Versuch 232 -Michelsoninterferometer

PAP 2.1

Teilnehmender Student: **Harish Mahendran**

Gruppe des Teilnehmenden: **14**

Kurs: **Vormittags**

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**
1.1 Motivation . . . 1
1.2 Grundlagen aus der Physik . . . 1
1.2.1 Interferenz von Licht . . . 1
1.2.2 Kohärenz . . . 2
1.2.3 spektrale Bandbreite . . . 2
1.2.4 Interferenz an dünnen Schichten . . . 3
1.2.5 Michelsoninterferometer . . . 5

2 Durchführung **7**
2.1 Versuchskizze . . . 7
2.2 Messprotokoll . . . 8

3 Auswertung **10**
3.1 Berechnung der Wellenlänge des Lasers . . . 10
3.2 Berechnung des Brechungsindex . . . 11
3.3 Bestimmung der Kohärenzlänge . . . 13

4 Zusamenfassung und Diskussion **16**
4.1 Zusammenfassung . . . 16
4.2 Diskussion und Kritik . . . 16
4.3 Fazit . . . 17

5 Python-Skript **18**

1. Einleitung

1.1 Motivation

Das Phänomen der Interferenz ist zentral für die Dynamik von Wellen generell, und damit auch für die von Lichtwellen. Durch Interferieren von Licht können Informationen über seine Eigenschaften, und die der durchlaufenen Medien gewonnen werden. Das Michelson-Interferometer wird in diesem Versuch dazu genutzt, Wellen und Kohärenzlängen von Licht, sowie den Brechungsindex von Luft zu bestimmen.

1.2 Grundlagen aus der Physik

1.2.1 Interferenz von Licht

Licht lässt sich als Welle beschreiben. Betrachtet man eine monochromatische ebene Welle $\vec{E}$, so lässt sich die wie folgt bescheiben

$$\vec{E} \sim e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \tag{1}$$

Kommt es nun zur Interferenz von 2 Wellen, so hängt die Intensität I von der Phasendifferenz φ ab. Es folgt daraus, dass die Intensität I proportional zum Betragsquadrat ist

$$I \sim |\vec{E_1} + \vec{E_2}|^2 \tag{2}$$

und daraus

$$I \sim |\vec{E_1}|^2 + |\vec{E_2}|^2 + 2|\vec{E_1}||\vec{E_2}|cos(\varphi) \tag{3}$$

Haben beide Wellen den selben Betrag erhält man ein Maximum der Intensität bei einer Phasendifferenz von $2\pi m$ und ein Minimum der Intesität von 0 bei einer Phasendifferenz von $(2\pi + 1)m$ mit $m \in \mathbb{Z}$. Diese Beziehung lässt sich auch mit Gangunterschied $\Delta = \frac{\varphi\lambda}{2\pi}$ wie folgt ausdrücken

Maximale Intensität: $$m\lambda \tag{4}$$

Minimale Intesität: $$(m + \frac{1}{2})\lambda \tag{5}$$

Hierbei muss man beobachten, dass man hier nicht nur die geometrische Weglänge s sondern auch die optische Weglänge $\Lambda = ns$ beachtet werden muss, wobei n der Brechungsindex ist.

1.2.2 Kohärenz

Um Interferenz beobachten zu können, muss die Phasenbeziehung der Lichtquellen eine konstante Phasenbeziehung haben. Ist dies erfüllt sind diese Lichtquellen kohärent. Dies muss erfüllt sein um Interferenz zu beobachten. Da sonst die Phasenbeziehung statistisch verteilt ist. Die meisten Lichtquellen im Alltag erzeugen inkohärentes Licht. Diese Lichtquellen senden in einer kurzen Zeit τ ein Wellenzug aus. Wird eine inkohärente Lichtquelle dessen Wellenfront in zwei Teilwellen geteilt werden, wie bei einem Doppelspalt oder wie in diesem Versuch mit einem Michselsoninterferometer, kann man Interferenz beobachten. Der Gangunterschied darf jedoch nicht größer als Kohörenzlänge L werden. Die Kohärenzlänge L lässt sich dann mit der Lichtgeschwindigkeit c wie folgt berechnen:

$$L = c\tau \tag{6}$$

1.2.3 spektrale Bandbreite

In der Realität gibt es keine monochromatischen Strahler. Licht wird in einem Frequenzbereich $\omega_0 \pm \Delta\omega$ ausgesendet. Die Amplitude des Licht$g(\omega)$ ist dann gegeben als

$$g(\omega) = \begin{cases} g_0 & |\omega - \omega_0| \leq \frac{\Delta\omega}{2} \\ 0 & |\omega - \omega_0| > \frac{\Delta\omega}{2} \end{cases} \tag{7}$$

Die daraus resultierende Welle ergibt sich, dann mit einer Fouriertransformation, zu

$$E_S = \int_{-\frac{\Delta\omega}{2}}^{\frac{\Delta\omega}{2}} g_0 e^{i\omega(t-\frac{z}{c})} \tag{8}$$

$$= E_0 \frac{sin(\frac{\Delta\omega}{2}(t-\frac{z}{c})}{\frac{\Delta\omega}{2}(t-\frac{z}{c})} e^{i\omega_0(t-\frac{z}{c})} \tag{9}$$

hierbei ist

$$E_= = g_0 \Delta\omega \tag{10}$$

definiert worden. Man kann hier annehmen, dass die Gesamt-Intensität im Hauptmaximum liegt. Also auch, dass das Wellenpaket eine endliche Breite hat, die der Breite des Hauptmaximums entspricht. Betrachtet man nun die Interferenz zwei solcher Wellen die um $\Delta z = \frac{2\pi c}{\Delta\omega}$ verschoben sind, so stellt man fest, dass die Maximal-Amplitude auf die rste Nullstelle des anderen fällt. Man kann also für solche Wellenpakete folgende Kohärenzlänge definieren:

$$L = \frac{2\pi c}{\Delta\omega} \tag{11}$$

Die Kohärenzlänge ist größer, bei geringerer Bandbreite $\Delta\omega$. Dass die ausgesandte Welle die Fouriertransformation der Amplituden ist, lässt sich im folgenden Diagramm veranschaulichen:

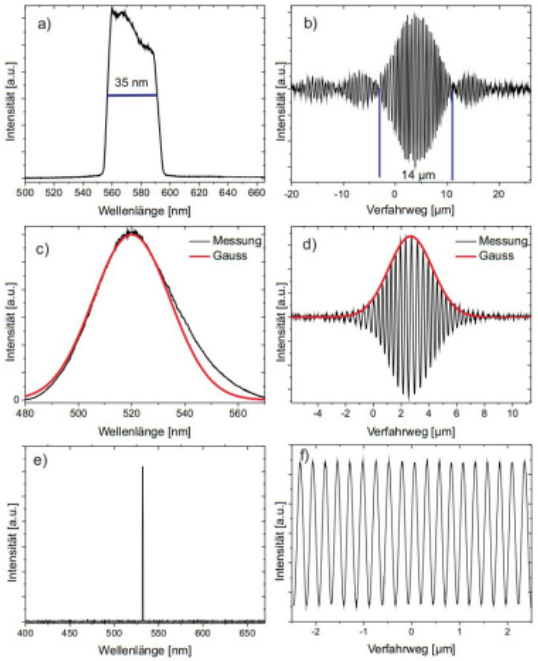


Abbildung 1: Links: Intensitätsverteilung Rechts: Daraus resultierende Welle (Quelle: Jens Wagner, "Physikalisches Anfängerpraktikum PAP 2.1", Stand:2025

1.2.4 Interferenz an dünnen Schichten

Bei **Interferenz gleicher Neigung** trifft ein Lichtbündel auf eine transparente planparallele Platte mit einem Winkel α auf. Aufgrund des Brechungsindex n der Platte,der Dicke d und einem Phasensprung von $\frac{\pi}{2}$ kommt es zu folgenden Gangunterschied

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - sin^2(\alpha)} - \frac{\lambda}{2} \tag{12}$$

welches sich mit dem Snelliusschen Prinzip herleiten lässt.

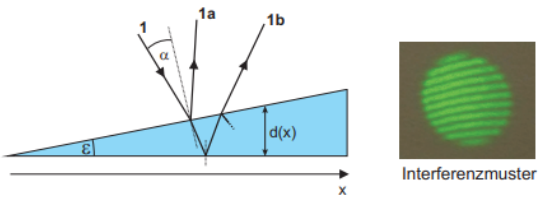


Abbildung 3:Links:Skizze zu Interferenz gleicher Dicke Rechts: Fizeau-Streifen (Quelle: Jens Wagner, "Physikalisches Anfängerpraktikum PAP 2.1", Stand:2025

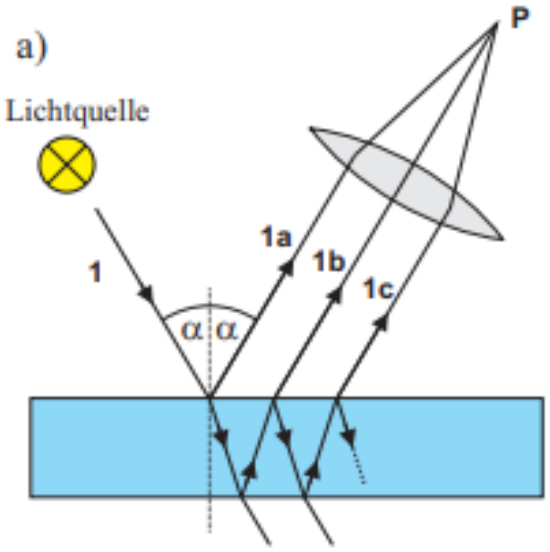


Abbildung 2:Skizez zur Interferenz gleicher Neigung(Quelle: Jens Wagner, "Physikalisches Anfängerpraktikum PAP 2.1", Stand:2025

Bei **Interferenz gleicher Dicke** Fällt paralleles Licht auf eine keilförmige Platte, verlaufen die reflektierten Lichtbündel nicht mehr parallel zueinander. Falls der Keilwinkel ϵ klein ist, gilt für den Gangunterschied analog zur Interferenz an dünnen Schichten

$$\Delta \approx 2d(x)\sqrt{n^2 - sin^2(\alpha)} - \frac{\lambda}{2} \tag{13}$$

Fällt das Licht nahezu senkrecht auf den Keil gilt folgende Näherung

$$\Delta \approx 2d(x)n - \frac{\lambda}{2} \tag{14}$$

Der Gangunterschied ändert sich mit Keildicke $d(x)$. Für zur Keilkante parallele Linien ist diese allerdings konstant, weshalb man ein streifenförmiges Muster, die Fizeau-Streifen, erkennen kann.

1.2.5 Michelsoninterferometer

In einem Michelson-Interferometer treffen die von einer Lichtquelle ausgehenden Wellenzuge zunächst auf einen Strahlteiler, dieser teilt diesen 2 Teilwellen mit gleicher Intensität. Im oberen Schenkel durchläuft der Lichtstrahl die Strecke s und wird an einem kippbaren Spiegel reflektiert. Im linken Schenkel durchläuft der Strahl auch die Strecke s und trifft dort auf einen Spiegel der sich verschieben lässt. Je nach Konfiguration des verschiebbaren Spiegels, haben die Lichtwege eine unterschiedliche Strecke. Bei parallelen Spiegeln, also bei Interferenz gleicher Neigung, beträgt der Gangunterschied

$$\Delta = 2\Delta x cos(\alpha) - \frac{\lambda}{2} \tag{15}$$

Betrachtet man nun das zentrum des Ringsystems, also $\alpha = 0$ so ergibt sich

$$\Delta|_{\alpha=0} = 2\Delta x - \frac{\lambda}{2} \tag{16}$$

Verschiebt man den Spiegel um die Stecke Δx kann man die Wellenlänge des Lichts berechnen, in dem man die Anzahl der vorbeigelaufenen Interferenzstreifen Δm bestimmt.

$$\lambda = 2\frac{\Delta x}{\Delta m} \tag{17}$$

Außerdem kann der Brechungsindex von Luft bestimmt werden, dazu wird in einen Strahlengang hinter dem Strahlteiler eine Glaskurvette,mit der Länge a, eingesetzt, dessen inneren Luftdruck über eine Pumpe und ein Ventil variabel ist. Bei einer Druckänderung ändert sich auch der Brechungsindex um Δn, und damit die optische Weglänge. Daher ist wieder ein Vorbeiziehen von Δm Interferenzstreifen zu beobachten, es gilt also:

$$\Delta = 2a\Delta n \tag{18}$$

Durch Zählen der vorbeilaufenden Interferenzmaxima lässt sich mit $\Delta = \lambda\Delta m$ die Änderung des Brechungsindex Δnberechnen:

$$\Delta n = n - 1 = \frac{\lambda}{2a}\Delta m \tag{19}$$

Wobei hier verwendet wurde, dass der Brechungsindex von Vakuum 1 ist. Es wird der Brechungsindex vom höchsten Druck beim Luftdruck b bis zum niedrigsten Wert beim Vakuum variiert, und die Zahl der vorbeiziehenden Interferenzstreifen Δm beobachtet. Es gilt dann:

$$n(\lambda, T, b) - 1 = \frac{\lambda}{2a}\Delta m(b) \tag{20}$$

Der Brechungsindex von Luft bei einem Druck n_p ist gegeben als

$$\frac{n_0 - 1}{n(p) - 1} = \frac{p_0 T}{T_0 p} \tag{21}$$

Mit Gleichung (20) folgt dann

$$n_0 - 1 = (n - 1)\frac{p_0 T}{T_0 p} = \frac{\lambda}{2a}\frac{p_0 T}{T_0 p}\Delta m \tag{22}$$

Mit dieser Gleichung lässt sich später der Brechungsindex bei Normalbedingung n_0 bestimmen.

Es lassen sich mit dem Michelson-Interferometer auch Interferenzen von Licht aus Quellen mit sehr geringen Kohärenzlängen beobachten, dafür darf der Gangunterschied zwischen den beiden Teilstrahlen nicht größer sein als die Kohärenzlänge.Die Wege müssen also fast gleich groß sein. Da nur so Interferenzen bei Weißlichtquellen beobachtet werden können. Die Konfiguration mit $\Delta x \approx 0$ wird als Weißlichtposition bezeichnet.

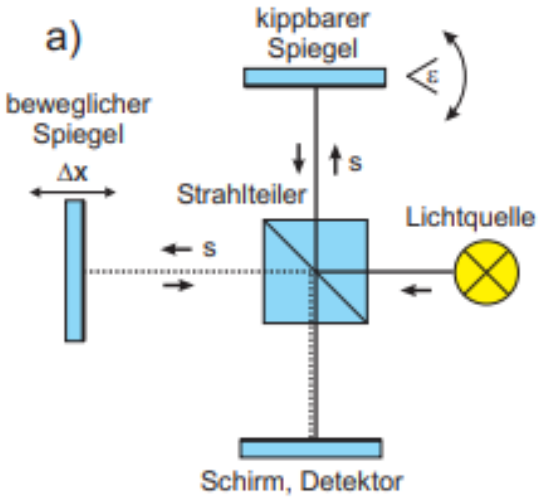


Abbildung 4:Aufbau Michelson-Interferometer (Quelle: Jens Wagner, "Physikalisches Anfängerpraktikum PAP 2.1", Stand:2025

2. Durchführung

2.1 Versuchskizze

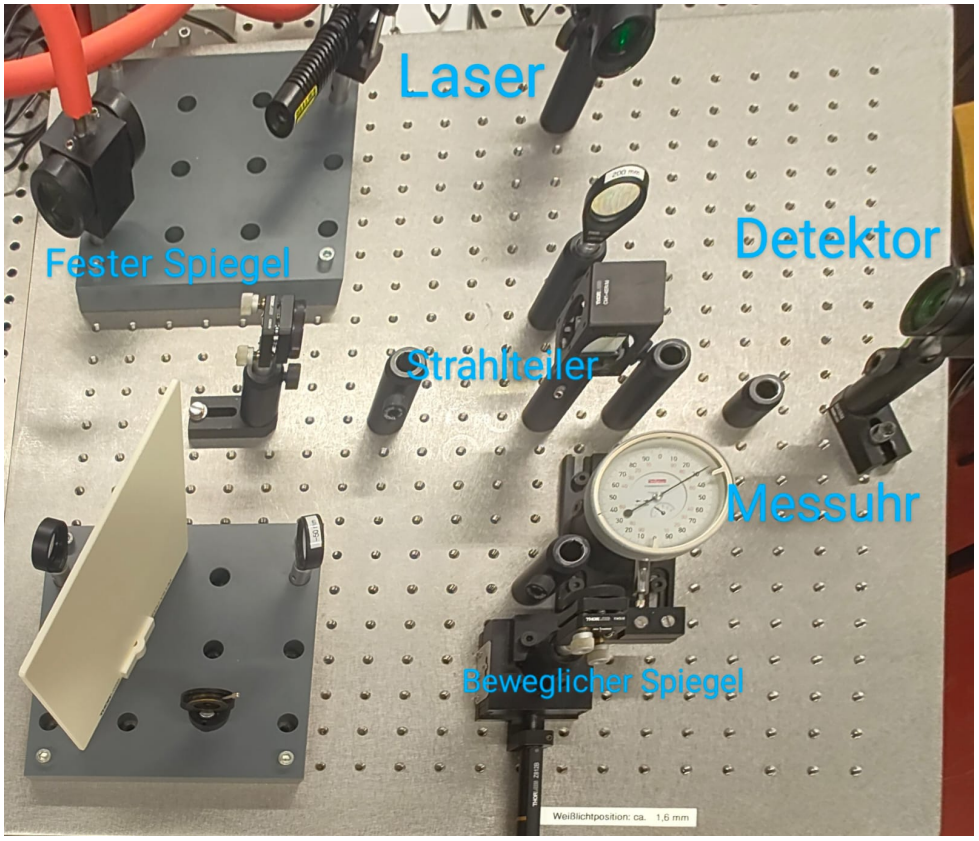


Abbildung 3: Versuchsskizze des Michelsoninterferometers

2.2 Messprotokoll

Messprotokoll 232: Michelson - Interferometer

19.02.25
Harish Mahendran
Jonas Schweer

Messaufbau

- Michelson - Interferometer
- Laser, Leuchtdiode
- Thermometer
- Valcumpumpe

Aufgabe 1: Wellenlängenmessung des Lasers

Zunächst richten wir den Messaufbau wie in der Anleitung beschrieben ein. Wir notieren die Startposition des beweglichen Spiegels und starten anschließend den Messvorgang. Nach ca. 3mm Bewegung notieren wir die Endposition und die Anzahl der gemessenen Impulse. Wir messen fünf mal.

s_a[µm]	3002	1000	5000	800	4200
s_e[µm]	2	4003	2001	3800	1193
m	11291	11530	11306	11314	11344

Tabelle 1: Anzahl Impulse bei Fahrtweiten

Die Herstellerangaben der Messuhr zur Genauigkeit lauten wie folgt:

Bei 3 mm $\rightsquigarrow \pm 9$ µm

Aufgabe 2: Brechungsindex von Luft

Nun stellen wir eine Kövelle mit einstellbarem Druck in den Strahlenweg des Lasers. Wir senken langsam den Druck und alle 5 durchlaufene Ringe notieren wir den momentan eingestellten Druck. Die Messung führen wir 3 mal durch.

Durchlaufene Ringe	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45
Messung 1 Druck [torr]	715	610	565	490	410	330	255	180	100	30
Messung 2 Druck [torr]	700	630	560	480	400	330	250	175	100	25
Messung 3 Druck [torr]	700	630	550	470	395	320	245	170	95	25

Tabelle 2: Druck pro 5 Interferenzmaxima; Fehler: ±3 torr

Die Zimmertemperatur Laukt: $T = (24{,}30 \pm 0{,}10)\,^{\circ}C$

Aufgabe 3: Kohärenzlänge einer Leuchtdiode

Wir entfernen die Küvette und tauschen den Laser mit einer Leuchtdiode aus.

Den beweglichen Spiegel bringen wir in die auf dem Versuchsaufbau notierte Weißlichtposition und suchen anhand des Oszilloskops die

Weißlichtposition: 1,6 mm

3. Auswertung

3.1 Berechnung der Wellenlänge des Lasers

Die Wellenlänge lässt sich mit Gleichung (17) berechnen. Die Berechnung erfolgt wie in den späteren Aufgaben im Python Skript. Die Werte sind im Messprotokoll zu finden. Für diesen Teil brauchen wir Tabelle 1 im Messprotokoll.
Δx berechnet sich aus dem Betrag der Differenz von s_e und s_a. Der Fehler für diesen Wert lässt sich mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung wie folgt berechnen:

$$\Delta(\Delta x) = \sqrt{(\frac{\partial(|s_e - s_a|)}{\partial s_e}\Delta s_e)^2 + (\frac{\partial(|s_e - s_a|)}{\partial s_a}\Delta s_a)^2} \tag{23}$$

$$= \sqrt{(\Delta s_e)^2 + (\Delta s_a)^2} \tag{24}$$

Nach den Herstellerangaben ist die Genauigkeit $9\mu m$. Also einen Fehler von

$$\Delta(\Delta x) \approx 12,8\mu m$$

Die Wellenlänge die für die einzelnen Messungen werden gemittelt. Es ergibt sich folgender Wert

$$\lambda = 528,655nm$$

Die Wellenlänge ist auf zwei Arten fehlerbehaftet. Einmal der statistische Fehler der aus der Standardabweichung hervor geht. Dieser muss aber durch die Anzahl der Einzelergebnisse geteilt werden, damit man den stat. Fehler hat. Der systematischer Fehler ist durch die Ungenauigkeit der Messuhr vorgegeben und setzt sich linear in die Wellenlänge fort. Wird dieser in der Mittelwertbildung berücksichtigt über quadratische Addition der einzelnen Absolutfehler und anschließend durch die Anzahl der Einzelmessung dividiert. Man erhält also insgesamt

$$\lambda = (528,7 \pm_{stat.} 1,7 \pm_{syst.} 2,4)nm$$

Die Herstellerangaben des Lasers sind

$$\lambda_H = (532,0 \pm 1,0)nm$$

Man kann nun die σ-Abweichung berechnen mit folgender Gleichung

$$\frac{|x - y|}{\sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}} \tag{25}$$

Wobei x bzw. y die zu vergleichenden Werte und Δx bzw. Δy deren Fehler sind. Es ergibt sich eine σ-Abweichung von

$$1,06$$

die Fehler des experimentell bestimmten Wertes wurden hierbei quadratisch addiert.

3.2 Berechnung des Brechungsindex

Der Brechungsindex lässt sich nun mit Gleichung (22) berechnen. Die Daten aus Tabelle 2 aus dem Messprotokoll werden im folgenden Plot geplottet. Dabei wird der Druck auf die Abszisse gelegt und die Anzahl der Interferenzringe auf die Ordinate. Im folgenden Plot sind die einzelnen Messreihen geplottet

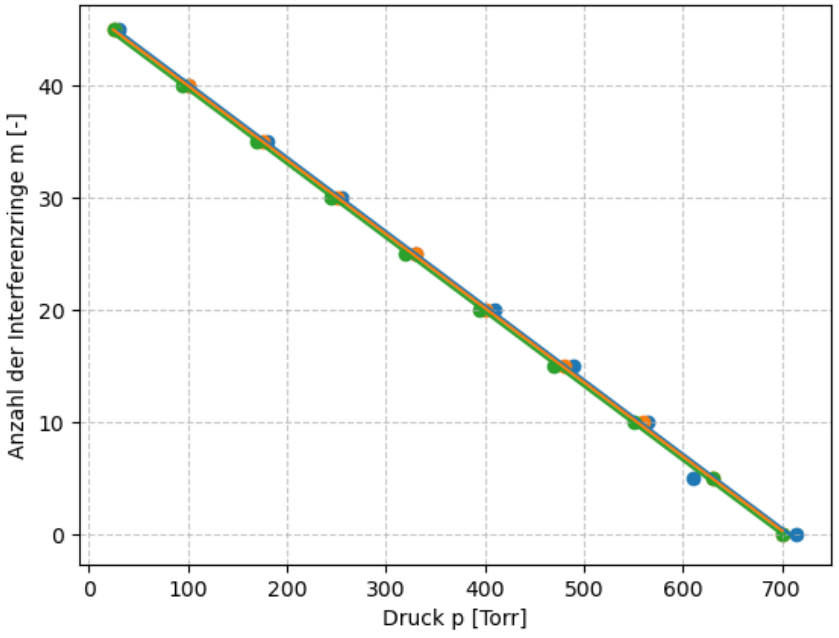


Abbildung 6: Zählwerte der drei Messreihen bei Druck p

Man sieht hier bereits, dass die Messreihen nicht stark von einander abweichen, da die Linien dicht beieinander liegen. Plottet man nun aus den Mittelwerten eine Ausgleichsgerade und die Fehlergeraden. Die Fehler setzen sich der quadratischen Addition der statistischen Schwankung und der Ablesefehlers des Manometers zusammen. Man erhält also folgenden Plot

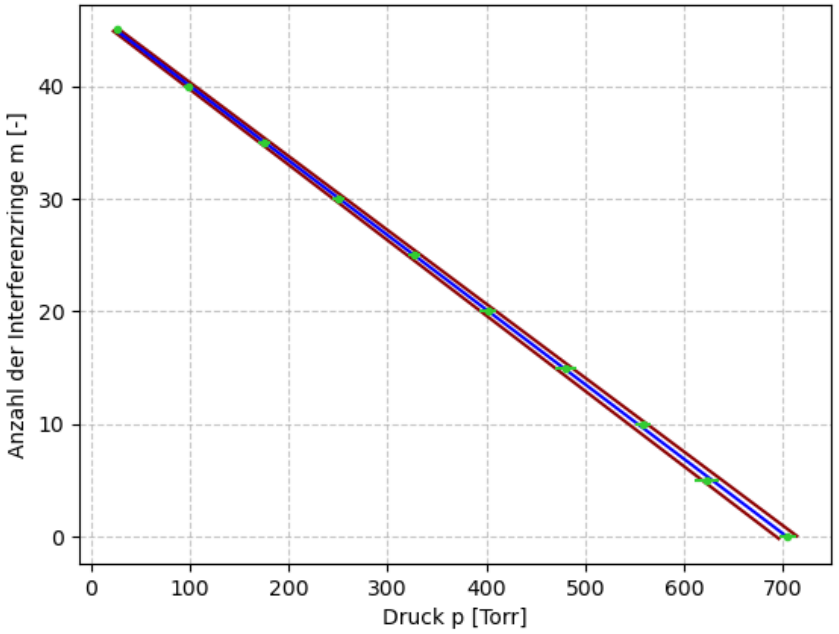


Abbildung 7:Ausgleichsgerade mit Fehlergeraden

Die Steigung c der Ausgleichgerade ist gegeben als

$$c = -(0,0066 \pm 0,0007)\frac{1}{Torr}$$

Hierbei wurde als Fehler die größere Differenz der Steigung aus Ausgleichsgerade und Fehlergeraden. Um mit Gleichung (22) und der Steigung c den Brechungsindex zu berechnen, verwendet man $c = \frac{\Delta m}{p}$.. Man erhält also folgende Formel zur Berechnung

$$n_0 = \frac{\lambda}{2a}\frac{p_0 T}{T_0}c + 1 \tag{26}$$

Hierbei sind folgende Konstanten gegeben: a, das Innenmaß der Kürvette ist gegeben als $(50 \pm 0,05)mm$,der Normaldruck $p_0 = 101325Pa$ und die Normaltemperatur $T_0 = 273,15K$(Quelle: Jens Wagner, "Physikalisches Anfängerpraktikum PAP 2.1", Stand:2025. Es wird noch verwendet, dass $1\ Torr = 133,22Pa$ Wikipedia (Stand:2025). Man erhält also folgenden Wert

$$n_0 = 1,000294 \pm 0,000003$$

oder die Differenz zum Vakuum

$$n_0 - 1 = (2,94 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$$

Der Fehler wird mit folgender Fehlerformel berechnet

$$\Delta n_0 = \sqrt{(\frac{\partial n_0}{\partial \lambda})^2 + (\frac{\partial n_0}{\partial a})^2 + (\frac{\partial n_0}{\partial T})^2 + (\frac{\partial n_0}{\partial c})^2} \tag{27}$$

$$= (n_0 - 1)\sqrt{(\frac{\Delta \lambda}{\lambda})^2 + (\frac{\Delta a}{a})^2 + (\frac{\Delta T}{T})^2 + (\frac{\Delta c}{c})^2} \tag{28}$$

Dieser Wert hat eine σ-Abweichung von

$$4,48$$

vom Literaturwert $n_{0_{lit}} = 1,00028$. Dies ist eine signifikante Abweichung. Dies wird in der Diskussion weiter diskutiert.

3.3 Bestimmung der Kohärenzlänge

Die Interferogrammaufnahme wird graphisch dargestellet

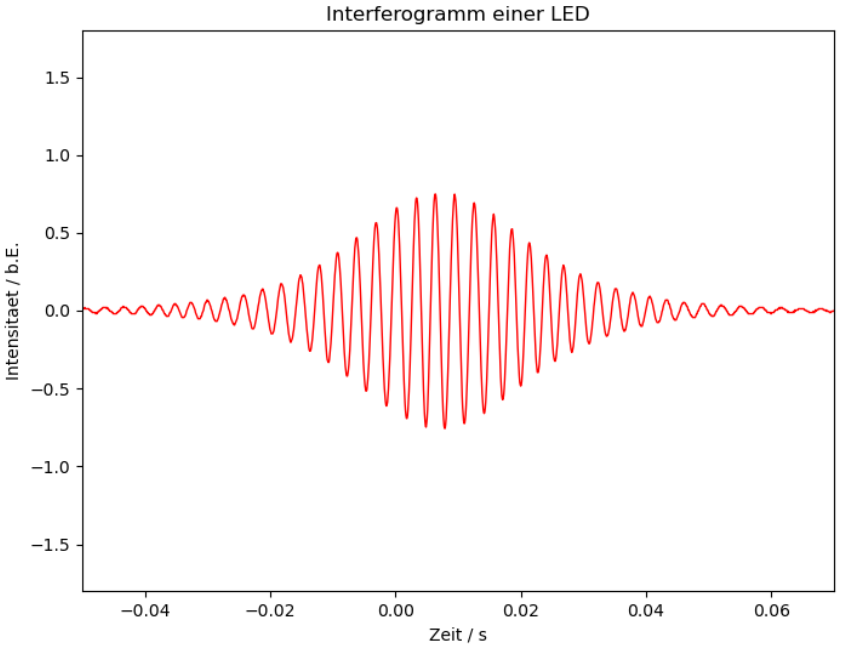


Abbildung 8:Interferrogramm der Leuchtdiode

Die einhüllende wird anhand einer Gauß-kurve modelliert. Die Parameter a, Fläche unter der Kurve, μ der Mittelwert und σ die Standardabweichung werden per Hand an die Kurve angepasst. Daraus ergibt sich folgender Plot

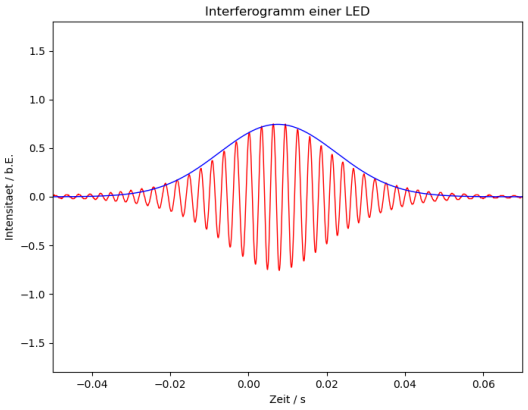


Abbildung 9: Interferrogrammaufnahme mit Gauß-Kurve

Die Fitparameter dieser Kurve betragen, dann

$$a = 0,028 \pm 0,002$$
$$\mu = (0,0075 \pm 0,0005)s$$
$$\sigma = (0,015 \pm 0,001)s$$

Die Kohärenzlänge lässt sich mit Gleichung (6) berechnen, wobei die Verfahrgeschwindigkeit $v = 0,1\frac{mm}{s}$ gegeben ist. (Quelle: Jens Wagner, "Physikalisches Anfängerpraktikum PAP 2.1", Stand:2025. Die Zeit τ lässt sich aus der FWHM (Full Width at Half Maximum) berchnen. Die Formel ist gegeben

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma \tag{28}$$

Wikipedia (Stand:2025).Der Fehler skaliert linear:

$$\Delta(FWHM) = 2\sqrt{2\ln 2}\Delta\sigma \tag{30}$$

Die Breite der Gausskurve ist dann hier die doppelte FWHM. Also berechnet sich die Kohärenzlänge Lmit

$$L = 2\ FWHM\ v \tag{31}$$

und der Fehler mit

$$\Delta L = 2\ v\ \Delta(FWHM)$$

Man erhält also insgesamt

$$L = (7,064 \pm 0,017)\mu m$$

4. Zusamenfassung und Diskussion

4.1 Zusammenfassung

Im ersten Teil der Aufgabe konnten wir mit Hilfe von Verschieben des Spiegels und durch Zählen der Maxima die Wellenlänge des Lasers bestimmen. Der experimentell bestimmte Wert beträgt

$$\lambda = (528,7 \pm_{stat.} 1,7 \pm_{syst.} 2,4)nm$$

dieser hat eine σ-Abweichung von

$$1,06$$

zu den Herstellerangaben von $\lambda_H = (532,0 \pm 1,0)nm$.
Im zweiten Versuchsteil konnten wir durch variieren des Drucks in einer Glaskürette, den Brechungsindex von Luft bestimmen. Der experimentell bestimmte Wert beträgt

$$n_0 = (1,000294 \pm 0,000003)$$

dieser hat eine σ-Abweichung von

$$4,48$$

zum Literaturwert von $n_{0_{lit}} = 1,00028$.
Zuletzt haben wir noch die Kohärenzlänge einer Leuchtdiode bestimmt. Der experimentell bestimmte Wert beträgt

$$L = (7,064 \pm 0,017)\mu m$$

4.2 Diskussion und Kritik

Bei der Bestimmung der Wellenlänge liegt unserer Wert innerhalb der 3σ-Grenze man kann also signifikanten Messfehler ausschließen. Jedoch gibt es trotzdem Fehlerquellen die bei einer genauen Messung zu minimieren gilt. Ein Fehlerfaktor ist, dass der Sensor sehr sensitiv ist, das heißt dass er sehr leicht ein Signal misst ohne, dass die Entfernung des Spiegels verändert wurde. Hier wurde zwar drauf geachtet, dass die Verstärkung so gewählt wurde, dass dieser nicht sehr empfindlich ist ,wie zum Beispiel,dass er nicht durch zu lautes sprechen aktiviert wird, kann man nicht vermeiden, dass der Versuchsaufbau empfindlich gegenüber leichte Schwankungen am Tisch ist. Hier wurde darauf geachtet, ganz vermeiden lassen sich alle Schwankungen nicht. Diese mögliche Fehlerquelle kann auch erklären, dass unser Wert nach unten abweicht, da die Wellenlänge invers proportional zu der Anzahl der

Maxima ist.
Im zweiten Teil des Versuchs sieht man anhand der σ-Abweichung bereits, dass man hier systematische Fehler vermuten kann. Eine andere Möglichkeit ist auch, dass hier die Fehler unterschätzt wurden. Was man auch beachten muss ist, dass hier ein Vergleich mit dem Literaturwert in trockenen Luft ist. Die Luftfeuchte wurde hier vernachlässigt. Dies könnte die Abweichung zum Literaturwert erklären.
Da hier kein Literaturwert gegeben ist, kann man nicht die Richtigkeit des Wertes überprüfen. Man kann jedoch trotzdem potenzielle Fehlerquellen diskutieren. Was uns bei diesem Versuchsteil aufgefallen ist, dass die Intensität des Signals nicht immer gleich war. Diese hat sehr große Schwankungen aufgewiesen auch wenn man den Versuchsaufbau nicht verändert hat. Um diese auch in die Berechnung mit einzubeziehen wäre es sinnvoll gewesen, die Kohärenzlänge L über mehrere Messungen zu mitteln.

4.3 Fazit

Insgesamt entsprechen die Ergebnisse den Erwartungen: Die aus dem Verhalten des Interferenzmusters bei Variation der Laufwege errechnete Lichtwellenlänge ist gut mit dem erwarteten Wert kompatibel. Der Wert des Brechungsindex von Luft weicht je nach Ausgangswert etwas von der Erwartung ab. Auch das Ergebnis der Kohärenzlängge der LED konnte bestimmt werden, dessen Plausibilität nicht bestimmt werden konnte.

5. Python-Skript

Versuch 232

April 12, 2025

1 Versuch 232 - Michelsoninterferometer

[1]:
```
%matplotlib inline
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
from scipy.optimize import curve_fit
from scipy import signal
import matplotlib.mlab as mlab
```

1.0.1 Aufgabe 1 - Berechnung der Wellenlänge des Lasers

[2]:
```
#Gemessenen Werte
s_a = np.array([3002 ,  1000,   5000,   800 ,  4200])
s_e = np.array([    2,  4003,   2001,   3800,  1193])
m   = np.array([11291, 11530,  11306,  11314, 11344])

Delta_s = np.sqrt(9**2+9**2) #Folgt aus Gausscher Fehlerfortpflanzung

#Wellenlänge lam
lam = 2*np.abs(s_a-s_e)/m
Delta_lam = lam * (Delta_s/np.abs(s_a-s_e))

lam_mean = np.mean(lam)
lam_mean_std = np.std(lam)/np.sqrt(len(lam))

#Delta_lam_mean = np.sqrt(lam_mean_std**2 + np.mean(Delta_lam)**2)
Delte_lam_mean = np.sqrt(Delta_lam[0]**2 +Delta_lam[1]**2 +Delta_lam[2]**2
 ↪+Delta_lam[3]**2 +Delta_lam[4]**2 )/5
Delta_lam_mean = np.mean(Delta_lam)
#np.sqrt(np.std(lam)**2 + Delta_s**2 )
print(f'({lam_mean*1000:.5f}'+r'  \pm_{stat}  '+ f'{lam_mean_std*1000:.5f}e-3'
 ↪+ ' \pm_{syst.} ' +f'{Delta_lam_mean*1000:.5f})nm')
```

```
(528.65559  \pm_{stat}  1.74441e-3 \pm_{syst.} 2.24156)nm
```

1.0.2 Aufgabe 2 - Berechnung des Brechungsindex

[3]:
```
#Bestimmen der Steigung
m_2 = np.array([0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45])
p_1 = np.array([715, 610, 565, 490, 410, 330, 255, 180, 100, 30])
p_2 = np.array([700, 630, 560, 480, 400, 330, 250, 175, 100, 25])
p_3 = np.array([700, 630, 550, 470, 395, 320, 245, 170,  95, 25])

p_avg = (p_1 + p_2 + p_3)/3
p_std =np.sqrt(( (p_avg-p_1)**2 +(p_avg-p_2)**2 + (p_avg-p_3)**2)/2)
Delta_p = np.sqrt(p_std**2+np.ones(10)*3**2)
def lin (x,a,b):
    return a*x+b
popt_avg , pcov_avg = curve_fit(lin,p_avg ,m_2)
popt_1 , pcov_1 = curve_fit(lin,p_1 ,m_2)
popt_2 , pcov_2 = curve_fit(lin,p_2 ,m_2)
popt_3 , pcov_3 = curve_fit(lin,p_3 ,m_2)

#plt.plot(p_avg ,lin(p_avg,*popt_avg),label=f'Fit:m= {popt_avg[0]:.2g}(m/
 ↪Torr)*p + {popt_avg[1]:.2g}m' )
plt.plot(p_1 ,lin(p_1, *popt_1) ,label='1. Messreihe')
plt.plot(p_2 ,lin(p_2, *popt_2),label='2. Messreihe')
plt.plot(p_3 ,lin(p_3, *popt_3),label='3. Messreihe')

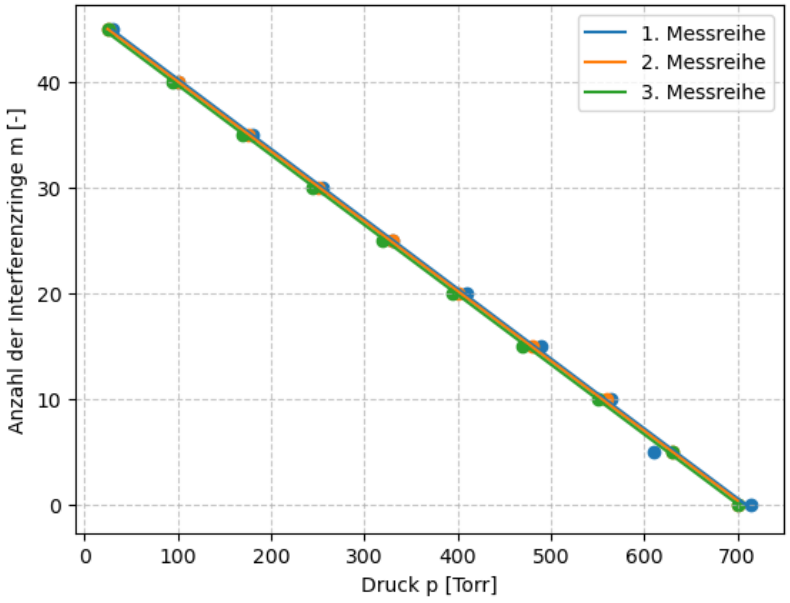
plt.scatter(p_1,m_2)
plt.scatter(p_2,m_2)
plt.scatter(p_3,m_2)
#plt.errorbar(p_avg , m_2 ,xerr = Delta_p , marker ='.' , linestyle='none',␣
 ↪label = 'Mittelwert' )

plt.xlabel('Druck p [Torr]')
plt.ylabel('Anzahl der Interferenzringe m [-]')
plt.grid(True, linestyle="--", alpha=0.7)

plt.savefig('plot1_232.png')

plt.legend()
plt.show()
```

2



[4]:
```
popt , pcov = curve_fit(lin, p_avg-Delta_p , m_2)

plt.plot(p_avg-Delta_p,lin(p_avg-Delta_p , *popt) ,label='Fehlergerade -' ,␣
 ↪color='darkred')

poptq , pcovq = curve_fit(lin, p_avg+Delta_p , m_2)

plt.plot(p_avg+Delta_p,lin(p_avg+Delta_p , *poptq) ,label='Fehlergerade +',␣
 ↪color='darkred')

plt.plot(p_avg ,lin(p_avg,*popt_avg),label=f'Fit:m= {popt_avg[0]:.2g}(1/Torr)*p␣
 ↪+ {popt_avg[1]:.2g}' ,color='blue' )

plt.errorbar(p_avg , m_2 ,xerr = Delta_p , marker ='.' , linestyle='none',␣
 ↪label = 'Mittelwert + Fehler' ,color='limegreen')

plt.xlabel('Druck p [Torr]')
plt.ylabel('Anzahl der Interferenzringe m [-]')
plt.grid(True, linestyle="--", alpha=0.7)
```

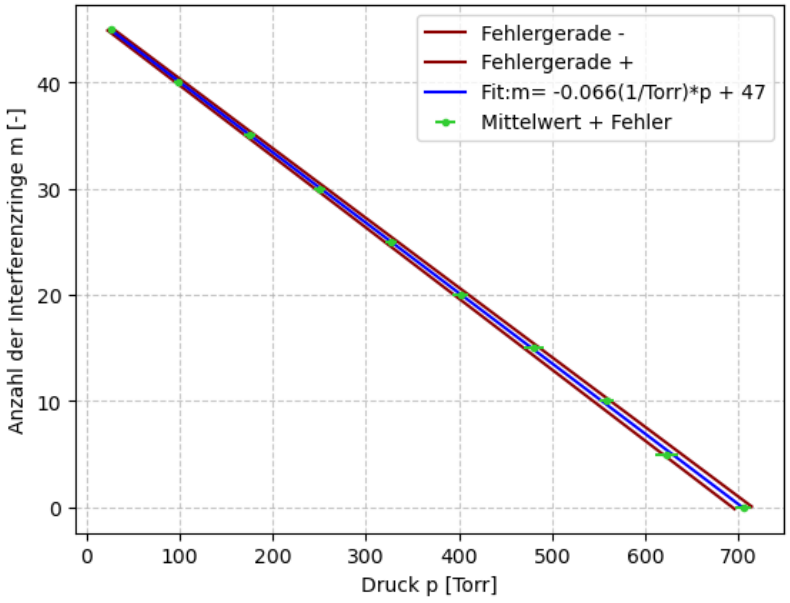
```
print(f'Steigung der Fehlergerade +: {poptq[0]}')
print(f'Steigung der Fehlergerade -: {popt[0]}')
print(f'Steigung der Ausgleichsgerade: {popt_avg[0]}')

print(f'Insgesamt:{popt_avg[0]-popt[0]}')

plt.savefig('plot2_232.png')

plt.legend()
plt.show()
```

```
Steigung der Fehlergerade +: -0.06552800358301966
Steigung der Fehlergerade -: -0.0668682793879516
Steigung der Ausgleichsgerade: -0.06619309580657858
Insgesamt:0.0006751835813730289
```



[5]:
```
#Berechnung des Brechungsindex

lam = 532 * 10**(-9)      #Aus den Herstellerangaben
Delta_lam = 1 * 10**(-9)
```

```
a = 50 * 10**(-3)
Delta_a = 0.05 * 10 **(-3)

T = 24.3 + 273.15
Delta_T = 0.5

p_0 = 101325
T_0 = 273.15

n_luft = (lam/(2*a))*(p_0/T_0)*np.abs(popt[0]/133.322)*T + 1 # Die Steigung␣
 ↪muss noch mit 133,322 dividiert werden
                                                             # ,da Torr nicht␣
 ↪SI Einheit und 1 Torr = 133,322 Pa
Delta_p = 0

Delta_n_luft = (n_luft-1) * np.sqrt((Delta_lam/lam)**2+ (Delta_a/a)**2+␣
 ↪(Delta_T/T)**2+ (0.0007/popt_avg[0])**2) #Folgt aus Gaussscher␣
 ↪Fehlerfortüflanzung

n_luft_lit = 1.00028

Sigma_n_luft = np.abs(n_luft_lit-n_luft)/Delta_n_luft

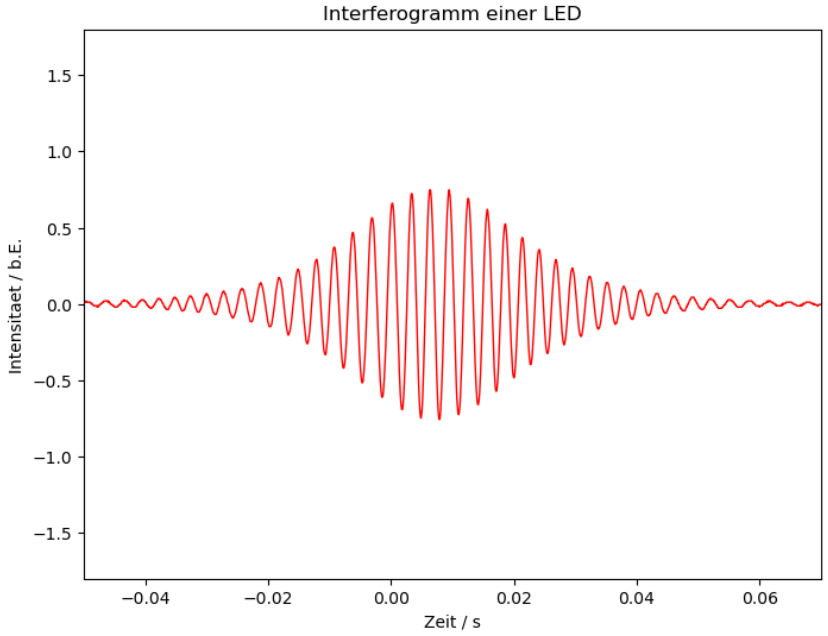
print(f'Brechungsindex: {n_luft:.7f} \pm {Delta_n_luft:.2g}')

print(f'Sigma-Abweichung:{Sigma_n_luft}')
```

```
Brechungsindex: 1.0002944 \pm 3.2e-06
Sigma-Abweichung:4.484557091432249
```

1.0.3 Berechnung der Kohärenzlänge

[6]:
```
t,U=np.loadtxt('TEK0000.CSV',delimiter=",",skiprows=18, unpack=True)
plt.figure(figsize=(8,6))
plt.plot(t,U, color='red', linewidth=1)
plt.xlabel('Zeit / s')
plt.ylabel('Intensitaet / b.E.')
plt.title('Interferogramm einer LED')
plt.axis([-0.05, 0.07, -1.8, 1.8]) # hier die Achsenbereiche
                                   # anpassen
#plt.savefig('interferogramm_1.pdf',format='pdf')
plt.savefig('plot3_232.png')
```

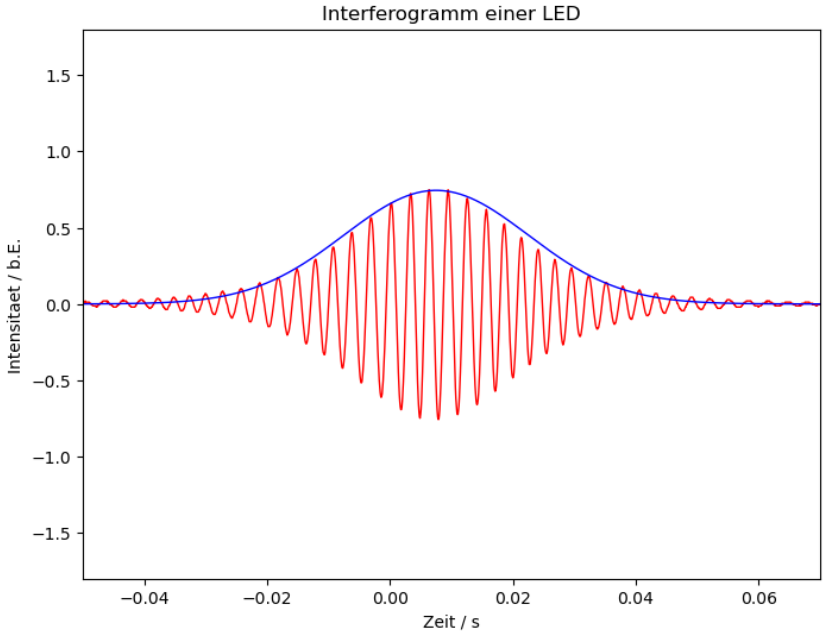


Mit Methode 1

[7]:
```
a=0.028#0.0285    # Flaeche Gauss
mu=0.0075  # Lage des Maximums
sig=0.015 # Sigmabreite


def gauss(t):
    return a/np.sqrt(2*np.pi)/sig*np.exp(-(t-mu)**2/(2*sig**2))


plt.figure(figsize=(8,6))
plt.plot(t,U, color='red', linewidth=1)
plt.xlabel('Zeit / s')
plt.ylabel('Intensitaet / b.E.')
plt.title('Interferogramm einer LED')
plt.axis([-0.05, 0.07, -1.8, 1.8])
plt.plot(t,gauss(t), color='blue', linewidth=1)
#plt.savefig('interferogramm_2.pdf',format
plt.savefig('plot4_232.png')
```


Interferogramm einer LED
Intensitaet / b.E.
Zeit / s
1.5
1.0
0.5
0.0
−0.5
−1.0
−1.5
−0.04
−0.02
0.00
0.02
0.04
0.06

7