

Physikalisches F-Praktikum

Versuch II-2

**Fourier**  
**Transformationspektroskopie mit**  
**einem Michelson Interferometer**

Praktikanten: Nils Kanning  
Steffen Klemer  
Durchgeführt am: 20.11.2007  
Gruppe: II-6  
Assistent: Anne-Katrin Nix



## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>4</b>
2.1	Das Michelson-Interferometer . . . . .	4
2.2	Lichtquellen . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Aufbau und Durchführung</b>	<b>7</b>
3.1	Justierung . . . . .	8
3.2	Messung der Wellenlänge des Lasers . . . . .	8
3.3	Messung der Hüllkurve des Laser-Interferogramms . . . . .	9
3.4	Messung der Doppellinie der Natriumdampfampe . . . . .	9
3.5	Messung der spektralen Verteilung der Halogenlampe . . . . .	10
3.6	Messung der spektralen Verteilung der Leuchtdioden . . . . .	11
<b>4</b>	<b>Auswertung und Daten</b>	<b>11</b>
4.1	Laser . . . . .	11
4.2	Natriumdampfampe . . . . .	12
4.3	Halogenlampe . . . . .	14
4.4	Leuchtdioden . . . . .	14
<b>5</b>	<b>Einordnung der Ergebnisse</b>	<b>15</b>
5.1	Laser . . . . .	15
5.2	Natriumdampfampe . . . . .	15
5.3	Halogenlampe . . . . .	15
5.4	LEDs . . . . .	16
<b>A</b>	<b>Tabellen und Grafiken</b>	<b>16</b>

## 1 Einleitung

Im Jahre 1887 wurde von ALBERT ABRAHAM MICHELSON und EDWARD MORLEY eines der bekanntesten Experimente in der Geschichte der Physik durchgeführt. Mit Hilfe einer heute Michelson-Interferometer genannten Apparatur konnten sie die Ätherhypothese widerlegen und so die Grundlagen für die Relativitätstheorie legen.

Mit exakt dem selben Prinzip werden wir zunächst die Wellenlänge eines He-Ne Lasers bestimmen, anschließend die Spektren einer Natriumdampfampe vermessen und schließlich selbiges bei einer Halogenlampe und einigen LEDs versuchen.

## 2 Theorie

### 2.1 Das Michelson-Interferometer

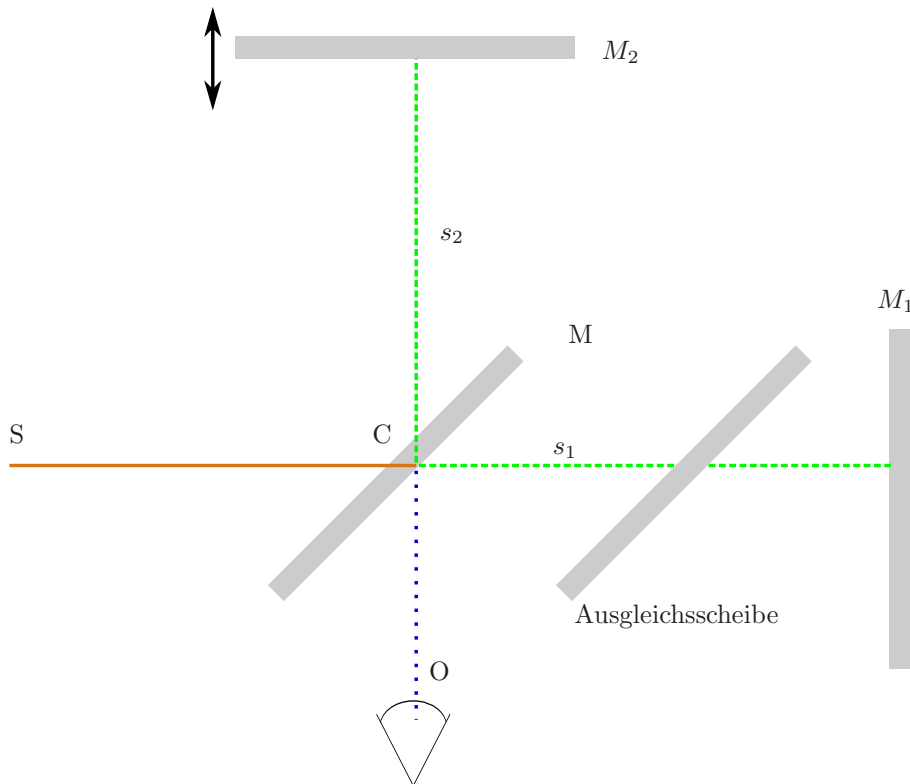


Abbildung 1: Schema des Interferometers

Das Interferometer ist aufgebaut wie in Abb. 1 gezeigt. Es besteht aus einem halbdurchlässigen Spiegel, der einen einfallenden Strahl einer Quelle  $S$  in einen Strahl 2 senkrecht und einen Strahl 1 parallel zur ursprünglichen Ausbreitungsrichtung aufspaltet. Beide treffen nach je einem Weg  $s_i$   $i \in \{1, 2\}$  auf einen planen Spiegel, der sie zurück zum halbdurchlässigen reflektiert. Dort bilden sie ein Interferenzmuster für einen Betrachter in  $O$ . Der Spiegel  $M_2$  ist beweglich.

Aus Sicht des Beobachters verhält sich das Geschehen *flach* - er bemerkt die rechtwinklige Spiegelung nicht. Beide Strahlen kommen von  $S$ , legen einen unterschiedlichen Weg zurück und treffen dann unter einem Winkel  $\theta$  auf die Spiegel  $M_i$  (um korrekt zu sein, auf die Abbilder der Spiegel auf  $M$ ), wobei sie nach dem Reflexionsgesetz in Richtung eines Schnittpunktes<sup>1</sup>  $P$  gestreut werden. Der Abstand beider Spiegel ist  $\Delta s$ .

Wenden wir hier ein paar geometrische Überlegungen an, so erhalten wir einen Wegunterschied beider Strahlen  $\Delta = 2\Delta s \cdot \cos \theta$  bzw.  $\Delta = 2 \cdot (\Delta s + d) \cdot \tan(i) \cos(\theta) \approx 2 \cdot (\Delta s + d \cdot i) \tan(i) \cos(\theta)$  (für kleine Inklinationen  $i$ ).

Durch den Wegunterschied  $\Delta s$  ergibt sich bei kohärentem, monochromatischem Licht der Wellenlänge  $\lambda$  eine Phasendifferenz von  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s^2$ . Damit können wir das Interferometer bereits zur Wellenlängenmessung einsetzen. Da Interferenzmaxima nur bei ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge auftreten und der Strahl zweimal die Wegdifferenz zurücklegen muss, kann nun einfach der Spiegel  $M_2$  verschoben werden und es gilt für die Anzahl an Maxima  $n$  während der Verschiebung:

$$n = \lambda \frac{\Delta s}{2}. \quad (1)$$

Theoretisch müssten aufgrund der Rotationssymmetrie konzentrische Kreise zu sehen sein. Diese sind aber nur bei exakt ausgerichteten Bauteilen zu erwarten.

### 2.1.1 Polychromatisches Licht und Fouriertransformation

Licht jeder Wellenlänge erzeugt ein typisches Interferenzmuster. Sind nun mehrere Wellenlängen beteiligt, so addieren sich die Muster. Haben beide Spiegel einen exakt gleichen Abstand, so ist die Intensität am größten, da es bei allen Wellenlänge konstruktive Interferenz gibt. Führt man den Spiegel nun aber weiter, so ergibt sich im Detektor kein periodisches Signal (aufgrund der konzentrischen Kreise) mehr. Stattdessen erhält man ein *Interferogramm*  $I(d)$ , welches die Intensität gegen die Spiegelposition aufträgt. Führt man nun eine Fouriertransformation aus, so zerlegt man das Bild in einzelne Wellenfunktionen verschiedener Frequenzen. Man erhält also den Intensitätsbeitrag jeder einzelnen Wellenlänge. Das *Spektrum*, die Intensitätsverteilung gegen die Wellenlänge, ist also gerade die Fouriertransformierte des Interferogramms.

## 2.2 Lichtquellen

Das Interferometer kann somit als Hilfsmittel zur Analyse verschiedener Lichtquellen verwendet werden. In diesem Versuch werden die in diesem Abschnitt theoretisch besprochenen verwendet.

### 2.2.1 Laser

Wir setzen einen Helium-Neon-Laser ein. Dieser wurde bereits ausführlich im Anfängerpraktikum Protokoll 26 - Beugung und Interferenz von Laserlicht ausführlich besprochen, daher hier nur die wichtigsten Ergebnisse: Aufgrund der Lichtenstehung

<sup>1</sup>sind  $M_i$  exakt parallel, so liegt  $P$  bei  $P = \infty$

<sup>2</sup>Wobei  $2d = m\lambda$  die destruktive Interferenzbedingung wiedergibt - durch die verschiedenen Reflektionen, einmal innen und einmal außen, gibt es eine Phasenverschiebung um  $\pi$

und des linearen Resonators, ist es sehr kohärent, monochromatisch und hat eine hohe Intensität. Durch den Laserresonator wird Licht der typischen Wellenlänge  $\lambda = 632.8\text{nm}$  aus den induzierten Emissionen ausgewählt. Nun ist die Resonatorbedingung aber

$$L = n \cdot \frac{\lambda}{2}.$$

Hierbei ist  $n$  eine natürliche Zahl. Zwischen zwei möglichen Moden gibt es folglich den Frequenzunterschied

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}, \quad (2)$$

der vor allem bei großen Resonatoren kleiner als eine typische Linienbreite ist. Für einen kurzen Aufbau, wie er auch in diesem Versuch verwendet wurde, können dagegen mehrere Wellenlängen, z.B. durch Dopplerverschiebungen im Neon, zum Laserlicht beitragen. Dies führt dann, im Falle von zwei Moden, zu einer Schwebung im Interferogramm. Die Linien ergeben aber keinesfalls einen Delta-Peak, sondern sind leicht verwaschen. Einer der Gründe ist der Dopplereffekt, da sich die Atome natürlich vor und zurückbewegen. Außerdem können elektrische Felder (z.B. von Nachbaratomen) die Energieniveaus verschieben.

### 2.2.2 Natriumdampflampe

Sie werden oft in Straßenlaternen eingesetzt und zeichnen sich durch ein helles, leicht gelbes Licht sowie einen guten Wirkungsgrad aus. Der Nachteil ist eine recht lange Anlaufzeit, gegenüber einer konventionellen Glühlampe. Sie funktioniert im Prinzip ähnlich zum Laser, nur dass hier spontane, nicht induzierte Emission vorliegt. Das Spektrum von Natrium wird im wesentlichen durch die gelbe D-Doppellinie bestimmt, die sich durch den Übergang vom  $3p$  in den  $3s$ -Zustand ergibt. Die kleine Aufspaltung von  $589.6\text{nm}$  zu  $589.0\text{nm}$  dieses Übergangs wurde erst recht spät entdeckt. Sie resultiert aus der Spin-Bahn-Kopplung.

Analytisch kann Natrium als Alkalimetall mit einem *Valenzelektron* analog zum Wasserstoff beschrieben werden, sofern man ein *effektives* Potential einführt, welches die Veränderung durch die abgeschirmten inneren Elektronenschalen, beschreibt. Damit folgt für die Energieniveaus:

$$E_{n,l} = -R_{y'} \cdot \frac{1}{(n - \Delta(n,l))^2} \quad \text{wobei } R_{y'} = \frac{m_e c^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{m_e}{M_{Na}}} \quad (3)$$

Das  $\Delta$  gibt die Korrektur gegenüber dem Wasserstoff an. Für Natrium erhalten wir  $\Delta(3,0)=1.373$  und  $\Delta(3,1) = 0.833$ .  $R_{y'}$  ist die RYDBERG-Konstante des Natriums.

### 2.2.3 Halogenlampe

Diese ist aufgebaut wie eine *normale* Glühlampe mit einem stromdurchflossenen Wolframdraht in einem Glaskolben. Hier ist er aber mit einem Gas (meist Halogene) gefüllt, damit sich verdampfendes Wolfram nicht an den Glaswänden absetzt, sondern zu einem Halogenid verbindet. An der sehr heißen Glühwendel zersetzt es sich wieder und beugt so dem Durchbrennen vor. Damit das Prinzip funktioniert, muss die Lampe möglichst klein sein und bei einer sehr viel höheren Temperatur als Glühlampen betrieben werden. Der Vorteil ist eine längere Lebensdauer bei gleichzeitig etwas besserer Lichtausbeute und ein helles, weißes Licht.

Analytisch beschreiben lässt sich das Spektrum der Halogenlampe am ehesten als PLANCK'scher Hohlraumstrahler, also thermischer Strahler. Damit kann für einen Körper der Temperatur  $T$  angegeben werden, mit welcher Intensität er bei welcher Wellenlänge strahlt:

$$I(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T} - 1} \quad (4)$$

Die Isotermen in einem  $I - \lambda$  Diagramm sind asymmetrisch um ein recht deutliches Maximum (vor allem bei hohen Temperaturen). Die Lage des Maximums ist durch den WIENSchen Verschiebungssatz beschrieben:

$$\lambda_{max} \cdot T = const. = 2897.8 \mu m K \quad (5)$$

#### 2.2.4 Leuchtdioden

Leuchtdioden (*LED*, "light emitting diodes") sind elektronische Halbleiterbausteine sehr ähnlich zu *normalen* Dioden. Fließt ein Strom in Durchlassrichtung, so wird Licht in einer materialspezifischen Wellenlänge ausgesandt. Das Phänomen beruht auf der Bandlücke, die im Übergangsbereich von n- und p-Halbleitern entsteht. Durch eine externe Spannung können Elektronen im Übergangsbereich aus dem Valenz- in das Leitungsband übergehen. In einigen Stoffen geschieht dies unter Aussendung eines Photons der Wellenlänge:

$$\lambda = \frac{hc}{E},$$

wobei  $E$  den Bandabstand bezeichnet.

Ähnlich wie Laser haben LEDs einen sehr engen, fast monochromatischen, Spektralbereich. Durch Dotierung ist es möglich die Bandlücke etwas anzupassen und damit alle gewünschten Farben zu kreieren. Möchte man dagegen weißes Licht erzeugen, so kann einerseits das von Leuchtstoffröhren bekannte Prinzip mit dem phosphorierenden Farbstoff über einer blauen bis ultravioletten Lampe verwendet werden. Üblicher ist heute eher die additive Mischung aus Rot, Grün und Blau, wodurch *das* Weiß sogar angepasst werden kann.

## 3 Aufbau und Durchführung

Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 1 gezeigt. In unserem Versuch ist es darüber hinaus möglich, die Ausrichtung des Spiegels  $M_2$  gegenüber den anderen mittels zweier Schneckentriebe anzupassen. Die lineare Bewegung von  $M_2$  wird mit einem Getriebemotor und einem Schneckentrieb realisiert. Es gibt verschiedene Gänge zwischen 10 mm/min und 0.01 mm/min. Außerdem kann eine Aufweitungslinse in den Strahlengang (vor Spiegel  $M$ ) gebracht und das Aufweitungsobjektiv direkt hinter der Lichtquelle verändert werden.

Die Aufnahme der Intensität geschieht mit einem Phototransistor *BPY 62* der Firma Siemens. Dieser hat einen typischen Sensitivitätsbereich zwischen 600nm und 1100nm, also im sichtbaren Bereich. Sein Signal wird mittels einer Elektronik (siehe Abb. 2) verstärkt. Der Verstärker besitzt zwei Stufen, eine für den Laser und eine mit größerer Verstärkung für die Lampen. In einigen Messungen wird zusätzlich ein Tiefpass verwendet. Die Auswertung des Signals erfolgt je nach Versuchsteil mit

einem Digitaloszilloskop oder einem A/D-Konverter samt angeschlossenem Computer. Auf diesem läuft das Capture-Programm `kOszi` sowie das FFT-Programm `fourier`. Die Blende vor dem Transistor ist einstellbar. Im Folgenden werden *Phototransistor* und *Photodiode* äquivalent verwendet.

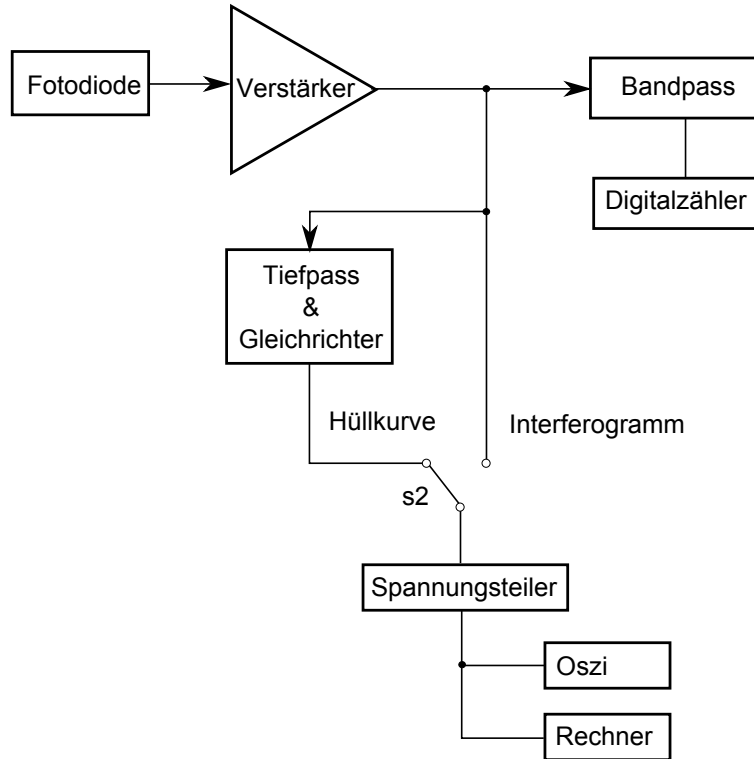


Abbildung 2: Blockschaltbild der Verstärkerschaltung

### 3.1 Justierung

Im ersten Schritt wird das Interferometer justiert. Hierzu verwenden wir folgende Einstellungen:

- Aufweitungsobjektiv 40:1
- Kollimatorlinse

Bei langsamem Spiegelvorschub, bewegen sich die Interferenzringe langsam nach außen. Für die Nullstellung des Interferometers wird der Spiegel so justiert, dass die Interferenzstreifen etwas breiter als die kleinste Blendenöffnung ist. Nun wird die Diode in ein Minimum verschoben.

### 3.2 Messung der Wellenlänge des Lasers

- Aufweitungsobjektiv 40:1
- Kollimatorlinse

- Verstärkung "Laser"
- Schalter s2 in Stellung Hüllkurve

Durch Auszählen der Interferenzstreifen mit dem Digitalzähler längs eines bekannten Spiegelvorschubs messen wir die Wellenlänge des roten Laserlichtes. Wir beginnen bei Position  $x = 1$  cm und messen dann den Spiegelvorschub für ca. 30.000 Streifen mit einer Vorschubgeschwindigkeit von 10 mm/min. Die Messung wird mehrmals wiederholt. Der Tiefpass ist nötig, damit die Zählelektronik nur die gewünschten Maxima zählt. Andernfalls könnten Erschütterungen o.ä. für Fehler sorgen.

### 3.3 Messung der Hüllkurve des Laser-Interferogramms

- Aufweitungsobjektiv 40:1
- Kollimatorlinse
- Verstärkung "Laser"
- Schalter s2 in Stellung Interferogramm

Für diese Messung sollte der Laser schon einige Zeit (ca. 90 Min.) in Betrieb gewesen sein und sich im thermischen Gleichgewicht befinden. Das Interferometer wird in die Nullstellung  $d = 0$  gefahren und der Spiegel erneut justiert. Wir wählen die Vorschubgeschwindigkeit 10 mm/min. Bei laufendem Motor wird mit dem Digitaloszilloskop die Amplitude des oszillierenden Signals bestimmt. Vor jeder Ablesung können wir bei laufendem Motor die Amplitude durch vorsichtiges Justieren des Spiegels maximieren. Dies ist nötig, da der Fahrweg des Spiegels nicht perfekt ist.

Für den Bereich von  $d = 1$  cm bis 20 cm in Abständen von 1 cm wird die Amplitude des Signals zwei mal gemessen.

### 3.4 Messung der Doppellinie der Natriumdampflampe

- Kein Aufweitungsobjektiv
- Keine Kollimatorlinse
- Verstärkung "Spektrallampe"
- Schalter s2 in Stellung Hüllkurve

Wegen der geringeren Intensität der Na-Lampe wählen wir die größte Blende vor dem Phototransistor. Objektiv und Kollimatorlinse werden nicht benötigt! In der Nullstellung des Interferometers ( $d = 0$ ) wird der Strahlengang justiert, und der Phototransistor an den Ort maximaler Signalamplitude gebracht. Aus dieser Stellung zunächst etwas zurückfahren und anschließend etwa nach vorn, um den toten Gang zu überwinden.

Ausgehend von dieser Spiegelposition wird zuerst eine Testmessung durchgeführt. Für 0.5 mm/min, einem Messintervall von 2 Sekunden und etwa 1000 Messschritte (samples) werden die ersten Maxima der Hüllkurve mit dem Programm `k0szi` aufgenommen. Sind die Maxima ausreichend ausgeprägt, kann die eigentliche Messung beginnen. Ansonsten muss nachjustiert bzw. die Messelektronik überprüft werden. Motor bis zur Position bei  $x = 2$  mm fahren. Danach mit 0.5 mm/min auf ca.  $x = 2.2$  mm zurückfahren, um den toten Gang zu überwinden. Von dieser Position aus mit folgenden Einstellungen die Hüllkurve des Interferogramms mit KOSZI messen:

Vorschub [mm/min]	Messintervall [ $\mu$ s]	x-Bereich um d=0 [mm]	Zahl der Messschritte
0.5	100 000	$\pm 4.1$ mm	10 000

Das aufgenommene Spektrum wird gespeichert und die Fouriertransformationen erzeugt. Anschließend wird in der Schalterstellung s2 Interferogramm für den Bereich [- 0.2 mm, + 0.2 mm] um die Nullstellung mit Vorschub 0.5 mm/min nur das Interferogramm einer Schwebung aufgenommen. Dazu wählen wir folgende Einstellungen

- Kein Aufweitungsobjektiv
- Keine Kollimatorlinse
- Verstärkung "Spektrallampe"
- Schalter s2 in Stellung Interferogramm

Vorschub [mm/min]	Messintervall [ $\mu$ s]	x-Bereich um d=0 [mm]	Zahl der Messschritte
0.5	500	$\pm 0.208$ mm	100 000

Das aufgenommene Spektrum wird gespeichert und die Fouriertransformationen erzeugt. Aus dieser Messung kann die mittlere Frequenz der Na D-Linie und damit die mittlere Wellenlänge bestimmt werden.

### 3.5 Messung der spektralen Verteilung der Halogenlampe

- Kein Aufweitungsobjektiv
- Keine Kollimatorlinse
- Verstärkung "Spektrallampe"
- Schalter s2 in Stellung Interferogramm

Der Transformator vor der Halogenlampe wird auf maximale Spannung geregelt. Das Interferometer wird in Nullstellung gebracht. Die exakte Nullstellung des Interferometers wird nun genau abgeglichen. Dazu wird der Antriebsriemen entfernt, und sehr vorsichtig von Hand im Bereich [- 0.01mm, + 0.01mm] die genaue Nullstellung gesucht. Nahe der Nullstellung treten farbige Interferenzerscheinungen auf, die bei der exakten Nullstellung in ein schwarzes Minimum übergehen. Diese exakte Nullstellung wird notiert und der Spiegel nochmals justiert. Der Riemen wird wieder aufgesetzt, die exakte Nullposition wird eingestellt und der Phototransistor an den Ort maximaler Signalamplitude gebracht.

Das Interferogramm wird mit folgenden Parametern und dem Programm `k0szi` aufgenommen. Wichtig: der tote Gang des Getriebes ist hier beträchtlich und muss vor dem Starten der Messung überwunden werden.

Vorschub [mm/min]	Messintervall [ $\mu$ s]	x-Bereich um d=0 [mm]	Zahl der Messschritte
0.01	10 000	$\pm 0.005$ mm	10 000

Das aufgenommene Spektrum wird gespeichert und die Fouriertransformation durchgeführt. Danach wird die Messung mit der kleinsten Spannung wiederholt.

### 3.6 Messung der spektralen Verteilung der Leuchtdioden

- Kein Aufweitungsobjektiv
- Kollimatorlinse
- Verstärkung "Spektrallampe"
- Schalter s2 in Stellung Interferogramm

Zu diesem Versuchsteil stehen verschiedene Leuchtdioden in den Farben Rot, Gelb, Orange, Grün, Blau und Weiß zur Verfügung. Nachdem das Interferometer mit dem HeNe-Laser justiert wurde, werden die Leuchtdioden als Lichtquelle eingesetzt. Das Interferometer wird in Nullstellung gebracht.

Im Bereich von  $\pm 0.01$  mm um die Nullstellung wird jeweils das Interferogramm für die Leuchtdioden mit dem Programm `k0szi` aufgenommen. Die Einstellungen dazu sind:

Vorschub [mm/min]	Messintervall [ $\mu$ s]	x-Bereich um d=0 [mm]	Zahl der Messschritte
0.01	5 000	$\pm 0.02$ mm	50 000

Die aufgenommenen Spektren werden gespeichert und die Fouriertransformationen durchgeführt.

## 4 Auswertung und Daten

Alle aufgenommenen Daten stehen auf [www.noch-mehr-davon.de/fprak/michelson/daten.tar.gz](http://www.noch-mehr-davon.de/fprak/michelson/daten.tar.gz) zum Download zur Verfügung.

### 4.1 Laser

#### 4.1.1 Wellenlänge des Lasers

Aus der ersten Messung kann leicht via Gl. 1 die Wellenlänge bestimmt werden. Die Einzelergebnisse sind in Tab. 1 notiert. Als gewichtetes Mittel ergibt sich

$$\begin{aligned}\lambda &= 633(2)nm \\ \lambda_{it} &= 632.8nm\end{aligned}$$

was recht nahe am Literaturwert liegt. Der Fehler resultiert aus dem Messfehler der Längenmessungen  $\sigma_x = 2nm$  und der Fehlerfortpflanzung.

#### 4.1.2 Bestimmung des Modenabstandes und der Resonatorlänge

Die Messung der Hüllkurve des Laser ergab 2 Messreihen, die in Abb. 3 aufgetragen sind. Sie wurden gegen einen Kosinus

$$U = A \cos(k \cdot x + C) + D$$

gefittet, was zu folgenden Kreisfrequenzen führte:

$$\begin{aligned} k_1 &= 0.13(3)cm^{-1} \\ k_2 &= 0.16(2)cm^{-1} \\ \Rightarrow k &= 0.15(2)cm^{-1} \end{aligned}$$

Der Fehler resultiert aus dem  $\chi^2$ -Fit von `gnuplot`.  $k$  ist das gewichtete Mittel.

Nun nehmen wir an, dass die Hüllkurve die einer Schwebung aus zwei Frequenzen ist. Diese sollten, wie im Theorieteil besprochen, zwei benachbarte Moden sein. Über die allgemeine Formel der Schwebung:

$$y_S = 2\hat{y} \sin\left(2\pi \frac{\nu_1 + \nu_2}{2} t\right) \cdot \cos\left(2\pi \frac{\nu_1 - \nu_2}{2} t\right)$$

ergibt sich für die Hüllkurve als Frequenz gerade die Differenz beider Einzelfrequenzen. Folglich können wir unser Ergebnis direkt in Gl. 2 einsetzen und erhalten die Länge des Resonators:

$$L = \frac{c}{2\Delta\nu} = \frac{2\pi c}{2k\phi} = 21(2)cm$$

## 4.2 Natriumdampflampe

### 4.2.1 Bestimmung der mittleren Wellenlänge der Doppellinie

Die Fouriertransformierte der Interferogrammmessung (die 2. aus Abs. 3.4) ist in Abb. 4 aufgetragen. Das Maximum liegt bei

$$\bar{\nu} = 5,03 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$$

was einer Wellenlänge von

$$\bar{\lambda}_{Na} = \frac{c}{\nu} = 596 \text{ nm}$$

entspricht. Wieder mit der Annahme der Schwebung, haben wir diesmal den hochfrequenten Bereich vermessen, der dem Mittelwert beider Frequenzen entspricht.

Das können wir nun also mit dem theoretischen Wert vergleichen, der sich aus Gl. 3 mit  $(n, l) = (3, 0)$  und  $(3, 1)$  ergibt:

$$\bar{\lambda}_{Na_{theo}} = 589.306 \text{ nm}$$

Unser Messwert ist ohne Fehler angegeben, da wir den genauen Algorithmus des FFT-Programmes auf dem Praktikumsrechner nicht kennen und somit keinerlei Fehlerfortpflanzung berechnen können. Dies gilt auch für alle kommenden, fouriertransformierten Werte.

### 4.2.2 Abstandsbestimmung der Doppellinie

Aus der Hüllkurvenmessung der Natriumdampflampe erhalten wir den niederfrequenten Anteil, also den Frequenzabstand. Aus dem Diagramm der Fouriertransformierten (Abb. 5) lesen wir das Maximum bei

$$\nu = 0,0050 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$$

also

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\nu^2} \Delta\nu = 5,92 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

ab.

Der theoretisch berechnete Wert ist:

$$\Delta\lambda_{theo} = 0.5967 \text{ nm}$$

Die Halbwertsbreiten der beiden Linien sind:

$$\begin{aligned} \Delta\nu_1 &= 0,25 \cdot 10^{10} \text{ Hz} \Rightarrow \Delta\lambda_1 = 2,965 \cdot 10^{-12} \text{ m} \\ \Delta\nu_2 &= 9,03 \cdot 10^{10} \text{ Hz} \Rightarrow \Delta\lambda_2 = 1,069 \cdot 10^{-10} \text{ m} \end{aligned}$$

### 4.2.3 Intensität der Doppelinie

Nun nehmen wir an, beide Spektrallinien hätten eine stark abweichende Intensität, dann könnten wir sie folgendermaßen beschreiben:

$$\begin{aligned} D_1 &= A \cos(2\pi\nu_1 t) \\ D_2 &= B \cos(2\pi\nu_2 t) \end{aligned}$$

mit den Intensitäten  $A$  und  $B$ . Als Überlagerung ergäbe sich:

$$\begin{aligned} D_1 + D_2 &= (A - B) \cos(2\pi\nu_1 t) + B(\cos(2\pi\nu_1 t) + \cos(2\pi\nu_2 t)) \\ &= \underbrace{(A - B) \cos(2\pi\nu_1 t)}_{\text{Additiver Term}} + \underbrace{2B \sin\left(2\pi \frac{\nu_1 + \nu_2}{2} t\right) \cos\left(2\pi \frac{\nu_1 - \nu_2}{2} t\right)}_{\text{Einfache Schwebung}} \end{aligned}$$

Wir würden also einen additiven Term erhalten, der gerade der Differenz beider Intensitäten entspräche. In der Kurve des Interferogramms (Abb. 6) ist solch ein Effekt aber nicht zu sehen. Folglich ist davon auszugehen, dass beiden Intensitäten etwa die gleiche Größenordnung haben, also

$$A \approx B.$$

### 4.2.4 Kohärenzlänge

Betrachten wir die Aufnahme der Intensität gegen die Zeit bei der Hüllkurvenmessung (Abb. 6), so können wir aufgrund der konstanten Geschwindigkeit jedem Zeitpunkt direkt eine Position zuordnen.

Nun können wir der Abbildung eine Interferenzbreite von  $4,5 \cdot 10^2 \text{ s}$ , also eine Kohärenzlänge von

$$s = 2 \cdot v \cdot t = 2 \cdot 0,5 \text{ mm/min} \cdot 3,5 \cdot 10^2 \text{ s} = 5,8 \text{ mm}$$

entnehmen. Wir verwenden die Breite zwischen einem Abfall auf ca.  $1/10$ .

### 4.3 Halogenlampe

#### 4.3.1 Vergleich der Frequenzspektren

In Abb. 7 sind die beiden aufgenommenen Interferogramme der Halogenlampe zu sehen. Aufgrund der höheren Temperatur bei 12V ist das Spektrum, wie zu erwarten, etwas zu höheren Frequenzen verschoben. Die Kurven wurden für eine bessere Vergleichbarkeit mit dem jeweiligen Maximalwert normiert.

In Abb. 8 haben wir die Halogenlampe bei 3V gegen ein Schwarzkörperspektrum gefittet. Es ist deutlich zu sehen, dass im Infraroten sehr viele Werte fehlen. Dies erklärt sich mit der bereits angesprochenen Infrarotblindheit der verwendeten Photodiode.

Betrachten wir das Maximum bei 3V, so finden wir es bei

$$\lambda_{max} = \frac{c}{\nu_{max}} = \frac{c}{3,25 \cdot 10^{14} \text{ Hz}} = 901.63 \text{ nm}$$

Dies entspräche nach dem WIENSchen Verschiebungssatz Gl. 5 einer Temperatur von 3213K. Die Situation ist in Abb. 9 gezeigt. Auch das stellt eine Möglichkeit dar, würde aber bedeuten, dass die Photodiode auch im ultravioletten Bereich ab ca. 700nm blind wäre, was durchaus dem Datenblatt (siehe Abb. 11) entspricht. Aufgrund dieser großen Unsicherheit erscheint es unsinnig die Prozedur für die 12V Messung zu wiederholen - der ermittelte Temperaturunterschied wäre ohne Aussage.

#### 4.3.2 Kohärenzlänge

Diese können wir vollkommen analog zur Natriumdampfampe aus Abb. 10 ablesen:

$$\begin{aligned} \Delta t &= 13s \\ \Rightarrow s &\approx 4\mu m \end{aligned}$$

Das Licht ist also praktisch nicht kohärent.

### 4.4 Leuchtdioden

#### 4.4.1 Wellenlänge und Kohärenz

In der folgenden Tabelle sind die wie zuvor ermittelten Kohärenzlängen und die Wellenlänge der größten Intensität für jede der 6 Leuchtdioden notiert:

Farbe	$\nu$ [ $10^{14}$ Hz]	Breite [ $10^{14}$ Hz]	$\lambda$ [nm]	$\lambda_{lit}$ [nm]	$s$ [ $\mu\text{m}$ ]
rot	4.70	1.2	638	640	68
orange	4.27 u. 4.73	je 0.2	703 u. 633	625	49
gelb	4.92	0.6	609	590	47
grün	5.47	0.6	548	568	13
blau	6.65	0.8	450	465	11
weiß	5.19 u. 6.31	je 1	578 u. 475	-	0.5

Die Kohärenzlängen wurden jeweils zwischen 1/10 des Maximums vermessen. Die Literaturwerte sind typische Werte von [www.reichelt.de](http://www.reichelt.de).

Auch LEDs haben ein sehr inkohärentes Licht, wobei die langwelligeren tendenziell etwas besser sind.

#### 4.4.2 Bandlücke der Blauen LED

Wir verwenden die ermittelte Wellenlänge, um die typische Energie eines Photons der blauen LED zu berechnen und setzen dies in die im Skript gegebenen Formeln ein:

$$\begin{aligned}
 E &= \frac{hc}{\lambda} = \frac{hc}{450} = 2.755eV \\
 E_{theo} &= (1.02 \cdot x^2 - 2.63 \cdot x + 3.5)eV \\
 E_{exp} &= (2.39 \cdot x^2 - 3.924 \cdot x + 3.42)eV
 \end{aligned}$$

Damit erhalten wir

	Theoretisch	Experimentell
Indium	0.32	0.19
Gallium	0.78	0.81

## 5 Einordnung der Ergebnisse

### 5.1 Laser

Die Ergebnisse der Lasermessungen sind recht gut, so ist die bestimmte Wellenlänge sehr dicht am Literaturwert und die Länge des Resonators plausibel. Die beiden Hüllkurvenmessungen liefern etwas andere Ergebnisse, was auf leicht veränderte Bedingungen bei der zweiten Messung hindeutet. In der Tat wurde für diese das Interferometer neu justiert.

### 5.2 Natriumdampflampe

Hier weichen die Ergebnisse etwas stärker vom theoretischen Wert ab, liegen aber in der Größenordnung. Leider können wir keinerlei Fehlerrechnung durchführen, was alle erhaltenen Ergebnisse etwas in Frage stellt und eine Diskussion der Qualität der Werte erschwert. Der Abstand der Linien ist ebenfalls sehr nahe am theoretisch erwarteten Wert.

### 5.3 Halogenlampe

Der Fit gegen das Schwarzkörperspektrum förderte deutlich die Problematik eines Phototransistors als Messsonde hervor. Es ist aber erkennbar, dass mit einer besseren Aufnahmemethode die Lampe durchaus in einem großen Frequenzbereich vermessen werden könnte. Ein Versuch die Empfindlichkeit des Transistors einzurechnen brachte keinerlei Verbesserung der Ergebnisse. Insgesamt erscheint die niedrigere Temperatur der Größenordnung 2000 K wahrscheinlicher - schließlich wurde die Leuchte nur bei 3V betrieben. Die sehr kurze Kohärenzlänge war zu erwarten.

## 5.4 LEDs

Während der 2. Peak bei den Frequenzen für die weiße LED zu erwarten war, setzt sich ihr Licht doch aus blau und gelb zusammen, erscheint dies bei der orangenen etwas eigenartig. Einer der Werte liegt aber auch fast im infraroten Bereich, der andere ist eher rot als orange. Das Licht wurde von uns aber auch eher als rot wahrgenommen. Es gibt nun zwei Möglichkeiten. Entweder ist bei der Messung etwas schief gegangen, oder das Material hat 2 typische Wellenlängen, was in Anbetracht der Bändertheorie aber unwahrscheinlich klingt.

Die anderen LEDs zeigen Peaks, die tatsächlich die auch im Versuch sichtbare Farbe widerspiegeln. Die sehr kurze Kohärenz, die eher auf dem Niveau der Halogenlampe liegt, überraschte uns ein wenig, geht aber letztlich aus der Theorie hervor. Im Interferogramm der gelben LED ist ein anfänglicher Abfall zu sehen, der höchstwahrscheinlich aus dem nicht komplett unterdrückten toten Gang rührt. Die wirkt sich aber in keinsten Weise auf die Ergebnisse aus, da zum einen die Kohärenzlänge weiterhin bestimmt werden kann und zum anderen die eingehende zusätzliche Schwingungsmode in einem gänzlich anderen Bereich liegt, als die interessante um 500nm.

Mit den gemessenen Wellenlängen könnte man versuchen das Halbleitermaterial zu raten, was aber schwierig ist, da mit leichten Dotierungsunterschieden recht starke Änderungen zu erzielen sind. Versuchen wir es trotzdem, so könnte rot GaAlAs, orange gleiches, gelb GaAsP und grün GaP oder GaN als Halbleitermaterial besitzen.

Betrachtet man die aus den theoretisch und experimentell gefundenen Formeln berechneten Indiumanteil, so erscheint ein realer Anteil von ca. 1/4 realistisch.

## A Tabellen und Grafiken

$x_0$ [cm]	$x_1$ [cm]	$n$	$\Delta x$ [m]	$\lambda$ [nm]
1.003 20	1.964 20	30364	0.009 61	632.986 43
1.964 20	0.969 25	31427	0.009 95	633.181 66
0.969 25	1.983 70	32027	0.010 14	633.496 74
1.983 70	0.990 90	31349	0.009 93	633.385 43
0.990 90	1.974 90	31066	0.009 84	633.489 99
1.974 90	0.990 90	31068	0.009 84	633.449 21

Tabelle 1: Die Wellenlänge  $\lambda$  des Lasers aus den ersten Messungen

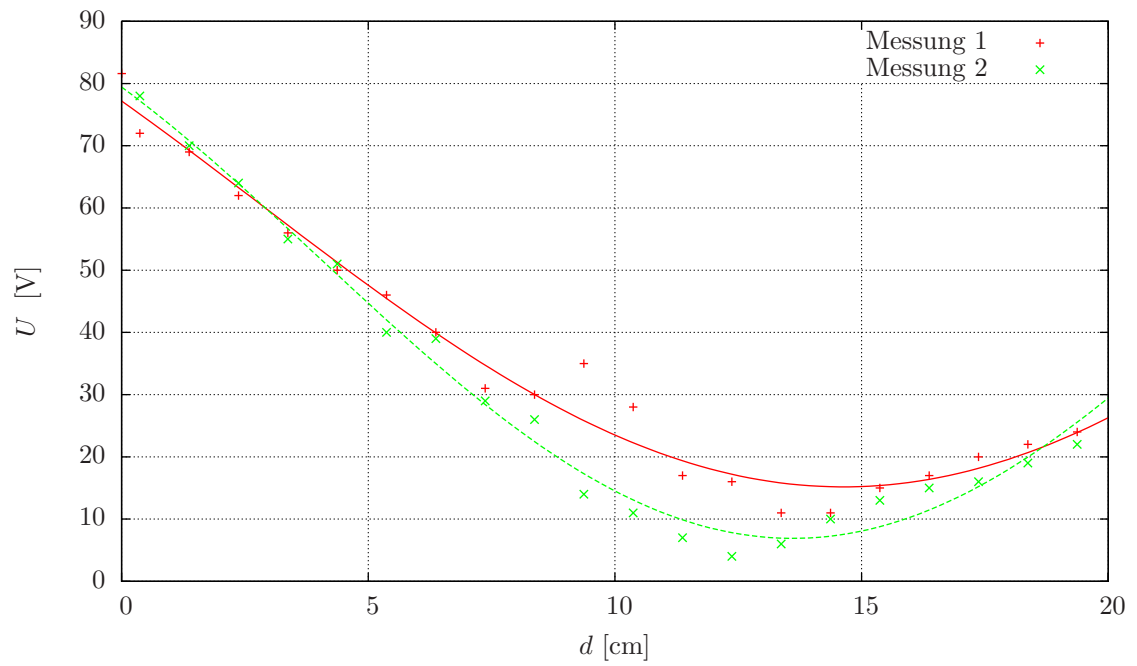


Abbildung 3: Die Spannung an der Photodiode gegen die Position des Spiegels bei der Hüllkurvenmessung des Lasers

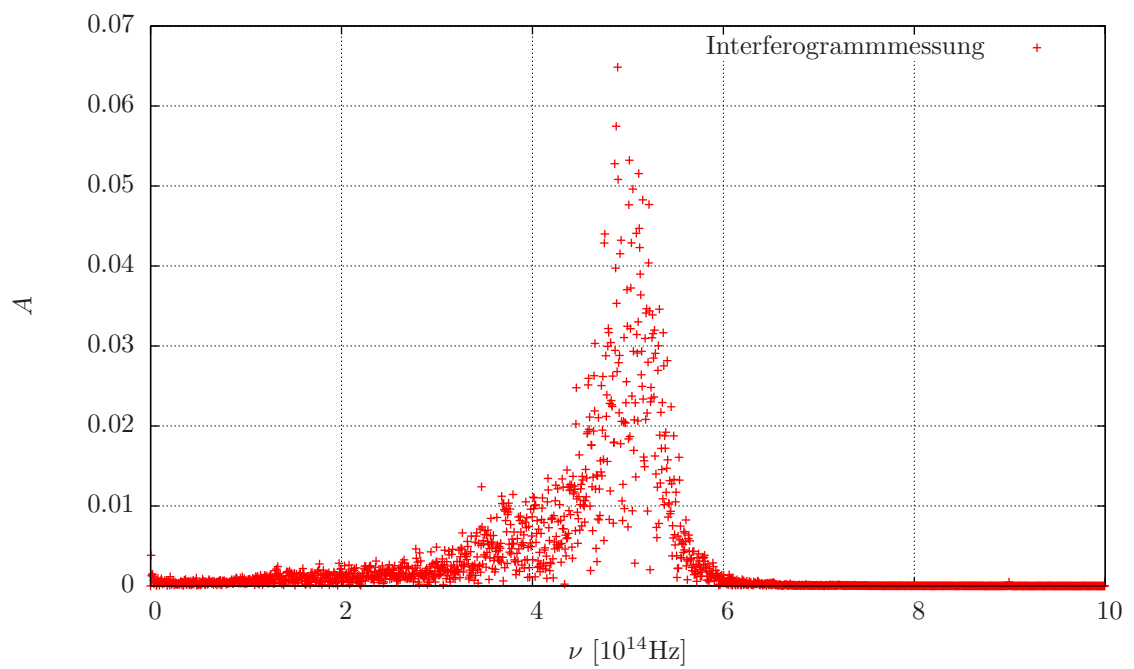


Abbildung 4: Interferogramm der Natriumdoppellinie

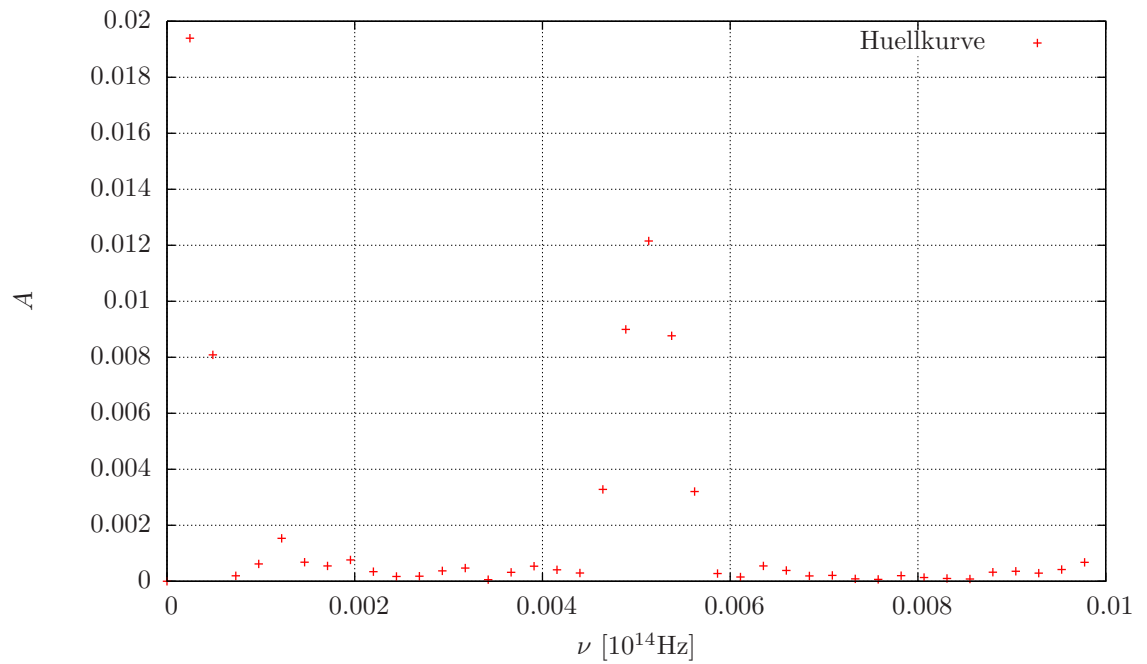


Abbildung 5: Hüllkurve des Natriumdampfampe

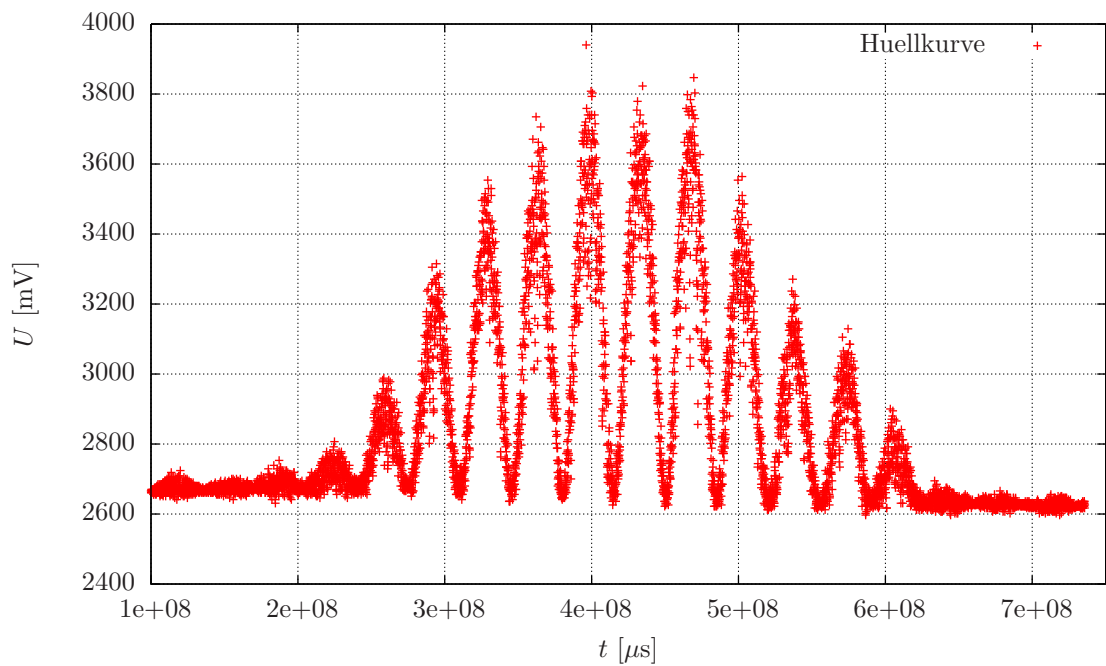


Abbildung 6: Hüllkurvenmessung der Natriumdampfampe im Zeitraum

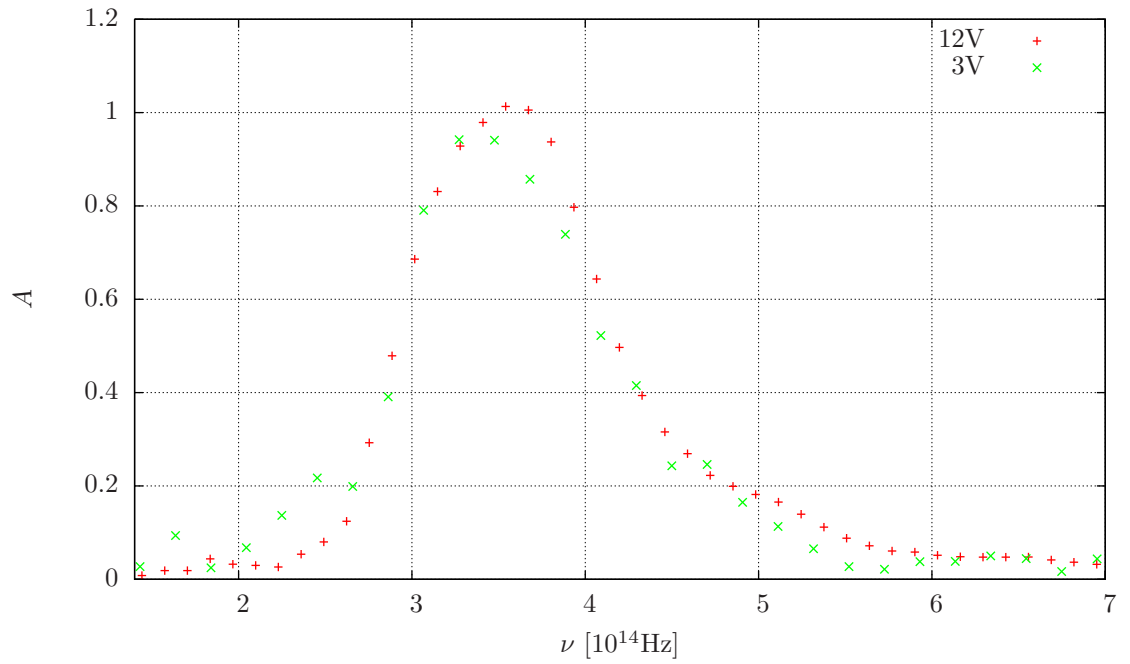


Abbildung 7: Normierte Interferogramme der Halogenlampe

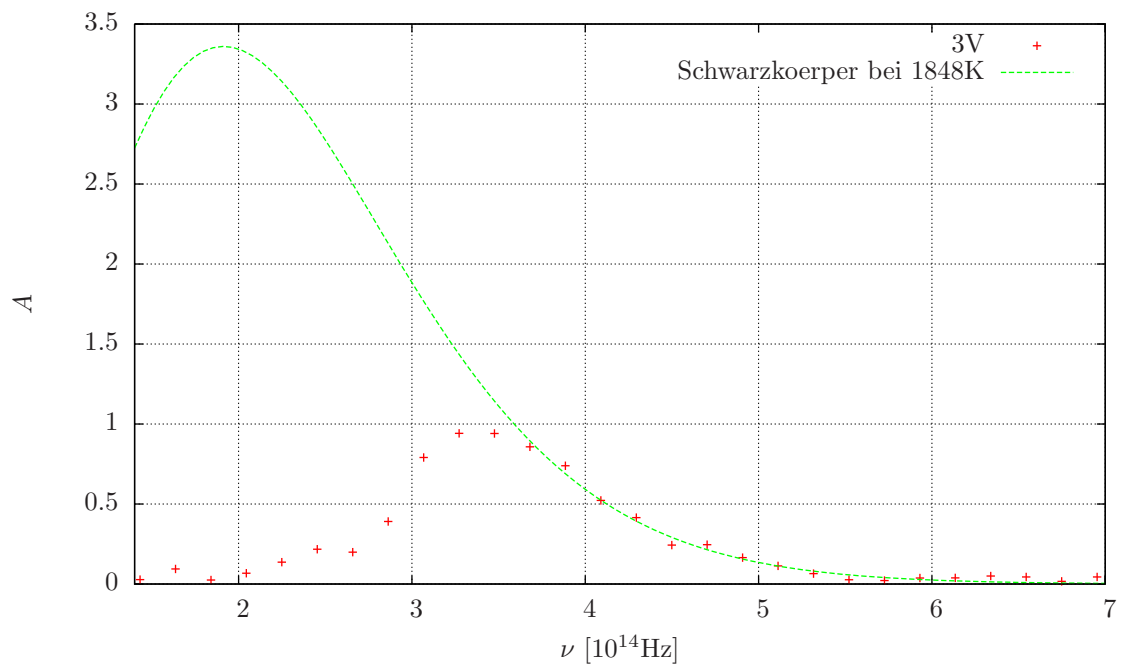


Abbildung 8: Halogenlampe bei 3V zusammen mit einem Schwarzkörperspektrum

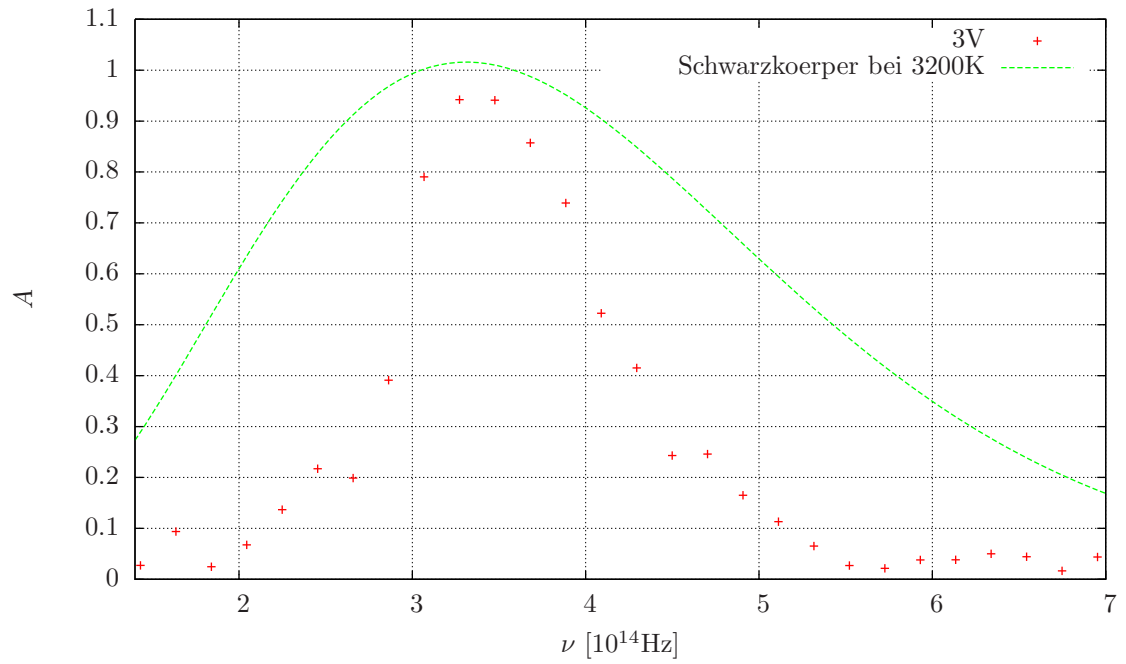


Abbildung 9: Halogenlampe bei 3V zusammen mit einem Schwarzkörperspektrum

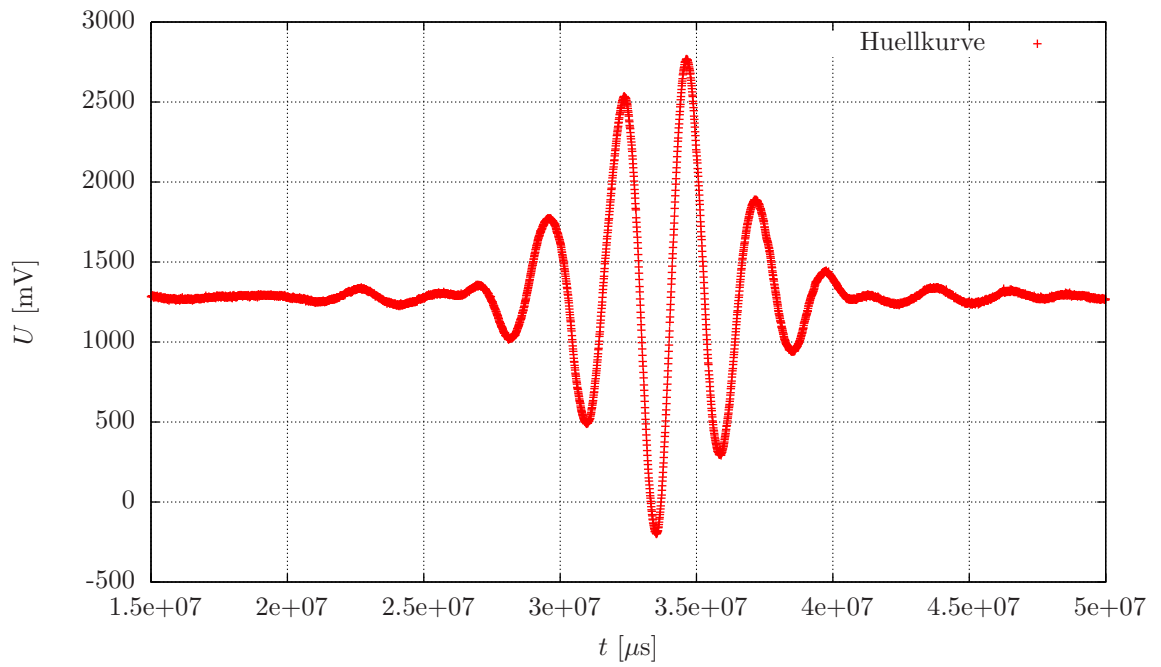


Abbildung 10: Hüllkurve der Halogenlampe im Zeitraum

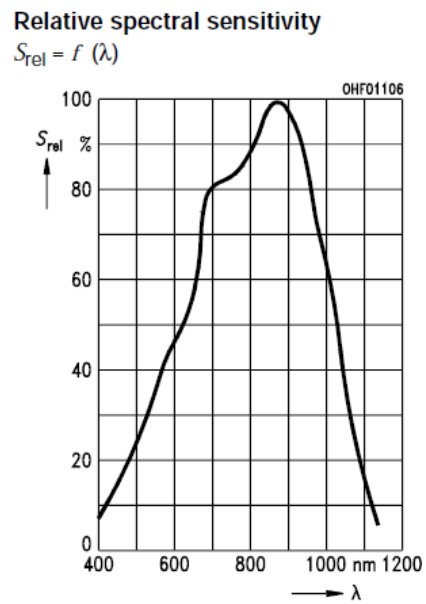


Abbildung 11: Spektrale Sensitivität des verwendeten Phototransistors Siemens BPY 62; aus dem Datenblatt der Firma Siemens

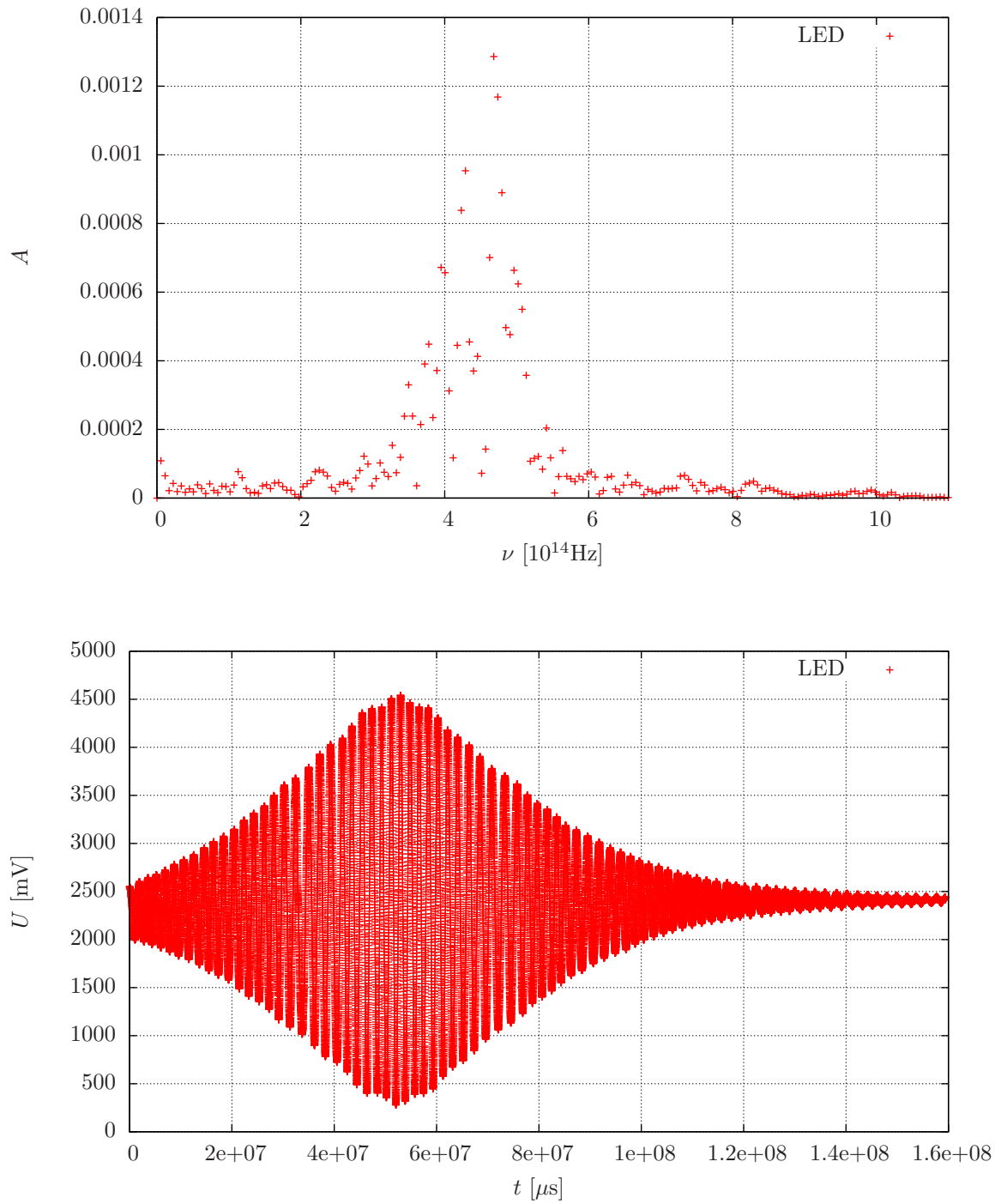


Abbildung 12: Hüllkurve und Interferogramm der roten LED

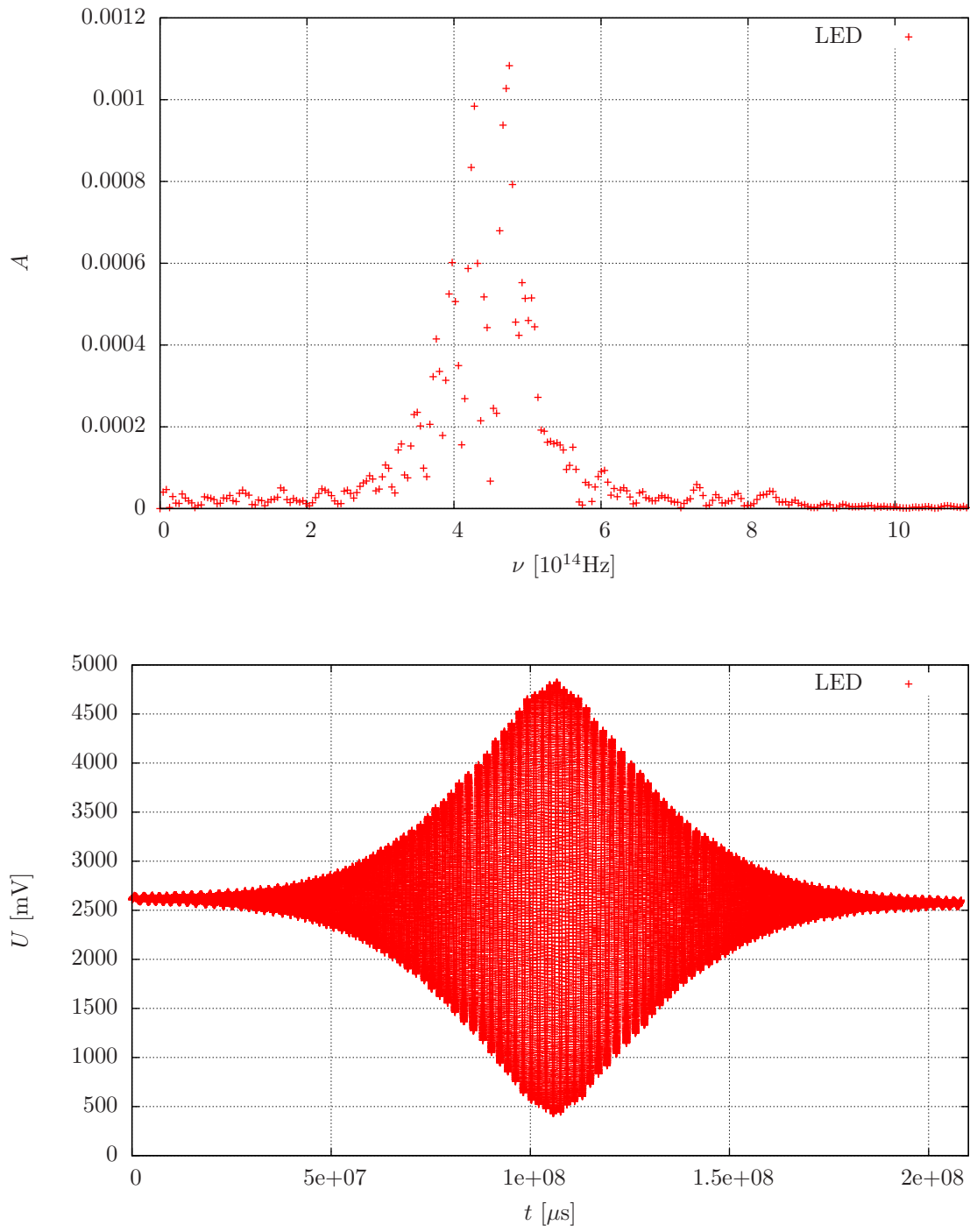


Abbildung 13: Hüllkurve und Interferogramm der orangen LED

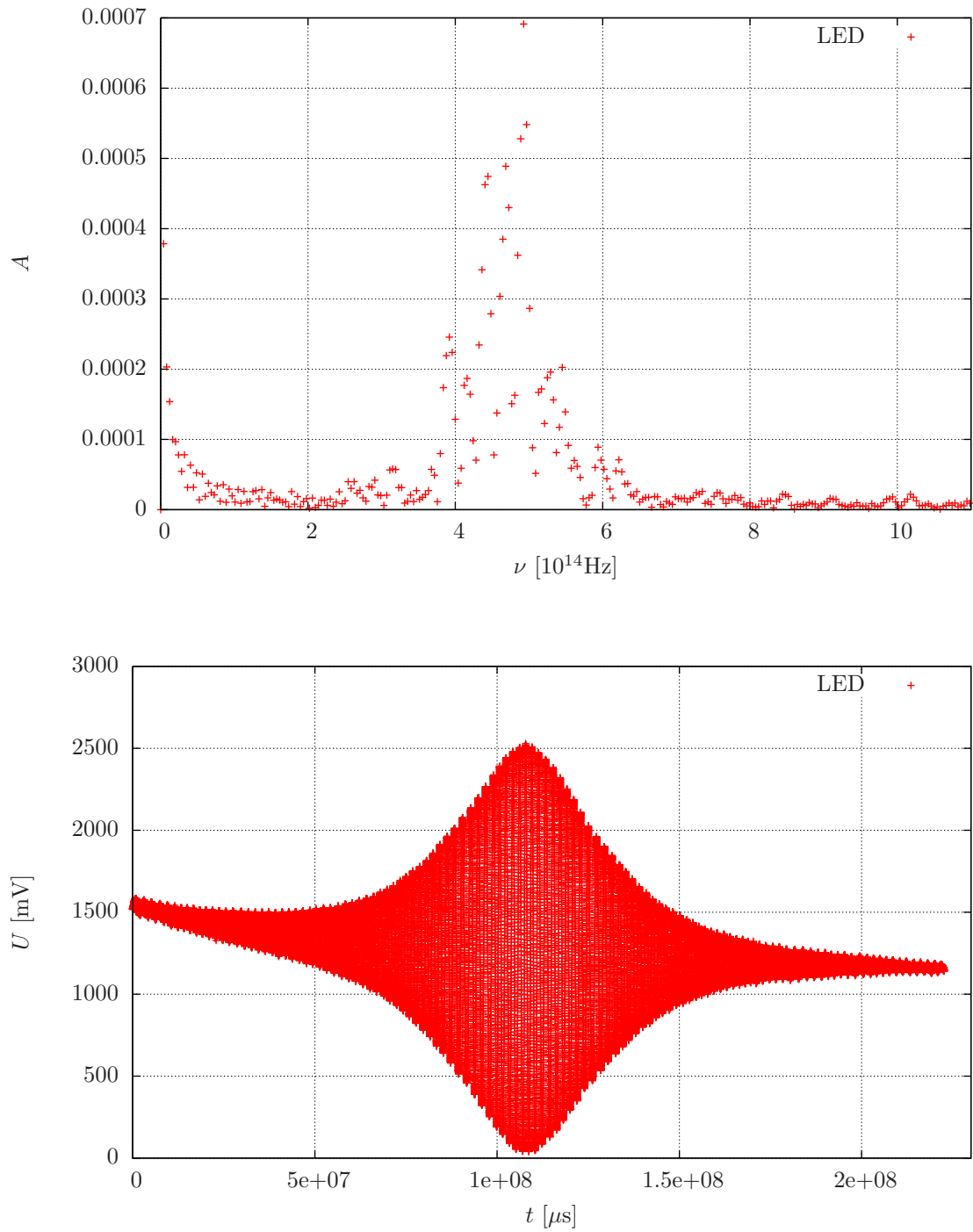


Abbildung 14: Hüllkurve und Interferogramm der gelben LED

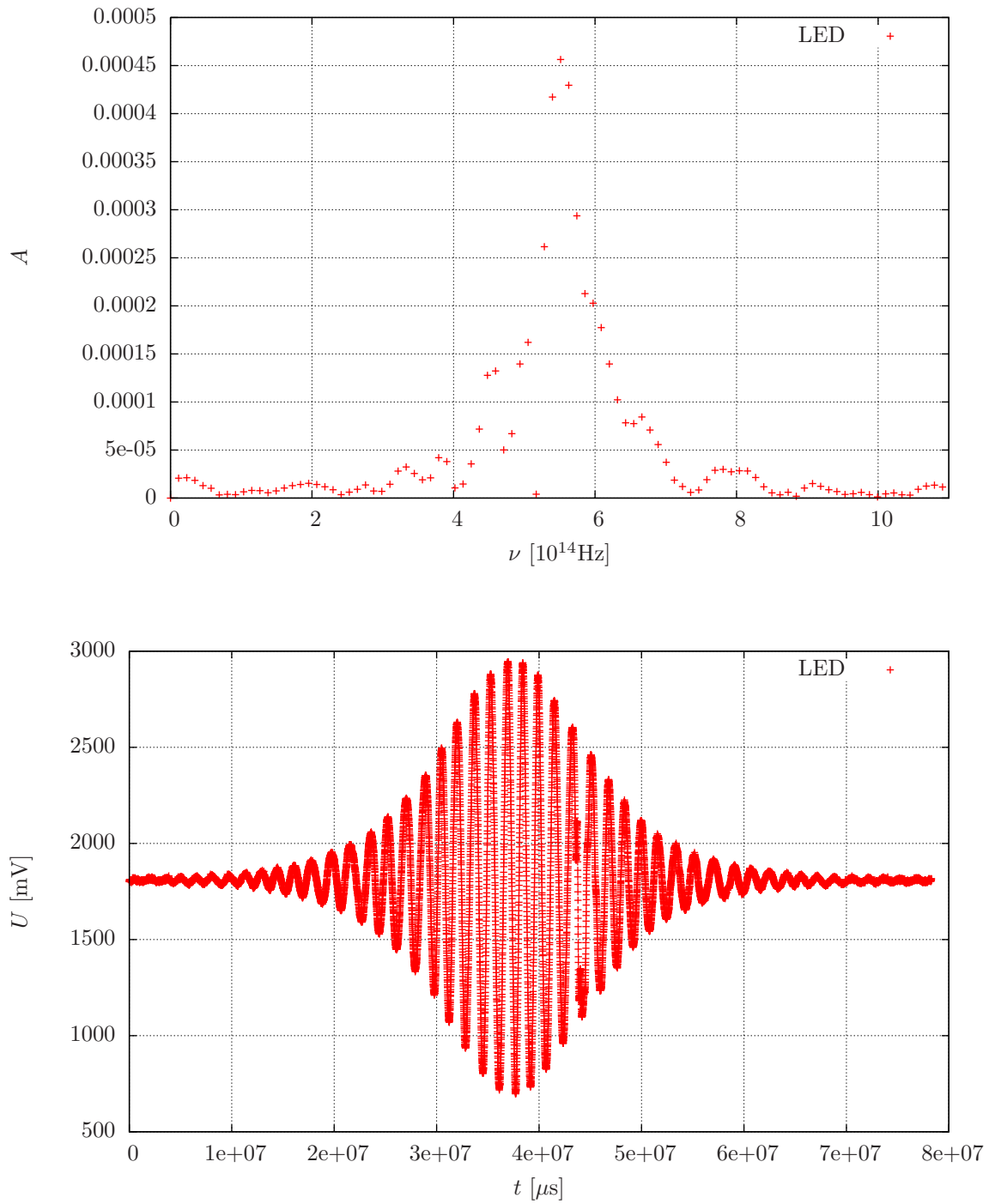


Abbildung 15: Hüllkurve und Interferogramm der grünen LED

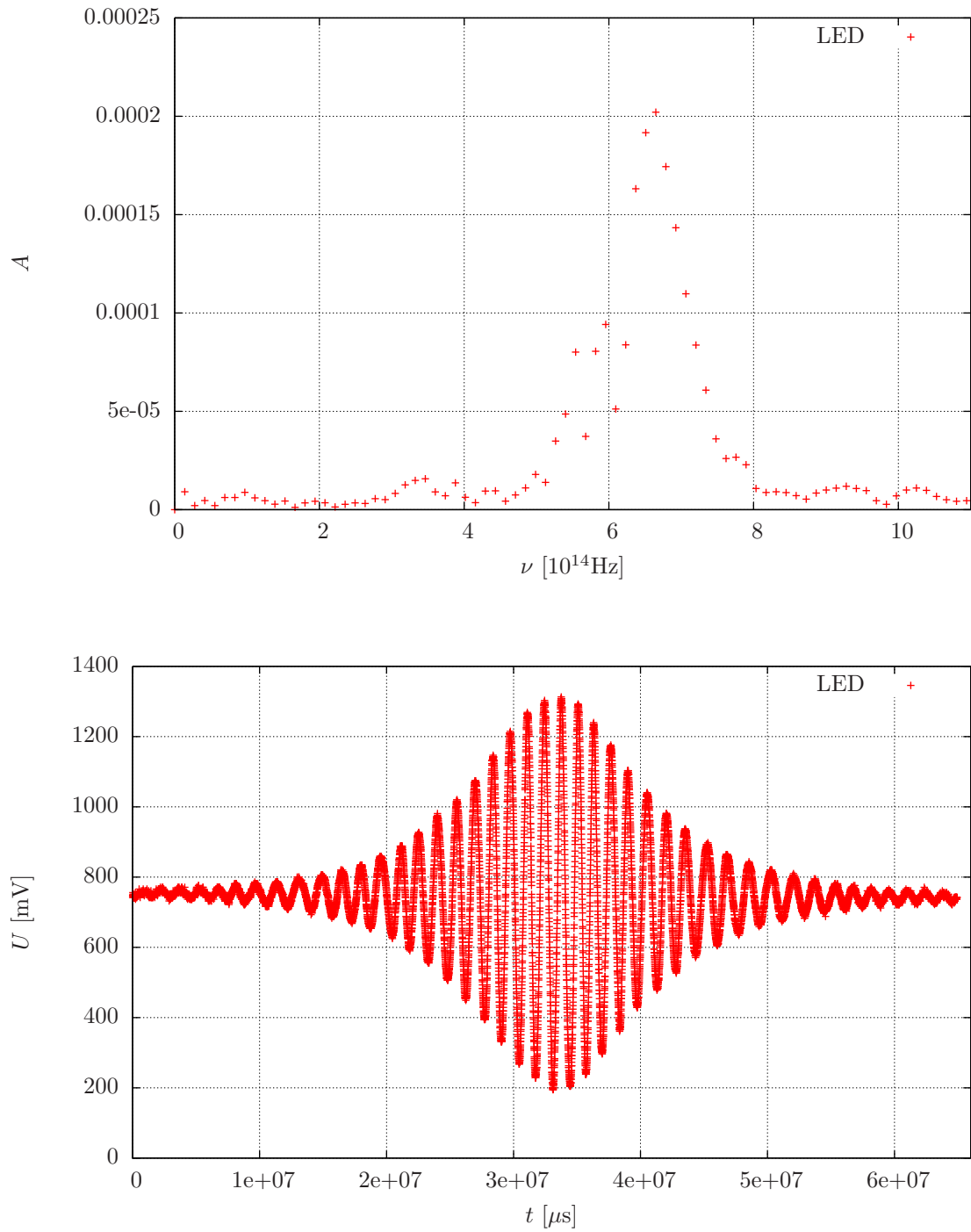


Abbildung 16: Hüllkurve und Interferogramm der blauen LED

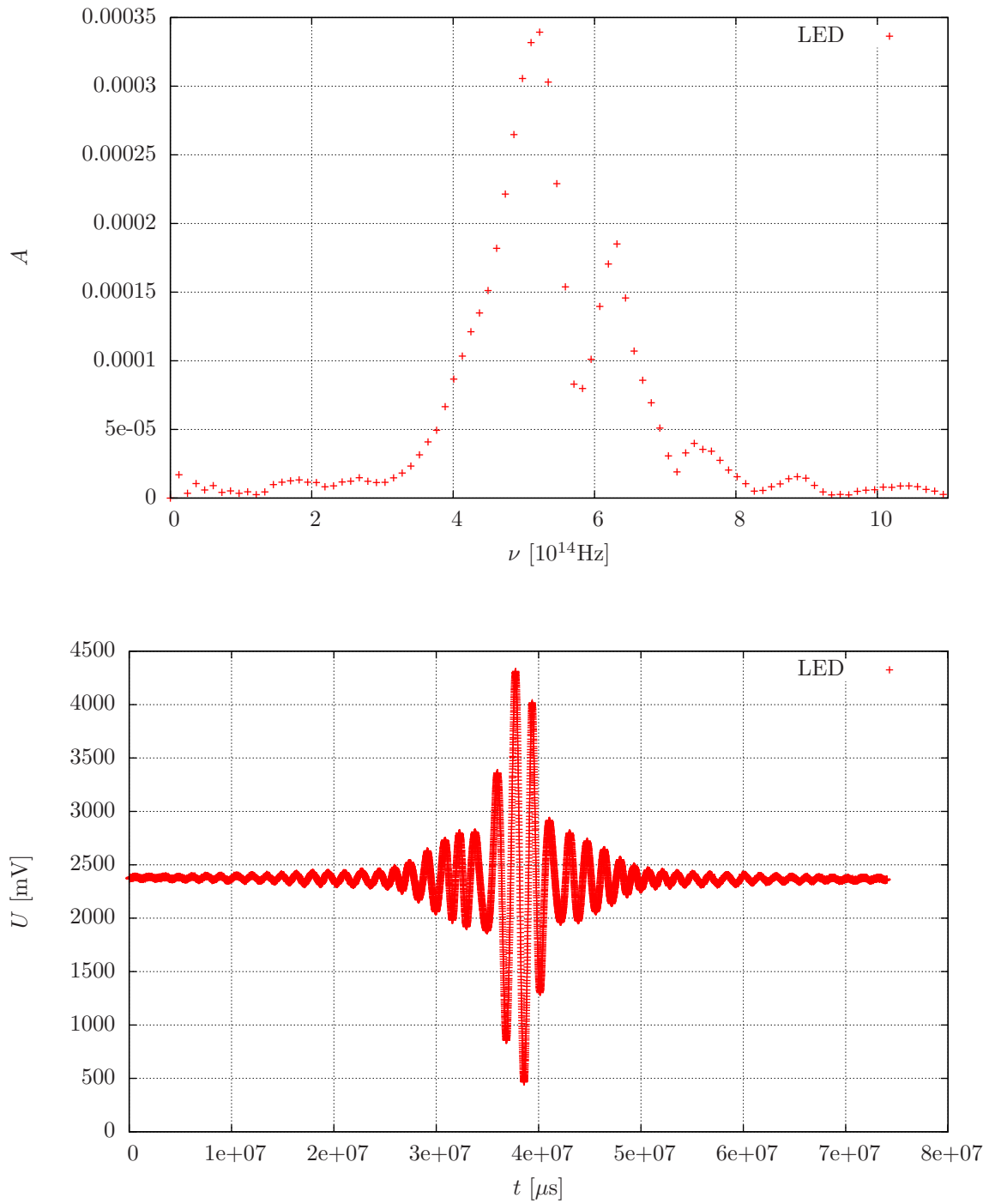


Abbildung 17: Hüllkurve und Interferogramm der weißen LED