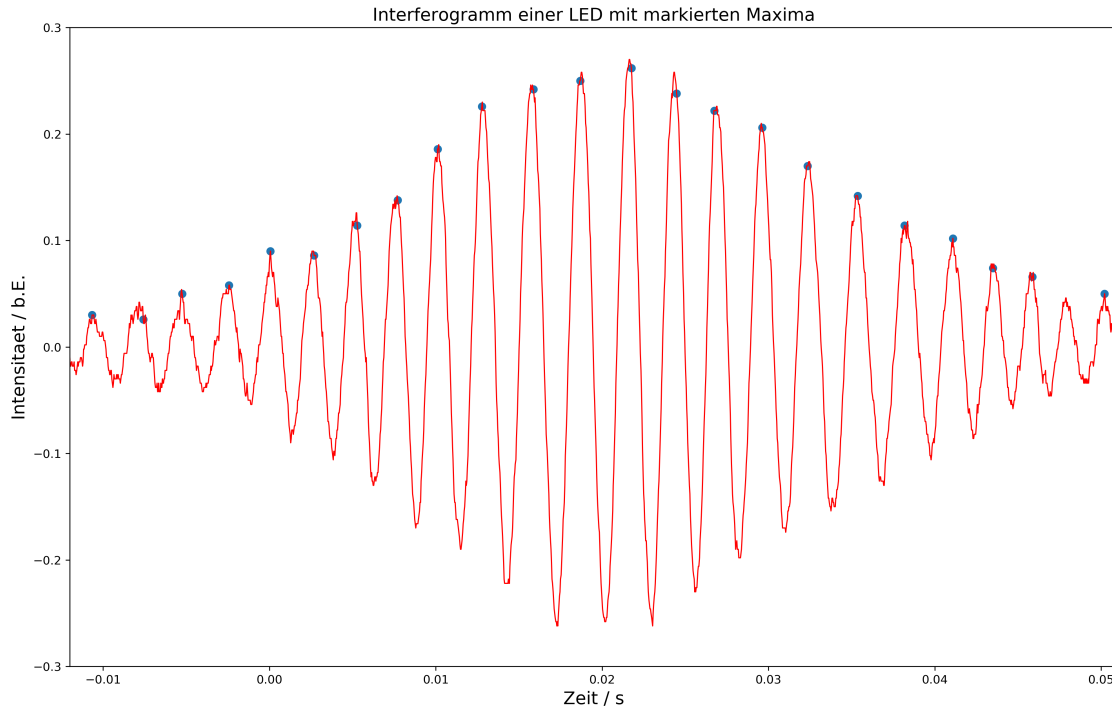
Brechungsindex: 1.0002952670821632 +/- 0.0042618064021830914  
Sigma Abweichung zwischen Literaturwert: 0.0035823030711414185

```
[5]: #Messung der Kohärenzlänge der LED
data=np.genfromtxt("TEK00000.CSV",delimiter=",",skip_header=16)
print(data)
t=data[:,0:1] # 4. Spalte ausschneiden
t=t[:, 0] # in 1D array wandeln
U=data[:,1:2] # 5. Spalte ausschneiden
U=U[:, 0] # in 1D array wandeln
fig = plt.figure(figsize=(16,10), dpi=300)
fig.patch.set_facecolor('white')
plt.plot(t,U, color='red', linewidth=1)
plt.xlabel('Zeit / s', fontsize=15)
plt.ylabel('Intensitaet / b.E.', fontsize=15)
plt.title('Interferogramm einer LED', fontsize=15)
plt.axis([-0.012, 0.051, -0.30, 0.3]) # hier die Achsenbereiche anpassen
plt.savefig('Interferogramm1.pdf',format='pdf')
```

```
[[-0.01267  0.022  ]
 [-0.01264  0.018  ]
 [-0.01261  0.022  ]
 ...
 [ 0.05123 -0.018  ]
 [ 0.05126  0.002  ]
 [ 0.0513   0.006  ]]
```

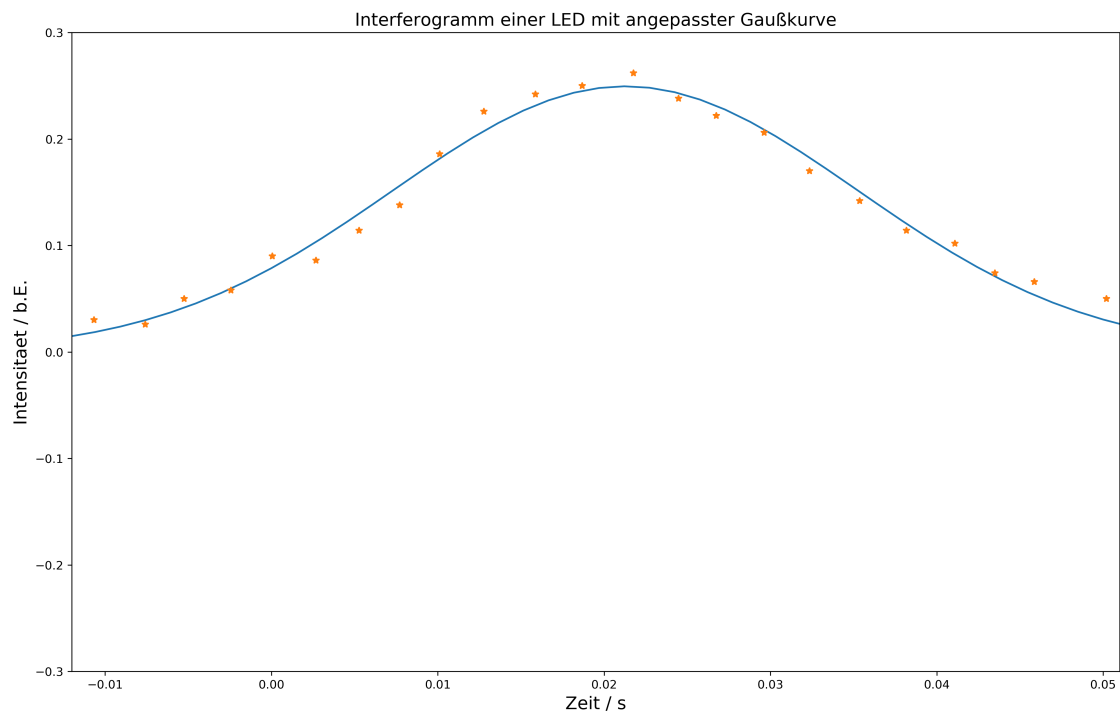


```
[6]: #Bestimmung der Einhüllenden
peakind = signal.find_peaks_cwt(U, np.arange(1,30),noise_perc=20)
fig = plt.figure(figsize=(16,10), dpi=300)
fig.patch.set_facecolor('white')
plt.plot(t[peakind], U[peakind],marker='o',linewidth=0)
plt.plot(t,U, color='red', linewidth=1)
plt.xlabel('Zeit / s', fontsize=15)
plt.ylabel('Intensitaet / b.E.', fontsize=15)
plt.title('Interferogramm einer LED mit markierten Maxima', fontsize=15)
plt.axis([-0.012, 0.051, -0.30, 0.3])
plt.savefig('Einhüllende.pdf',format='pdf')
```



```
[7]: #Anfitten einer Gaußkurve
def fitFunc(t, a, mu, sig):
    return a/np.sqrt(2*np.pi)/sig*np.exp(-(t-mu)**2/(2*sig**2))
fig = plt.figure(figsize=(16,10), dpi=300)
fig.patch.set_facecolor('white')
popt, pcov= curve_fit(fitFunc, t[peakind], U[peakind], maxfev=1600)
x=np.linspace(-0.05,0.1,100) #x-Werte fuer die Fitfunktion
plt.plot(x, fitFunc(x, *popt))
plt.plot(t[peakind], U[peakind],marker='*', linewidth=0)
plt.xlabel('Zeit / s', fontsize=15)
plt.ylabel('Intensitaet / b.E.', fontsize=15)
plt.title('Interferogramm einer LED mit angepasster Gaußkurve', fontsize=15)
plt.axis([-0.012, 0.051, -0.30, 0.3])
print('a,mean,Breite',*popt)
print('Fehler:',np.sqrt(np.diag(pcov)))
plt.savefig('Gauss.pdf',format='pdf')
```

```
a,mean,Breite -0.00876012736677347 0.021278281296991698 -0.014006495881485566
Fehler: [0.00017202 0.00031374 0.00032612]
```



[ ]: