

Laborversuch zur Intensitätsinterferometrie mit dem Cherenkov-Teleskop IceAct

Bachelorarbeit aus der Physik

Vorgelegt von
Katja Gumbert
am 20.03.2019

Erlangen Centre for Astroparticle Physics
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuerin: Prof. Dr. Gisela Anton

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Theoretische Grundlagen der Intensitätsinterferometrie	4
2.1	Kohärenz und Korrelationsfunktionen	4
2.2	Das Wiener-Khinchin und das Van Cittert-Zernicke Theorem	8
3	Experiment	12
3.1	Der Versuchsaufbau und Optimierungen	12
3.1.1	Übersicht über den gesamten Aufbau	12
3.1.2	Räumliche Kohärenzverluste und gemessene Raten, Einfluss der Lochblende und des Teleskops	16
3.1.3	Das Spektrum durch den Interferenzfilter, Einfluss der Position der asphärischen Linse	20
3.2	Funktionsweise der Analysesoftware	24
3.3	Erwartetes Signal und Hintergrund	27
3.4	Die Korrelationsmessung	28
3.5	Fourieranalyse der Korrelationsfunktion	31
4	Fazit und Ausblick	33

1 Einleitung

Die Intensitätsinterferometrie bietet eine großartige Möglichkeit zur Messung des Winkeldurchmessers von Sternen. Sie bietet einige Vorteile gegenüber der Amplitudeninterferometrie, welche heutzutage die Standardmethode zur Vermessung von Sternen ist. Bei dieser werden die elektromagnetischen Wellen an zwei Teleskopen detektiert und interferiert. Je größer die Grundlinie zwischen den Teleskopen ist, umso kleinere Winkeldurchmesser können aufgelöst werden. Jedoch stößt man dabei auf einige Herausforderungen. Die Aufbauten müssen optisch verbunden sein, um das Licht zu interferieren. Dabei müssen Weglängenunterschiede bis zur Größenordnung der Wellenlänge ausgeglichen werden. Außerdem beeinträchtigen atmosphärische Fluktuationen die Auflösung. Diese können die Phase des einfallenden Lichts verschieben. Sind die Verschiebungen für die beiden Teleskope unterschiedlich, so lässt sich das Interferenzmuster nicht mehr reproduzieren. Die Grundlinien von Amplitudeninterferometern sind damit auf wenige hundert Meter beschränkt. Mit dem Mark III Stellar Interferometer konnten bei einer Grundlinie bis 31.5 m Winkeldurchmesser bis 2 mas gemessen werden [13]. Bei dem CHARA Array Interferometer sind Grundlinien bis zu 330 m verfügbar. Damit konnten Winkeldurchmesser (0.2254 ± 0.0072) mas gemessen werden [5]. Eine Möglichkeit, noch höhere Auflösung zu gewinnen, ist die Intensitätsinterferometrie. Dabei werden nicht mehr die elektromagnetischen Amplituden des Lichts interferiert. Stattdessen werden Intensitäten beziehungsweise Photonenzahlen korreliert. Es wird ausgenutzt, dass Intensitätsfluktuationen von chaotischem Licht korreliert sind. Intensitätsinterferometer sind nicht so anfällig für atmosphärische Turbulenzen wie Amplitudeninterferometer, da sie insensitiv zur Phase des Lichts sind. Lediglich die Ankunftszeiten der Photonen dürfen durch die Atmosphäre nicht wesentlich verändert werden. Außerdem sind die einzelnen Teleskope nun nicht mehr optisch, sondern nur noch elektronisch verbunden. Die Weglängen der Photonen müssen dort nur noch auf eine Genauigkeit, die durch die elektronische Zeitauflösung gegeben ist, kontrolliert werden. Bei einer Zeitauflösung von 10 ns legt das Licht 3 m zurück, sodass die Genauigkeit des Messaufbaus einen Bruchteil dieses Werts betragen sollte [8]. Das erste Intensitätsinterferometer wurde in den 1960ern von Robert Hanbury Brown und Richard Q. Twiss in Narrabri realisiert (siehe Abb. 1). Zwei Teleskope befinden sich auf runden Schienen, was es erlaubt, Grundlinien bis maximal 188 m zu realisieren. Von 1964 bis 1972 wurden mit diesem Interferometer die Winkeldurchmesser von 32 Sternen bestimmt. Der kleinste gemessene Winkeldurchmesser lag bei (0.41 ± 0.03) mas [6]. Seitdem wurde die Intensitätsinterferometrie aber nicht weiterverfolgt, da sie hohe Zeitaufösungen benötigt, um Signale zu messen, und für weniger helle Sterne ist es schwierig, genügend hohe Raten zu messen. Außerdem hat die Amplitudeninterferenz in dieser Zeit große Fortschritte gemacht. Nun ist diese aber an ihre Grenzen gestoßen und mittlerweile gibt es große Verbesserungen in der Signalverarbeitung sowie in der Quanteneffizienz von Photomultipliern, sodass es zu einem Wiederaufleben der Intensitätsinterferometrie kam. Außerdem gibt es heutzutage Teleskop-Arrays, welche auch für die Intensitätsinterferometrie nutzbar wären. Ein Beispiel hierfür ist H.E.S.S., welches mit seinen Cherenkov-Teleskopen große De-

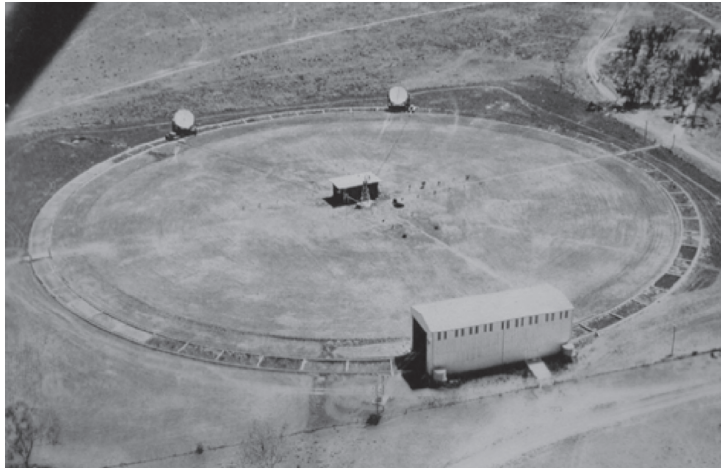


Abbildung 1: Das Narrabri Intensitätsinterferometer. Die zwei Teleskope befinden sich auf runden Schienen, um verschiedene Grundlinien zu realisieren. Entnommen aus [7].

tektorflächen und verschiedene Grundlinien bietet. Es lohnt sich also, weiterhin an der Intensitätsinterferometrie zu forschen, was auch in dieser Arbeit geschehen soll. Ziel der Arbeit ist es, ein Korrelationssignal mit dem Cherenkov-Teleskop IceAct im Labor zu messen. Das verwendete Teleskop ist in Abb. 2 zu sehen. Bei IceAct handelt sich es um ein kleines kosteneffizientes Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope (IACT), welches als Veto-Teleskop für IceCube entwickelt wurde, indem es zwischen extraterrestischen Neutrinos und solchen, die in Luftschauern entstehen, unterscheidet [12]. Es besteht aus einer Fresnellinse aus Plastik, welche im Vergleich zu herkömmlichen Linsen eine schlechte Abbildungsqualität hat. Für die Messung von Cherenkov-Licht ist diese ausreichend, für die Intensitätsinterferometrie führt das zu zusätzlichen Herausforderungen, da weitere optische Elemente verwendet werden müssen.

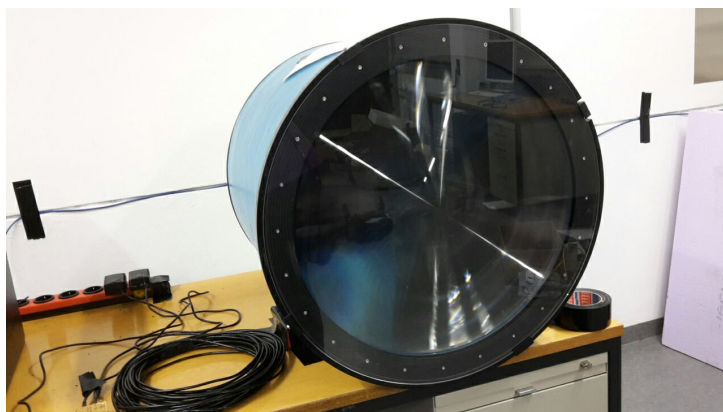


Abbildung 2: Das verwendete IceAct-Teleskop im Labor.

2 Theoretische Grundlagen der Intensitätsinterferometrie

2.1 Kohärenz und Korrelationsfunktionen

Kohärenz

Die Kohärenz ist ein wichtiger Begriff in der Interferometrie, ohne sie treten keine Interferenzmuster auf. Betrachtet man beispielsweise das Young'sche Doppelspaltexperiment (siehe Abb. 3), so kann man auf einem Schirm hinter dem Doppelspalt ein Muster erkennen, wenn eine kohärente Lichtquelle verwendet wird. Emittiert die Lichtquelle nicht kohärentes Licht, so entsteht kein Muster. Was ist also Kohärenz? Allgemein ist die

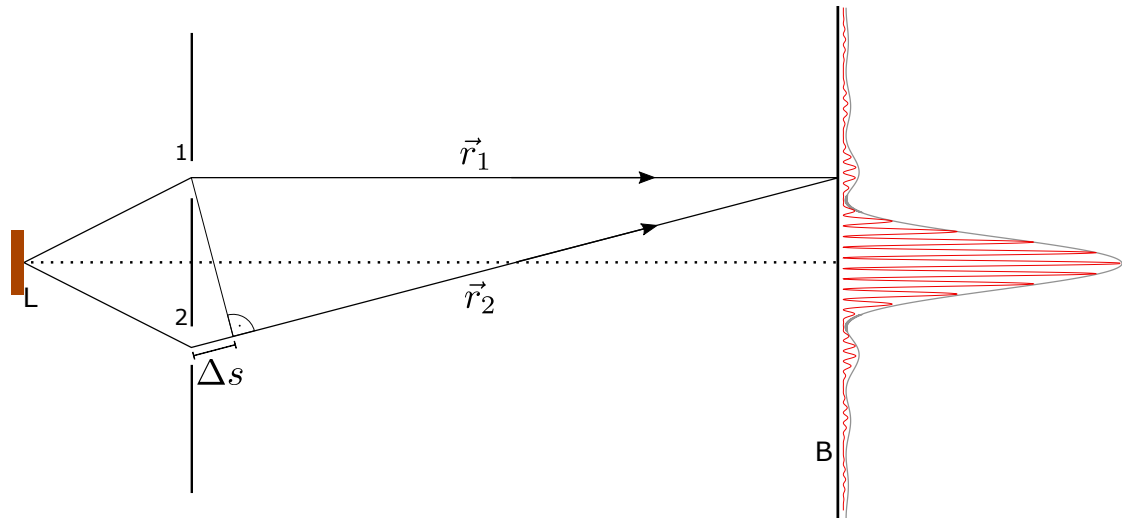


Abbildung 3: Young'sches Doppelspaltexperiment: Eine Lichtquelle L beleuchtet einen Doppelspalt. Bei kohärentem Licht ist in der Beobachtungsebene B ein Interferenzmuster mit der rechts dargestellten Intensitätsverteilung zu sehen.

Kohärenz definiert als eine wohldefinierte Phasenbeziehung zwischen den Wellenzügen des Lichts. Sie beschreibt also die Stabilität des Lichts [10]. Die Stabilität kann man sowohl in der Zeit als auch im Raum betrachten und spricht dabei von zeitlicher und räumlicher Kohärenz. Quantifiziert wird erstere durch die sogenannte Kohärenzzeit τ_c , welche die Zeit ist, in der die Phase stabil bleibt. Kennt man also an einem Ort zum Zeitpunkt t_0 die Phase der Lichtwelle, so kann man sie auch mit hoher Wahrscheinlichkeit zum Zeitpunkt t_1 vorhersagen, wenn $|t_1 - t_0| \ll \tau_c$. Wenn aber $|t_1 - t_0| > \tau_c$, so ist die Phase der Welle ungewiss [10]. Die Kohärenzzeit ist durch die spektrale Breite $\Delta\nu$ der Lichtquelle gegeben. Handelt es sich um perfekt monochromatisches Licht, d.h. mit einem Deltapeak als Spektrum und $\Delta\nu = 0$, so ändert sich die Frequenz nicht und die Phase ist zu jeder Zeit bekannt, was $\tau_c = \infty$ bedeutet. Betrachtet man stattdessen quasimonochromatisches Licht, bei dem $\Delta\nu$ endlich ist, so werden auch andere Frequenzen emittiert, womit sich die Phase verschiebt, die Kohärenzzeit ist somit auch endlich [4].

Ist die spektrale Breite klein, so schwankt die Frequenz nur wenig und die Phase ist noch relativ lang vorherzusagen. Ist die spektrale Breite jedoch groß, so gibt es auch starke Schwankungen in der Frequenz und es ist schon sehr schnell unmöglich, eine Aussage über die Phase der Welle zu treffen. Dies legt den Zusammenhang

$$\tau_c \sim \frac{1}{\Delta\nu} \quad (2.1)$$

nahe. Der Proportionalitätsfaktor ist dabei von verschiedenen Konventionen abhängig. Möchte man die Kohärenzzeit in Abhängigkeit der Wellenlänge angeben, so muss beachtet werden, dass der Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Frequenz $\nu = \frac{c}{\lambda}$ indirekt proportional ist. Die Breite hängt also von der Schwerpunktwellenlänge ab und lässt sich in erster Ordnung durch $\Delta\nu = \frac{c}{\lambda_0^2} \cdot \Delta\lambda$ schreiben, was sich auf die Kohärenzzeit folgendermaßen überträgt [15]:

$$\tau_c \sim \frac{\lambda_0^2}{c \cdot \Delta\lambda}. \quad (2.2)$$

Aus der Kohärenzzeit lässt sich auch die Kohärenzlänge $l_c = c \cdot \tau_c$ definieren, welche die Strecke ist, über die die Phase des Lichts stabil ist. Diese beschreibt die räumliche Kohärenz. Kennt man also an einem Ort r_1 die Phase des Lichts, so kann man sie mit einer hohen Wahrscheinlichkeit am Ort r_2 zum gleichen Zeitpunkt vorhersagen, wenn $|r_2 - r_1| \ll l_c$ und mit kleiner Wahrscheinlichkeit, wenn $|r_2 - r_1| > l_c$ [10]. Betrachtet man nun das Young'sche Doppelspalt Experiment erneut (siehe Abb. 3), so lässt sich das Erscheinen von Interferenzmustern erklären. Wenn das Licht, das auf den Doppelspalt trifft, kohärent ist, so haben die sich überlagernden Wellen am Schirm eine feste Phasenbeziehung, wenn der Gangunterschied $\Delta s = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$ kleiner als die Kohärenzlänge l_c ist. Es kommt zu konstruktiver Interferenz, wenn der Gangunterschied genau einem Vielfachen der Wellenlänge entspricht $\Delta s = n \cdot \lambda$, d.h. Wellenberge auf Wellenberge treffen und Täler auf Täler. Destruktive Interferenz wird an den Orten beobachtet, an denen der Gangunterschied ein halbzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist $\Delta s = (n + \frac{1}{2}) \cdot \lambda$. Wenn das Licht jedoch nicht kohärent ist, so herrscht keine feste Beziehung zwischen den sich überlagernden Wellen, die Phase verschiebt sich also und es ist lediglich eine mittlere Intensität zu sehen.

Die Korrelationsfunktion erster Ordnung und zweiter Ordnung

Bei kohärentem Licht besteht eine feste Phasenbeziehung zwischen den Wellen, das bedeutet, dass die Feldamplituden korreliert sind. Dies lässt sich mit der sogenannten normierten Korrelationsfunktion erster Ordnung beschreiben. Sie ist folgendermaßen definiert:

$$g^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \frac{\langle E^*(\vec{r}_1, t) E(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle}{[\langle E^*(\vec{r}_1, t) E(\vec{r}_1, t) \rangle \langle E^*(\vec{r}_2, t + \tau) E(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.3)$$

wobei $E(\vec{r}, t)$ die komplexe Feldstärke darstellt [9]. Dabei wird das elektrische Feld $E(\vec{r}_1, t)$ am Ort \vec{r}_1 zum Zeitpunkt t mit dem elektrischen Feld am Ort \vec{r}_2 nach der

Zeit τ korreliert. Die spitzen Klammern $\langle \cdot \rangle$ beschreiben dabei eine Mittelung über die Zeit, also

$$\langle E(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T E(t) dt, \quad (2.4)$$

wobei die Messzeit T groß im Vergleich zu τ sein soll. Der Nenner aus Gl. (2.3) dient zur Normierung. Da $E^* E = I$ die Intensität ergibt, sind die beiden Mittelwerte im Nenner die Intensitäten an Ort \vec{r}_1 und \vec{r}_2 zu den Zeitpunkten t und $t + \tau$. Da die Messzeit, über die man mittelt, deutlich größer als die Zeitdifferenz τ ist, ist die mittlere Intensität unabhängig von τ . Betrachtet man Sterne, so kann man außerdem annehmen, dass die Intensität am Ort \vec{r}_1 genauso groß wie die am Ort \vec{r}_2 ist, da der Abstand zwischen den Detektoren sehr klein ist im Gegensatz zum Abstand zum betrachteten Stern. Mit diesen Annahmen kann zur Normierung auch nur die Intensität an einem Ort zu einem Zeitpunkt gewählt werden. Ob es sich dabei um \vec{r}_1 oder \vec{r}_2 handelt, ist dabei unerheblich. Im Folgenden soll also

$$g^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \frac{\langle E^*(\vec{r}_1, t) E(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle}{\langle E^*(\vec{r}_1, t) E(\vec{r}_1, t) \rangle} \quad (2.5)$$

als die allgemeine Form der $g^{(1)}$ -Funktion verwendet werden.

Wie bei der Kohärenz auch kann man sich hier nur für den Ort oder die Zeit interessieren und betrachtet dafür entweder die räumliche Korrelationsfunktion erster Ordnung

$$g^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{\langle E^*(\vec{r}_1) E(\vec{r}_2) \rangle}{\langle E^*(\vec{r}_1) E(\vec{r}_1) \rangle}, \quad (2.6)$$

bei der die Feldamplituden zur gleichen Zeit, d.h. $\tau = 0$, an zwei verschiedenen Orten korreliert werden, oder die zeitliche Korrelationsfunktion erster Ordnung

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E^*(t) E(t + \tau) \rangle}{\langle E^*(t) E(t) \rangle}, \quad (2.7)$$

bei der wiederum die Feldamplituden am gleichem Ort aber zu verschiedenen Zeiten korreliert werden.

Wie in der Einleitung schon beschrieben, werden in der Intensitätsinterferometrie aber nicht die Feldamplituden interferiert, sondern Intensitäten korreliert. Deshalb ist auch die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung von Interesse. Diese ist durch

$$g^{(2)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \frac{\langle E^*(\vec{r}_1, t) E^*(\vec{r}_2, t + \tau) E(\vec{r}_2, t + \tau) E(\vec{r}_1, t) \rangle}{\langle E^*(\vec{r}_1, t) E(\vec{r}_1, t) \rangle \langle E^*(\vec{r}_2, t + \tau) E(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle} \quad (2.8)$$

gegeben [4]. Im Allgemeinen kann man die komplexen Felder nicht vertauschen. Im Falle von chaotischem Licht kürzen sich aber die beiden betrachteten elektrischen Felder mit zufälligen Phasen, sodass die Umsortierung doch möglich ist [9]. Damit ergibt sich dann

$$g^{(2)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \frac{\langle E^*(\vec{r}_1, t) E(\vec{r}_1, t) \cdot E^*(\vec{r}_2, t + \tau) E(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle}{\langle E^*(\vec{r}_1, t) E(\vec{r}_1, t) \rangle \langle E^*(\vec{r}_2, t) E(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle} \quad (2.9)$$

$$= \frac{\langle I(\vec{r}_1, t) \cdot I(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle}{\langle I(\vec{r}_1, t) \rangle \langle I(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle} \quad (2.10)$$

mit der Verwendung von $E^*E = I$. Auch hier lässt sich wieder die räumliche Korrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ für $\tau = 0$ und die zeitliche Korrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\tau)$ für $\vec{r}_1 = \vec{r}_2$ betrachten. Schreibt man die Intensität als $I(t) = \langle I \rangle + \Delta I(t)$ mit der mittleren Intensität $\langle I \rangle$, welche wieder als unabhängig von τ angenommen wird, so kann man die zeitliche Korrelationsfunktion als Funktion der Intensitätsfluktuationen $\Delta I(t)$ schreiben:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{\langle \Delta I(t) \cdot \Delta I(t + \tau) \rangle}{\langle I \rangle^2}, \quad (2.11)$$

wobei die Fluktuationen im Mittel Null ergeben $\langle \Delta I(t) \rangle = 0$. Betrachtet man $\tau \gg \tau_c$, so sind die Intensitätsfluktuationen vollkommen unkorreliert und mitteln sich zu Null [11]. Das bedeutet, dass die Korrelationsfunktion für große τ eins ergibt:

$$g^{(2)}(\tau \gg \tau_c) = 1. \quad (2.12)$$

Für kleinere τ und insbesondere für $\tau = 0$ mitteln sich die Fluktuationen aber nicht zwingend heraus. Man unterscheidet dabei dann drei Fälle (siehe Abb. 4):

- $\langle \Delta I(t) \cdot \Delta I(t + \tau) \rangle > 0$ und damit $g^{(2)}(0) > 1$
Hier kommen Photonen bevorzugt gleichzeitig beziehungsweise in kurzen Zeitabständen an und man spricht von Bunching. Ein Beispiel dafür ist eine thermische Lichtquelle, bei der angeregte Atome Photonen emittieren, wenn sie mit einem weiteren Atom zusammenstoßen.
- $\langle \Delta I(t) \cdot \Delta I(t + \tau) \rangle = 0$ und damit $g^{(2)}(0) = 1$
Die Ankunftszeiten der Photonen sind vollkommen zufällig, auch für kleine Zeiten. Es handelt sich dabei um kohärentes Licht, wie das eines Lasers.
- $\langle \Delta I(t) \cdot \Delta I(t + \tau) \rangle < 0$ und damit $g^{(2)}(0) < 1$
Photonen kommen nicht zu zufälligen Zeiten an, sondern eher in regelmäßigen Abständen. Das kann bei einem einzelnen Atom, das Photonen emittiert, wenn es von einem angeregten Zustand auf einen niedrigeren übergeht, passieren, da es erst eine gewisse Zeit braucht, um wieder angeregt zu werden und deshalb nicht sofort wieder ein Photon emittieren kann. Bei diesem Effekt spricht man von Antibunching.

Siegert-Relation

Für thermisches Licht gibt es eine wichtige Beziehung zwischen den Korrelationsfunktionen erster und zweiter Ordnung, die sogenannte Siegert-Relation:

$$g^{(2)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = 1 + \left| g^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) \right|^2. \quad (2.13)$$

Diese Beziehung gilt für eine große Anzahl unabhängig strahlender Atome [9]. Diese Relation ist hilfreich, da im Experiment nur die $g^{(2)}$ -Funktion gemessen wird, es aber Theoreme für die $g^{(1)}$ -Funktion gibt, die Zusammenhänge zwischen der $g^{(1)}$ -Funktion und den physikalischen Eigenschaften der Lichtquelle herstellen. Diese Theoreme werden im folgendem Abschnitt näher besprochen.

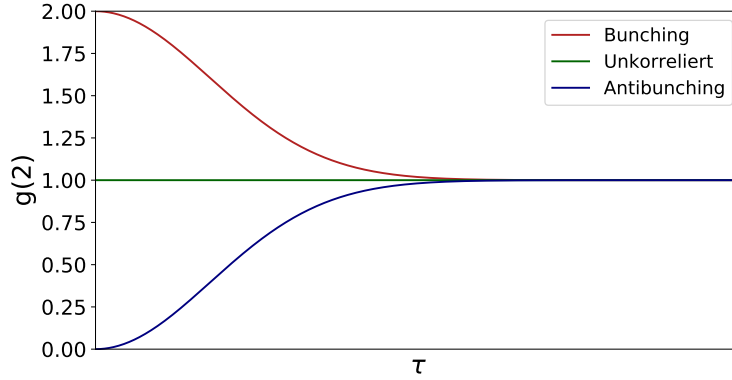


Abbildung 4: Schematischer Verlauf der $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion für Bunching, kohärentes Licht und Antibunching.

2.2 Das Wiener-Khinchin und das Van Cittert-Zernicke Theorem

Räumliche und zeitliche Kohärenz geben unterschiedliche Eigenschaften der Lichtquelle wieder. Die räumliche Kohärenz spiegelt die räumlichen Eigenschaften, sprich die Form, der Lichtquelle wieder. Das wird in der Intensitätsinterferometrie, wie eingangs schon erwähnt, ausgenutzt, um den Winkeldurchmesser eines Sterns zu bestimmen. Die zeitliche Kohärenz ist stark verknüpft mit dem Spektrum der Lichtquelle und gibt damit Aufschluss über die Umstände der Lichtemission [9]. Quantitativ werden diese Zusammenhänge in den folgenden zwei Theoremen beschrieben.

Wiener-Khinchin Theorem

Das Wiener-Khinchin Theorem sagt aus, dass die spektrale Intensitätsverteilung $S(\omega)$ und die zeitliche Korrelationsfunktion erster Ordnung Fouriertransformierte sind [14]:

$$g^{(1)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega. \quad (2.14)$$

Stoßverbreitertes Licht mit einem lorentzförmigen Spektrum

$$S(\omega) = \frac{1}{\pi\Delta\omega} \cdot \left(\frac{\Delta\omega^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \Delta\omega^2} \right) \quad (2.15)$$

um die Schwerpunktfrequenz ω_0 führt also zu einer $g^{(1)}(\tau)$ -Funktion der Form

$$g^{(1)}(\tau) = \exp\left(-i\omega_0\tau - \frac{|\tau|}{\tau_c}\right) \quad (2.16)$$

mit $\tau_c = \frac{1}{\Delta\omega}$ der Koheränzzeit [14]. Eine andere interessante Form der spektralen Intensitätsverteilung ist eine Gaußfunktion

$$S(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta\omega^2} \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\Delta\omega^2}\right), \quad (2.17)$$

wie sie bei Doppler-verbreitertem Licht vorkommt [14]. Später im Experiment wird ein Interferenzfilter verwendet, welcher ein gaußförmiges Transmissionsspektrum hat. Deshalb ist dieses Spektrum besonders von Bedeutung. Wendet man das Wiener-Khinchin Theorem an, so erhält man für die zeitliche Korrelationsfunktion [14]

$$g^{(1)}(\tau) = \exp\left(-i\omega_0\tau - \frac{\tau^2}{2\tau_c^2}\right). \quad (2.18)$$

In Abb. 5 sind diese Spektren und die Betragsquadrate der dazugehörigen $g^{(1)}(\tau)$ -Funktionen, das heißt $g^{(2)}(\tau) - 1$, zu sehen.

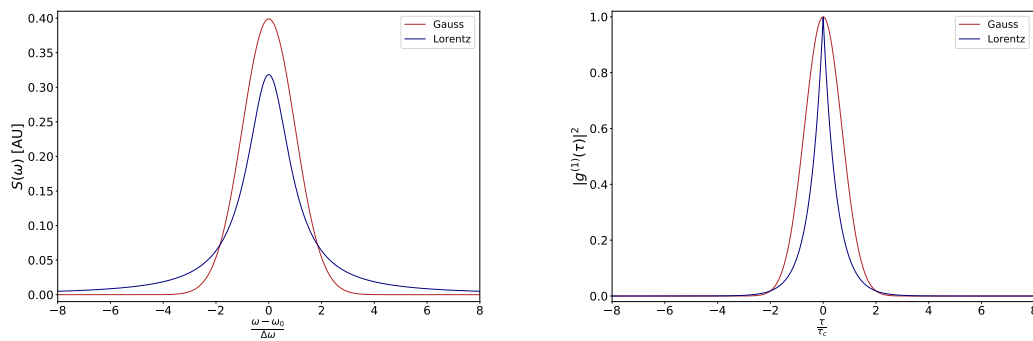


Abbildung 5: Links: Gaußförmige und Lorentzförmige spektrale Intensitätsverteilung. Rechts: Betragsquadrat der dazugehörigen $g^{(1)}(\tau)$ -Funktion.

Van Cittert-Zernicke Theorem

Betrachtet man eine zweidimensionale ausgedehnte inkohärente Lichtquelle, so gibt das Van Cittert-Zernicke Theorem eine Beziehung zwischen der Intensitätsverteilung $I(\vec{r})$ und der räumlichen $g^{(1)}$ -Funktion im Fernfeld [4]:

$$g^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = e^{ik(r_2 - r_1)} \cdot \frac{\int_{\sigma} I(\vec{r}') e^{-ik(\vec{s}_2 - \vec{s}_1) \cdot \vec{r}} d^2\vec{r}'}{\int_{\sigma} I(\vec{r}') d^2\vec{r}'} \quad (2.19)$$

Dabei ist $r_j = |\vec{r}_j|$, \vec{s}_j der Einheitsvektor in Richtung von \vec{r}_j und σ die Geometrie der Lichtquelle. Dies ist auch in Abb. 6 dargestellt. Der erste Faktor aus Gl. (2.19) entspricht dabei der Phase und der Nenner dient zur Normierung. Bis auf diese Faktoren ist die $g^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ -Funktion also die Fouriertransformation der räumlichen Intensitätsverteilung der Lichtquelle. Misst man die Korrelationsfunktion, so kann man also Rückschlüsse auf die Geometrie der Lichtquelle ziehen. Die Fouriertransformation spielt aber auch bei einem anderen Effekt eine Rolle: Bestrahlt man eine Öffnung mit kohärentem Licht, so ist das Fraunhofer Beugungsbild die Fouriertransformierte der Öffnung [4]. Ein Beispiel

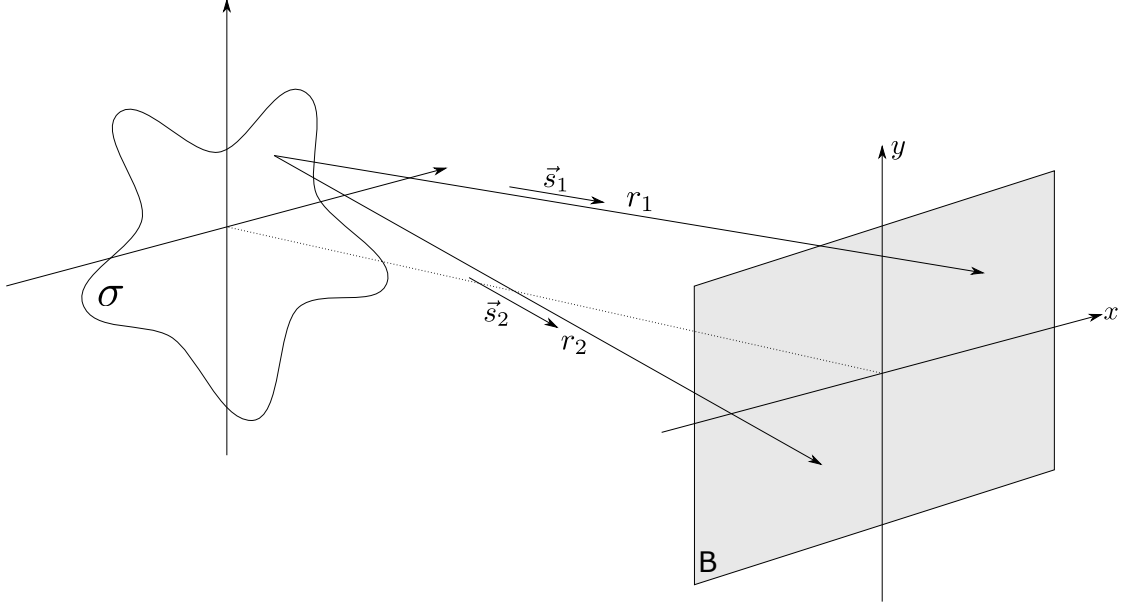


Abbildung 6: Schematische Darstellung der Geometrie des Van Cittert-Zernike Theorems. Die Lichtquelle hat die Form σ . In der Beobachtungsebene B wird am Ort r_1 und r_2 gemessen.

dafür ist die Spaltblende. Die Geometrie hierfür ist in Abb. 7 gegeben. Die Fouriertransformierte eines Spaltes der Breite b ist die sinc-Funktion

$$A(\lambda) = \frac{b}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{b\pi \sin \alpha}{\lambda}\right)}{\frac{b\pi \sin \alpha}{\lambda}} = \frac{b}{2\pi} \cdot \text{sinc}\left(\frac{b\pi \sin \alpha}{\lambda}\right). \quad (2.20)$$

Der Abstand zum ersten Minimum wird auch die Kohärenzzelle genannt und lässt sich durch die Bedingung destruktiver Interferenz berechnen. Mit der Kleinwinkelnäherung $\sin \alpha = \tan \alpha = \frac{r}{d}$ liegt das Minimum bei

$$r_c = \frac{\lambda d}{b}. \quad (2.21)$$

Die Kohärenzzelle wird also größer, wenn die Wellenlänge oder der Abstand zwischen der Quelle und der Beobachtungsebene zunimmt. Wenn die Spaltbreite größer wird, so schrumpft die Kohärenzzelle. Betrachtet man nun eine Lochblende anstatt einer Spaltblende, so ist die Fouriertransformierte die Airy-Funktion und die Korrelationsfunktion

$$g^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{2J_1(X)}{X} \quad (2.22)$$

mit der Besselfunktion $J_1(X)$ und $X = \frac{\pi b(r_2 - r_1)}{d\lambda}$ für eine Lochblende mit Durchmesser b und einem Abstand d zur Beobachtungsebene [4]. Zur Kohärenzzelle kommt ein

zusätzlicher Faktor von 1.22 [10]

$$r_c = 1.22 \cdot \frac{\lambda d}{b}. \quad (2.23)$$

Da Sterne sehr weit von der Beobachtungsebene entfernt sind, können sie als zweidimensional angenommen werden, sodass das Van Cittert-Zernicke Theorem für sie angewandt werden kann.

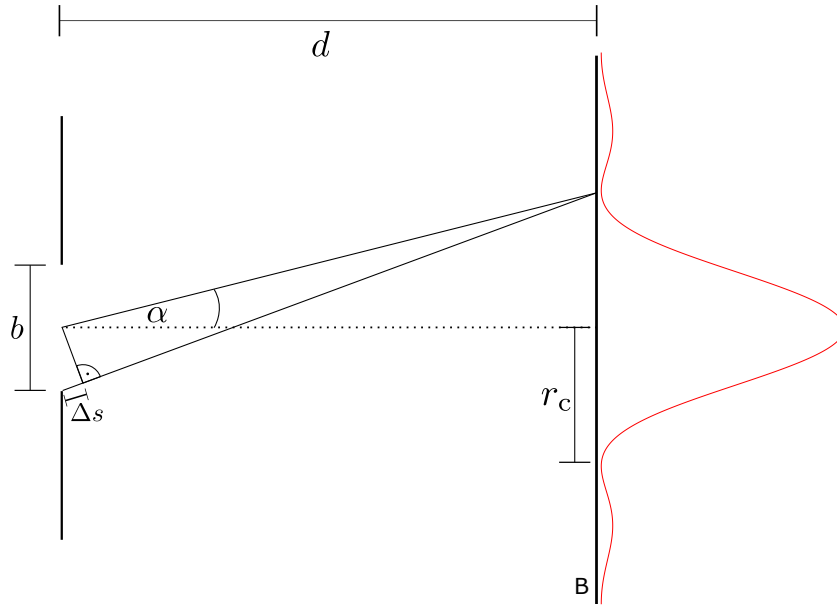


Abbildung 7: Geometrie einer Spaltblende. In der Beobachtungsebene B ist das rot dargestellte Interferenzmuster zu sehen.

3 Experiment

Nachdem die physikalischen Grundlagen der Intensitätsinterferometrie erklärt wurden, geht es nun darum, das Experiment aufzubauen und durchzuführen. Ziel ist es, mit einem IceAct-Teleskop ein zeitliches Korrelationssignal zu messen, was aufgrund der relativ schlechten Optik des IceAct-Teleskops einige Herausforderungen birgt. Bevor das für Sterne gemacht werden kann, muss dies zunächst im Labor getestet werden, was in dieser Arbeit geschieht. In den folgenden Kapiteln geht es also darum, den Aufbau zu charakterisieren und optimieren. Anschließend wird eine Korrelationsmessung via Single-Photon-Time-Stamping durchgeführt. Das bedeutet, dass von jedem detektiertem Photon die Ankunftszeit gespeichert wird. Schließlich werden diese Daten ausführlich ausgewertet.

3.1 Der Versuchsaufbau und Optimierungen

3.1.1 Übersicht über den gesamten Aufbau

In Abb. 8 ist der komplette Aufbau des Versuchs dargestellt. Im Folgenden werden alle Bestandteile und deren Zweck kurz erklärt. Nebstehend sind jeweils die Symbole der gerade beschriebenen Bauteile abgebildet.

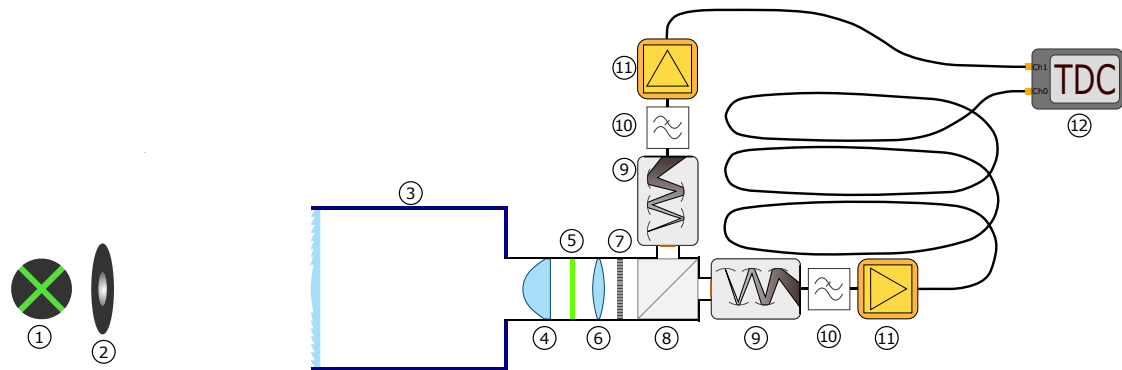
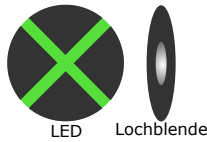
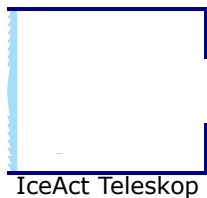


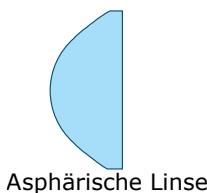
Abbildung 8: Aufbau zur Messung des Korrelationssignals mit dem IceAct-Teleskop. Einzelne Bauteile: 1: LED, 2: Lochblende, 3: IceAct-Teleskop, 4: Asphärische Linse, 5: Interferenzfilter, 6: Sammellinse, 7: Polarisationsfilter, 8: Strahlteilerwürfel, 9: PMT, 10: Tiefpassfilter, 11: Verstärker, 12: DAQ-Karte.



Als Lichtquelle dient eine grüne LED mit einer Lochblende, die dicht nach der LED steht. Dies soll einen Stern imitieren. Das breite Spektrum der LED, welches in Abb. 9 zu sehen ist, erfordert wie das Spektrum eines Sterns optische Filter, um die spektrale Bandbreite möglichst klein und damit die Kohärenzzeit möglichst groß zu halten. Außerdem handelt es sich bei der LED um eine thermische Lichtquelle, bei der wir das gleiche Verhalten der Korrelationsfunktion wie bei einem Stern erwarten. Die Lochblende wird verwendet, um die Größe der Lichtquelle und deren Form zu definieren. Damit ist auch die Form der Kohärenzzelle beziehungsweise der räumlichen Korrelationsfunktion bekannt. Diese ist eine Airy-Funktion wie in Kapitel 2.2 schon beschrieben. Mit der Lochblende wird auch die Größe der Kohärenzzelle bestimmt, welche möglichst groß sein soll, damit räumliche Verluste minimiert werden.



In einem Abstand von $d = 7.5\text{ m}$ steht das IceAct-Teleskop. Der Abstand ist durch die Größe des Labors beschränkt, wird aber so groß gehalten wie möglich für eine maximale Kohärenzzelle. Das IceAct-Teleskop besteht aus einer Fresnellinse und einem Teleskoptubus, auf den hinten eine Halterung angeschraubt ist. An diese wird ein lichtdichtes Linsensystem mit einem Zoll Durchmesser geschraubt, in dem sich die folgenden optischen Elemente befinden. Außerdem gibt es an der Halterung Stellschrauben, sodass das System in alle drei Raumrichtungen verschoben werden kann, was bei der Justierung wichtig ist, damit möglichst viel Licht eingesammelt wird.



Als nächstes folgt eine asphärische Linse mit einer Brennweite von $f = 2\text{ cm}$. Diese wird etwa 2 cm hinter den Fokuspunkt mit der gekrümmten Seite zum einfallenden Licht gestellt, um dieses zu parallelisieren. Die genaue Position des Fokuspunktes ist allerdings nicht bekannt und wurde nur per Auge bestimmt.



Das Licht muss parallelisiert werden, da das nächste Element ein Interferenzfilter ist, dessen Verhalten abhängig vom Winkel des einfallenden Lichts ist. Für senkrecht einfallendes paralleles Licht transmittiert er eine Wellenlänge von $\lambda = 532\text{ nm}$. Das Transmissionspektrum hat die Form eines Gaußpeaks mit einer Halbwertsbreite von $\Delta_{\text{FWHM}}\lambda = 1\text{ nm}$. Das Filtern ist nötig, um von dem breiten Spektrum der LED auf ein schmales mit einer höheren Kohärenzzeit zu kommen.

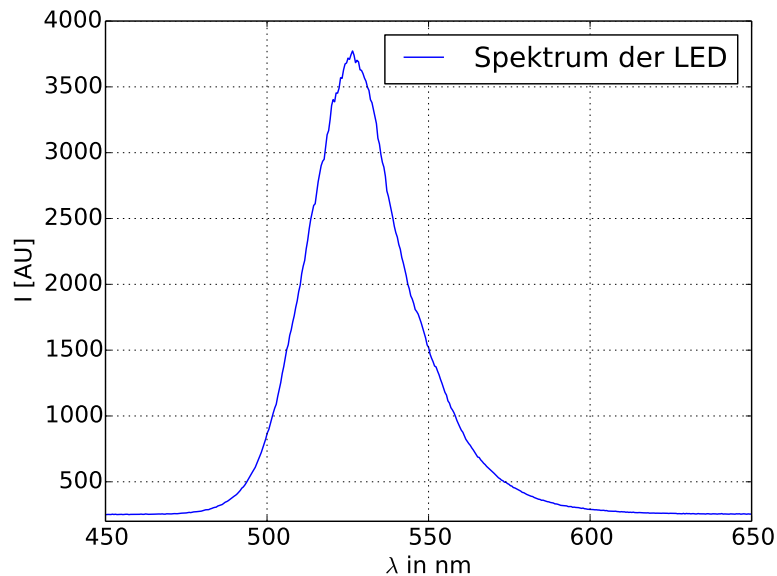
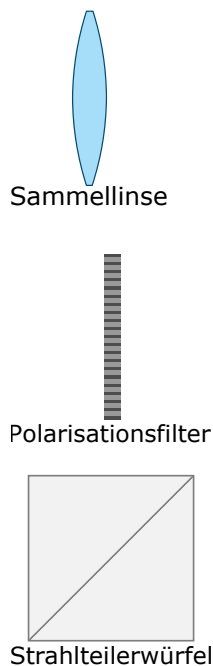


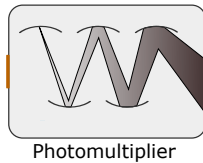
Abbildung 9: Spektrum der verwendeten LED.



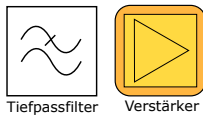
Die Sammellinse, die hinter dem Interferenzfilter eingebaut ist, fokussiert anschließend das Licht auf die Photomultiplier (PMT). Diese haben lediglich eine Detektorfläche von etwa $5\text{ mm} \cdot 5\text{ mm}$. Würde man also nicht fokussieren, so würde man lediglich einen kleinen Teil des Lichts detektieren. Die verwendete Sammellinse hat eine Brennweite von $f = 10\text{ cm}$ und der Abstand zu den PMTs beträgt etwa 9 cm .

Danach folgt ein Polarisationsfilter. Dieser transmittiert nur Licht einer Polarisationsrichtung. Er wird verwendet, da nur Photonen der gleichen Polarisation korreliert sein können. Würde man ihn nicht verwenden, so träten mehr unkorrelierte Ereignisse auf und der Kontrast in der Messung würde sinken. Mit dem Filter wird also sichergestellt, dass nur korrelierte Photonen gemessen werden.

Anschließend befindet sich ein Strahlteilerwürfel. Dieser ermöglicht es, dass die zwei PMTs an der optisch gleichen Stelle stehen. Der Strahlteilerwürfel transmittiert 50% des Lichts und reflektiert die anderen 50%, sodass das Licht in gleichen Teilen zufällig auf beide PMTs aufgeteilt wird.



Mit den Photomultipliern H10770-40 von Hamamatsu werden schließlich die Photonen detektiert. Die einfallenden Photonen lösen Elektronen aus den GaAsP-Photokathoden via Photoeffekt, welche zu einer ersten Dynode hinbeschleunigt werden. Dort werden weitere Sekundärelektronen ausgelöst, die wiederum zu einer zweiten Dynode beschleunigt werden. Dieser Prozess wird wiederholt, bis ein messbarer Strompuls entsteht. Ein Event wird als Photon gezählt, wenn der Puls über eine gewisse Schwelle steigt. Dieser Moment wird dann als Ankunftszeit des Photons gewertet. Allerdings dauert es eine Weile, bis der Strompuls wieder abgeklungen ist. In dieser Zeit ist die Elektronik insensitiv für weitere Photonen. Sie hat also eine gewisse Totzeit, welche auch der Grund ist, weshalb zwei PMTs verwendet werden. Die Photonen sind vor allem für sehr kleine Zeiten korreliert. Mit nur einem PMT kann in dieser kurzen Zeit kein weiteres Photon gemessen werden. Deshalb können nur zeitliche Korrelationssignale gemessen werden, wenn mehrere PMTs verwendet werden. Die verwendeten PMTs haben eine relativ hohe Quanteneffizienz von etwa 40% bei 532 nm und vertragen Raten bis zu 12.5 MHz.



Um möglichst wenig Untergrund in der $g^{(2)}$ -Funktion zu haben, müssen störende Frequenzen, zum Beispiel Mobilfunkfrequenzen, gefiltert werden. Dafür wird ein Tiefpassfilter verwendet, der Frequenzen über 350 MHz abschneidet. Zusätzlich werden die Elektronik und die PMTs mit Kupferfolie und verzinktem Kupfer eingewickelt. Anschließend wird das Signal mit einem Verstärker, dem PAM 102-P von PicoQuant, noch zusätzlich erhöht.



Das letzte Element ist die Data Acquisition Karte (DAQ-Karte). Es handelt sich dabei um die TimeHarp 260N der Firma PICO Quant. Sie hat zwei Kanäle für die beiden PMTs. Mit einem Time-to-digital-converter (TDC) können die Ankunftszeiten der Photonen aufgenommen und direkt auf die Festplatte des PCs gespeichert werden. Der TDC hat dabei eine minimale Binbreite von 250 ps, was einer Rate von 40 MHz entspricht. Die Limitierung in der maximal messbaren Rate wird also von den PMTs bestimmt.

Viele der Elemente des Versuchsaufbaus sind notwendig und können nicht verändert werden. Ein paar Parameter lassen sich aber verändern, um die Messung des Korrelationssignals zu optimieren. Dies sind zum einen die Größe der verwendeten Lochblende und die Fläche des Teleskops, welche für die Messung verwendet wird. Diese beiden Parameter hängen stark voneinander ab und werden deshalb zusammen im nächsten Unterkapitel diskutiert. Außerdem spielt das Spektrum eine große Rolle für das Korrelationssignal. Deshalb wird dieses und zusammenhängend damit der Interferenzfilter in einem weiteren Unterkapitel diskutiert werden.

3.1.2 Räumliche Kohärenzverluste und gemessene Raten, Einfluss der Lochblende und des Teleskops

Die Größe der Kohärenzzelle ist für eine runde Lochblende durch

$$r_c = 1.22 \cdot \frac{\lambda d}{b} \quad (3.1)$$

gegeben, wobei $d = 7.5$ m der Abstand zwischen der Lochblende und dem Teleskop ist und b der Durchmesser der Blende. Die Wellenlänge λ ist durch den Interferenzfilter bestimmt und liegt bei $\lambda = 532$ nm. Für eine Blende mit einem Durchmesser von $300 \mu\text{m}$ ist die Kohärenzzelle also $r_c = 1.6$ cm groß. Dies ist viel kleiner als das Teleskop, das einen Durchmesser von 55 cm hat. Würde man die ganze Fläche des Teleskops verwenden, so würden viele unkorrelierte Photonen eingesammelt werden. Dies verringert den Kontrast zwischen Signal und Hintergrund. Es ist also sinnvoll nur eine Fläche zu verwenden, deren Durchmesser höchstens so groß wie die Kohärenzzelle ist. Es ist also wünschenswert, eine möglichst kleine Lochblende zu verwenden, damit die Kohärenzzelle möglichst groß wird. Bei einem Durchmesser der Blende von $b = 30 \mu\text{m}$ ist die Kohärenzzelle schon $r_c = 16.2$ cm groß, bei einem Durchmesser von $b = 10 \mu\text{m}$ wird $r_c = 48.7$ cm, was schon nahe an die Größe des Teleskops kommt. Allerdings nehmen die Photonenraten an den PMTs ab, wenn eine kleinere Blende verwendet wird, da nur noch die Strahlen einer kleineren Fläche der LED die Detektoren erreichen können. Die strahlende Fläche und damit die Anzahl der Photonen, die am Teleskop ankommen, ist proportional zu $\left(\frac{b}{2}\right)^2$. Die Fläche des Teleskops, die verwendet werden kann, also die Anzahl an Photonen, die eingesammelt werden, ist direkt proportional zu der Kohärenzzelle r . Diese wiederum ist indirekt proportional zu der Größe der Lochblende b . Das heißt, je kleiner die Blende ist, desto weniger Photonen kommen am Teleskop an. Gleichzeitig werden aber mehr Photonen eingesammelt, da eine größere Fläche verwendet werden kann. Deshalb sollte der Effekt sich genau kürzen. Voraussetzung hierfür ist aber, dass von jeder Teilfläche des Teleskops gleich viele Photonen eingesammelt werden. Das heißt, dass auch die Photonen, die auf die äußeren Ränder des Teleskops fallen, die Messoptik durchschreiten und letztendlich auf die PMTs treffen, wo sie dann gemessen werden. Um dies zu prüfen, wird eine Messung gemacht, bei der mit Ringen aus Tonpapier der Radius der beleuchteten Fläche verringert wird (siehe Abb. 10). Der Aufbau ist in Abb. 11 zu sehen. Hinter dem Fokuspunkt des Teleskops ist die asphärische Linse, die das Strahlenbündel wieder parallelisieren soll. Danach folgt der Interferenzfilter und die Sammellinse mit einer Brennweite von 10 cm. Bis dahin ist es der gleiche Aufbau wie für die Korrelationsmessung. Da aber hier keine Korrelation gemessen werden soll, reicht es, einen PMT zu verwenden. Der Strahlteilerwürfel und der Polarisationsfilter sind auch nicht nötig. Diese verändern auch den Strahlengang nicht, weshalb sie keinen Effekt auf diese Messung hätten. Mit dem PMT wird dann die Rate bei der jeweiligen Teleskopöffnung gemessen. Das Ergebnis ist in Abb. 12 zu sehen. Die Rate ist so normiert, dass sie beim offenen Teleskop, also einem Radius $R = 27.5$ cm, eins ist. Die Theoriekurve im Plot ist die, die man erwarten würde, wenn alle Photonen, die auf das Teleskop treffen, detektiert werden würden. Bei doppelter Fläche werden auch doppelt so viele Photonen erwartet.

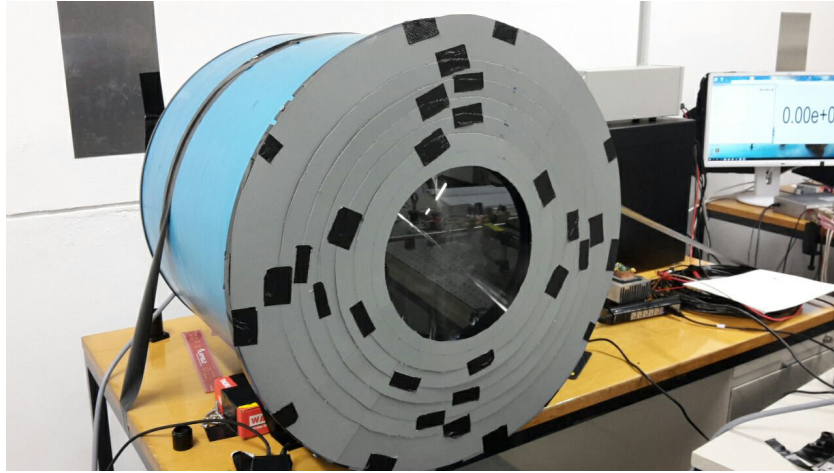


Abbildung 10: Das IceAct Teleskop abgedeckt mit Ringen aus lichtdichtem Tonpapier mit verschiedenen Radien.

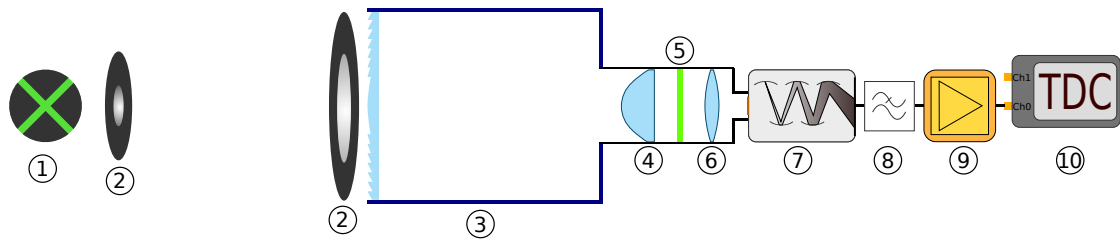


Abbildung 11: Aufbau zur Messung der Rate abhängig vom Öffnungsradius. Einzelne Bauteile: 1: LED, 2: Lochblende, 3: IceAct-Teleskop, 4: Asphärische Linse, 5: Interferenzfilter, 6: Sammellinse, 7: PMT, 8: Tiefpassfilter, 9: Verstärker, 10: DAQ-Karte.

Daraus folgt die Form der Theoriekurve, welche

$$I = \frac{R^2}{R_0^2} \quad (3.2)$$

ist, wobei R der offene Radius ist und $R_0 = 27.5 \text{ cm}$ der ganze Radius des IceAct-Teleskops ist. Die gemessene Kurve verläuft zunächst steiler als die Theorie, flacht dann aber bei großen Radien ab. Das bedeutet, dass der größte Anteil der Photonen im inneren Bereich eingesammelt wird, während Photonen, die am äußeren Rand auf das Teleskop treffen, nicht detektiert werden. Es lohnt sich also nicht, die Lochblende so klein zu machen, dass auch die äußersten Ränder des Teleskops noch in der Kohärenzzone liegen, da man damit keine zusätzliche Rate gewinnt. Sinnvoller ist es, eine etwas größere Blende und nur den mittleren Teil des Teleskops zu verwenden. Die Entscheidung fällt also auf

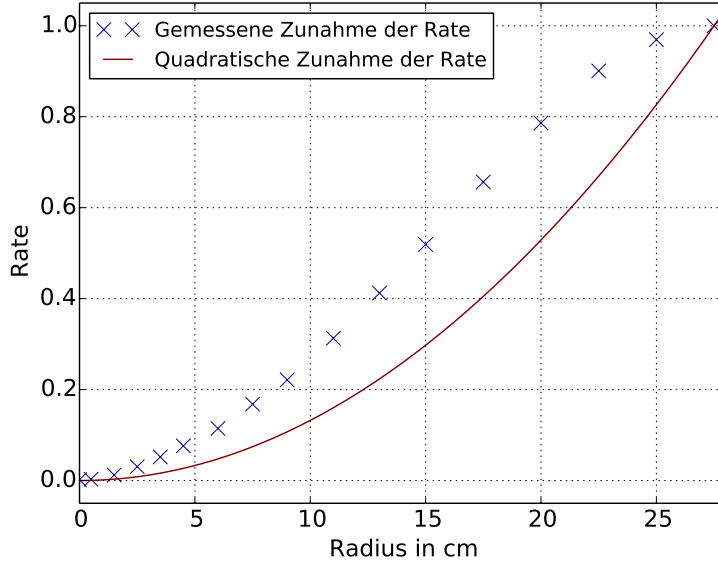


Abbildung 12: Rate bei verschiedenen Öffnungsradien des Teleskops. Bei offenem Teleskop ist die Intensität auf eins normiert.

eine Lochblende mit einem Durchmesser von $b = 30 \mu\text{m}$, was einer Kohärenzzelle von $r_c = 16.2 \text{ cm}$ auf dem Teleskop entspricht.

Es gibt aber noch einen weiteren Effekt, der die Wahl der verwendeten Teleskopfläche beeinflusst. Bisher wurde angenommen, dass alle Photonen innerhalb der Kohärenzzelle gleich stark korreliert sind. Das ist aber nicht der Fall. Für Abstände größer als Null, ist die $g^{(2)}$ -Funktion kleiner als zwei (siehe Abb. 13). Das bedeutet, dass Photonen, die weiter voneinander entfernt sind, weniger stark korreliert sind, also weniger zum Signal beitragen. Der Verlustfaktor k_{spatial} , der dadurch entsteht, kann mit einer Monte-Carlo-Simulation, die von Peter Deiml und Adrian Zink geschrieben wurde, bestimmt werden. Wäre die $g^{(2)}$ -Funktion innerhalb der detektieren Fläche überall 2, so wäre dieser Faktor $k_{\text{spatial}} = 1$, es gäbe also keine Verluste. Da die $g^{(2)}$ -Funktion aber < 2 für $r \neq 0$ ist, ist $k_{\text{spatial}} < 1$. Je größer die Detektionsfläche ist, umso weiter sinkt die $g^{(2)}$ -Funktion unter 2, das bedeutet, umso kleiner wird k_{spatial} . Allerdings werden die gemessenen Raten wieder größer, wenn eine größere Fläche verwendet wird. Es werden also mehr Ereignisse pro Zeitintervall detektiert und es muss kürzer gemessen werden. Die Größe der verwendeten Fläche sollte so gewählt werden, dass die Messzeit für eine feste Signifikanz des Signals minimal ist. Gegeben ist die Messzeit durch

$$T = \frac{4n\sigma_t}{\tau_c^2 \dot{N}_0 \dot{N}_1}, \quad (3.3)$$

wobei σ_t die Zeitauflösung des Systems ist, n die Signifikanz, \dot{N}_0 und \dot{N}_1 sind die Raten an den beiden PMTs und τ_c ist die Kohärenzzeit, die hier als die Fläche unter dem

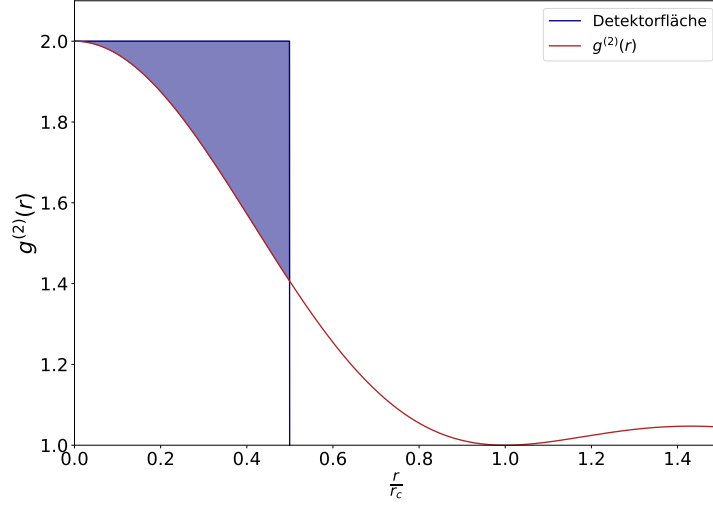


Abbildung 13: Veranschaulichung des räumlichen Verlustfaktors.

Korrelationspeak definiert ist [15]. Die Fläche ist

$$\tau_c = 0.664 \cdot k_{\text{spatial}} \cdot \frac{\lambda_0^2}{c \Delta_{\text{FWHM}} \lambda}, \quad (3.4)$$

was in Kapitel 3.3 genauer erklärt wird. Die Messzeit für eine feste Signifikanz ist also proportional zu dem Faktor

$$T \sim \kappa = \frac{1}{k_{\text{spatial}}^2 \cdot \dot{N}_0 \dot{N}_1}. \quad (3.5)$$

Um die Messzeit zu minimieren, muss also der Faktor κ minimiert werden. Dafür werden die Raten \dot{N}_0 und \dot{N}_1 an den PMTs 0 und 1 für verschiedene Öffnungsradien gemessen und der Verlustfaktor k_{spatial} simuliert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zu sehen. Obwohl

Radius in cm	7.5	6.0	4.5	3.5
\dot{N}_0 in MHz	11.7	8.3	5.2	3.2
\dot{N}_1 in MHz	8.4	6.0	3.7	2.3
k_{spatial}	0.517	0.636	0.766	0.847
κ in 10^{-12} s^2	0.0381	0.0496	0.0886	0.1894

Tabelle 1: Raten und räumlicher Verlustfaktor bei verschiedenen Öffnungsradien des Teleskops.

der Faktor für einen Radius von 7.5 cm am kleinsten ist, wird aufgrund der hohen Raten später bei der eigentlichen Korrelationsmessung ein Öffnungsradius von 6 cm gewählt.

Der Grund hierfür ist, dass die Messzeit sich dadurch nicht stark erhöht, da der Faktor nur ein wenig größer ist. Außerdem ist es schön, ein signifikantes Signal zu messen, da dieses stärker ausgeprägt ist wegen des kleineren Verlustfaktors, nicht nur weil man eine höhere Statistik aufgrund höherer Raten hat. Kommt es nämlich auf dem statistisch höheren Level zu mehr Systematiken, so würde die Signifikanz sinken. Zusätzlich werden so die PMTs geschützt. Falls es zu Schwankungen in der Intensität der LED kommen sollte, besteht die Gefahr bei dem größeren Radius, dass die Rate an PMT0 die 12.5 MHz überschreitet, welche das Limit für die PMTs ist.

Das Fazit dieses Abschnitts ist also, welche Lochblende und welche Fläche des Teleskops optimalerweise verwendet werden sollte. Für die Korrelationsmessung wird eine Lochblende mit dem Durchmesser von $30\text{ }\mu\text{m}$ verwendet. Das Teleskop wird so abgedeckt, dass nur eine Fläche mit dem Radius 6 cm offen bleibt.

3.1.3 Das Spektrum durch den Interferenzfilter, Einfluss der Position der asphärischen Linse

In diesem Abschnitt geht es um den Einfluss des Spektrums auf die Korrelationsmessung. Um das Spektrum zu messen, wird das Spektrometer HR2000 von OceanOptics verwendet, welches zunächst kalibriert werden muss. Dafür wird eine Quecksilberdampf-lampe verwendet, deren Spektrum scharfe Spektrallinien mit bekannten Wellenlängen aufweist (siehe Abb. 14). Bei der Kalibrationskurve (siehe Abb. 15) handelt es sich um

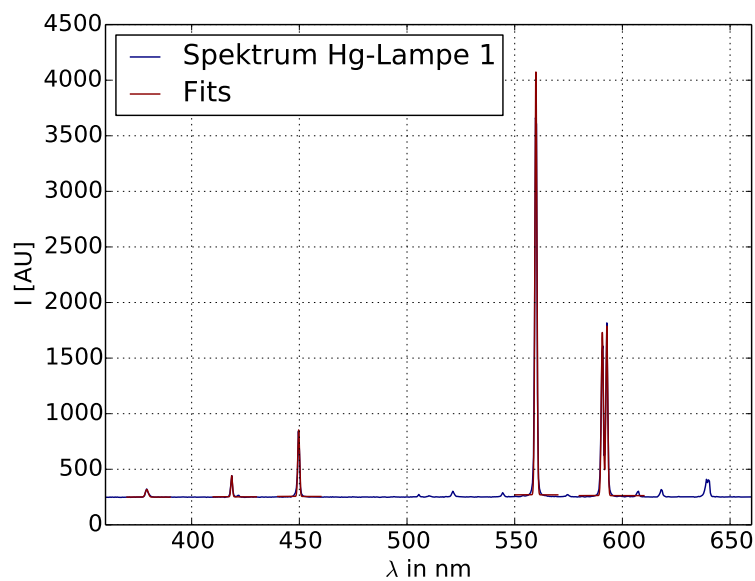


Abbildung 14: Spektrum der Quecksilberdampf-Lampe für die Kalibration des Spektrometers mit Fits an die Spektrallinien.

eine Gerade mit der Steigung eins. Für die Kalibration ist also nur eine Verschiebung

der Wellenlängen nötig. Die Kalibrationsfunktion lautet somit

$$\lambda = \lambda_{\text{gemessen}} - (13.79 \pm 0.04) \text{ nm}. \quad (3.6)$$

Nun kann das Spektrum gemessen werden.

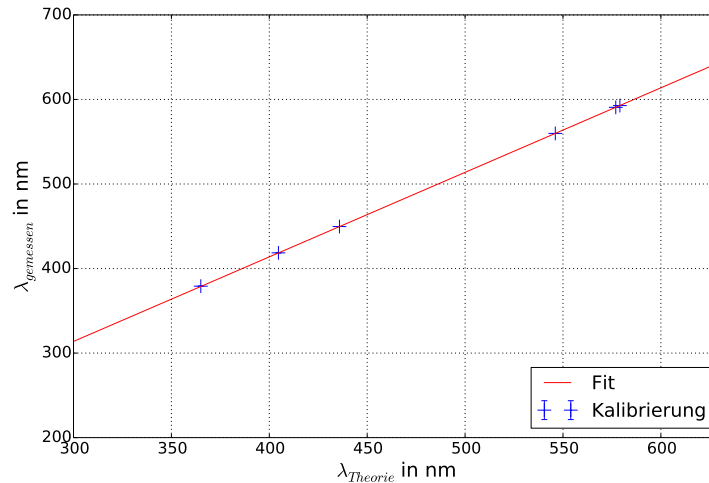


Abbildung 15: Kalibrationsfunktion des Spektrometers.

Das Spektrum der LED ist breit, so wie das Spektrum eines Sternes. Um eine möglichst große Kohärenzzeit zu erhalten, muss also gefiltert werden. Dafür wird der Interferenzfilter verwendet. Dieser hat aber ein winkelabhängiges Verhalten. Trifft der Lichtstrahl senkrecht auf den Interferenzfilter, so wird eine andere Wellenlänge transmittiert, als wenn das Licht unter einem Winkel $\alpha \neq 90^\circ$ auf den Filter fällt. Für ein paralleles Strahlenbündel hat der Interferenzfilter eine Breite von 1 nm, trifft jedoch konvergentes oder divergentes Licht auf den Filter, so werden mehr Wellenlängen transmittiert und das Transmissionsspektrum wird breiter. Um dies zu verdeutlichen, wird der Versuchsaufbau aus Abb. 16 verwendet. Die LED scheint direkt auf den Interferenzfilter.

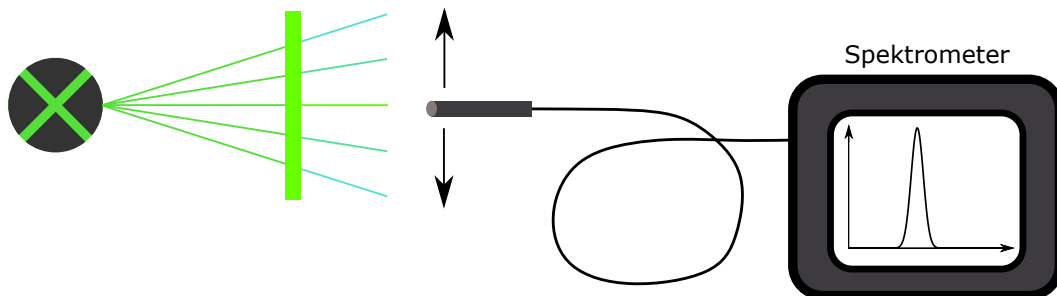


Abbildung 16: Aufbau zur Messung des Spektrums hinter dem Interferenzfilter.

Es handelt sich also um divergentes Licht. Mit dem Spektrometer wird dann an verschiedenen Stellen das Spektrum aufgenommen. In Abb. 17 sind diese zu sehen. Die verschiedenen Nummern stehen dabei für verschiedene Positionen, wobei größere Zahlen bedeuten, dass das Spektrum weiter außen von der optischen Achse aufgenommen wird. Dort fallen die Strahlen also nicht senkrecht auf den Filter. Man kann erkennen, dass die Schwerpunktwellenlängen kleiner werden, je weiter außen das Spektrum aufgenommen wird. Bei der Korrelationsmessung mit dem Teleskop ist es also wichtig, das

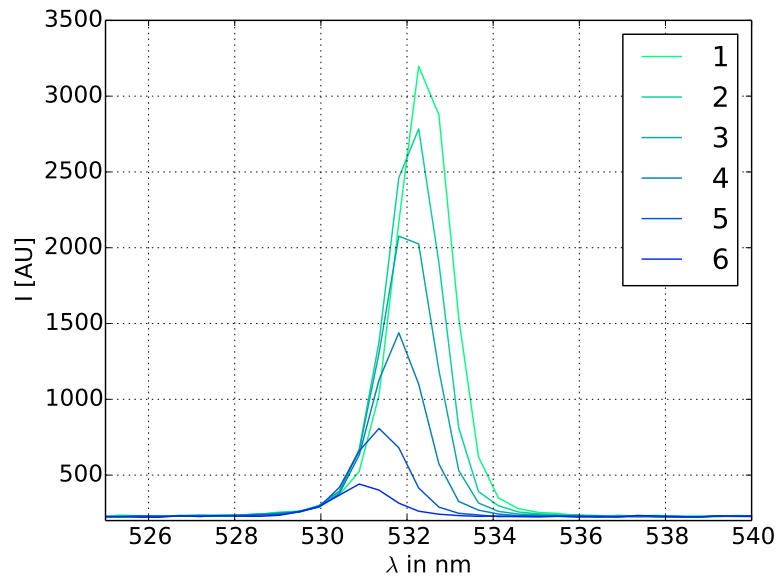


Abbildung 17: Spektren an verschiedenen Stellen hinter dem Interferenzfilter. Spektrum 1 wurde auf der optischen Achse aufgenommen. Größer werdende Zahlen beschreiben zunehmenden Abstand zur optischen Achse.

fokussierte Licht zu parallelisieren, bevor es auf den Interferenzfilter trifft. Dies wird, wie oben schon erwähnt, mit einer asphärischen Linse mit der Brennweite $f = 2$ cm gemacht. Dabei treten zwei Probleme auf. Erstens ist es schwierig, die richtige Position für die Linse zu finden. Optimalerweise sollte sie 2 cm hinter dem Fokuspunkt sein. Dessen Position ist aber nicht bekannt und kann nur mit dem Auge abgeschätzt werden. Das zweite Problem ist, dass das IceAct-Teleskop keinen perfekten Fokus hat. Der Punkt ist nach Abschätzungen per Auge einige Millimeter groß. Ohne perfekten Fokus kann die asphärische Linse das Licht auch nicht vollkommen parallelisieren. Die Linse wird dennoch verwendet, da der Öffnungswinkel des einfallenden Lichts damit immerhin reduziert werden kann, was auch schon zu einem schmaleren Spektrum führt. Außerdem geht so insgesamt weniger Licht verloren, das ohne die Linse die PMTs nicht erreichen würde. Für die optimale Positionierung der Linse wird dann noch ein Trick angewandt (siehe Abb. 18). Dafür wird die Sammellinse ausgenutzt, welche eine Brennweite von $f = 10$ cm hat. Angenommen auf diese fällt paralleles Licht, so fokussiert sie dieses auf

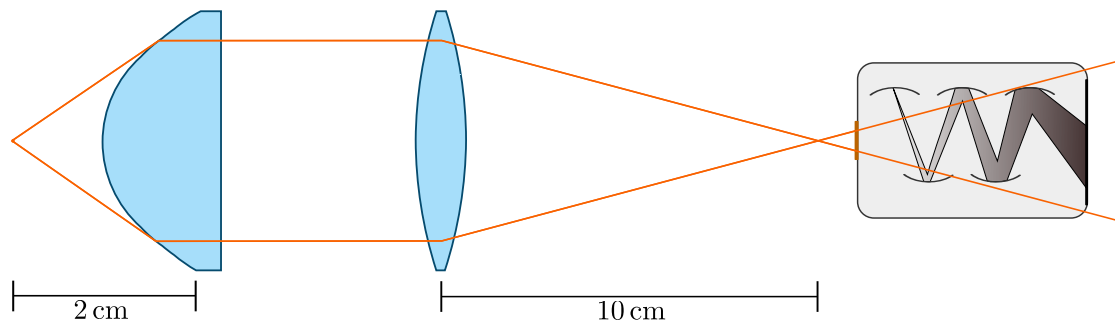


Abbildung 18: Aufbau zur Positionierung der asphärischen Linse. Wird der PMT weiter nach rechts verschoben, so detektiert er nicht mehr alles Licht.

einen Punkt im Abstand von 10 cm. Misst man nun mit einem PMT die Rate, so ist diese maximal, wenn dieser im Fokus steht beziehungsweise kurz davor oder dahinter, solange der Durchmesser des Strahlenbündels noch kleiner als die der Detektorfläche des PMTs ist, also noch alle Photonen auf den PMT treffen. Ist der PMT weiter weg oder näher an der Linse, so detektiert er nicht alle Photonen. Nun soll angenommen werden, der PMT stünde 10 cm von der Sammellinse entfernt. Wenn das Licht, das auf die Sammellinse fällt, jetzt nicht mehr parallel ist, so liegt der Fokus nicht bei 10 cm, sondern näher, wenn das einfallende Licht konvergent ist. Bei divergentem Licht läge der Fokus weiter weg oder würde im Extremfall gar nicht mehr existieren. Man kann also anhand der Rate abschätzen, ob das Licht parallel ist. Wenn die maximale Rate am PMT gemessen wird, so trifft das Licht maximal parallel auf die Sammellinse. Im eigentlichen Versuchsaufbau ist der Abstand zwischen der Sammellinse nicht 10 cm, sondern nur etwa 9 cm, was trotzdem noch recht nahe an der Brennweite liegt. Nun wird mithilfe der Halterung das ganze Messsystem in z-Richtung, d.h. auf das Teleskop zu oder von ihm weg, verschoben. Dabei verändern sich die Abstände zwischen den einzelnen Bauteilen nicht, sondern nur der Abstand der asphärischen Linse zum Fokuspunkt des Teleskops. Dort, wo das Maximum in der Rate gemessen wird, wird die asphärische Linse dann für die Korrelationsmessung platziert. Zur Kontrolle und quantitativen Bestimmung der Bandbreite wird anschließend an der Stelle der PMTs das Spektrum aufgenommen. Dabei wird die Glasfaser verschoben, damit Spektren nahe der optischen Achse und ein Stück entfernt davon aufgenommen werden können. Diese sind sowohl an der Stelle des PMT0 als auch an der Stelle des PMT1 in Abb. 19 zu sehen. Wie auch für Abb. 17 beschreiben wachsende Zahlen den zunehmenden Abstand zur optischen Achse. Man kann sehen, dass die Spektren hier kaum noch verschoben sind. Lediglich das Spektrum am äußeren Rand bei PMT1 liegt bei einer etwas kleineren Wellenlänge. Das liegt daran, dass das Licht nicht perfekt parallelisiert werden kann. Es werden Gaußfunktionen an die Spektren gefittet,

um die spektrale Breite zu bestimmen. Der Fitwert mit Mittlung über die verschiedenen Spektren ist

$$\sigma_{\text{gemessen}} = (0.626 \pm 0.010) \text{ nm.} \quad (3.7)$$

Um die echte Breite des Spektrums zu kennen, muss aber noch die Auflösung des Spektrums durch

$$\sigma_{\text{real}} = \sqrt{\sigma_{\text{gemessen}}^2 - \sigma_{\text{Spek}}^2} \quad (3.8)$$

herausgerechnet werden. Die Auflösung des Spektrometers σ_{Spek} beziehungsweise eine obere Grenze dafür wird durch die Aufnahme einer Laserlinie bestimmt. Deren gemessene Breite wird dann als σ_{Spek} verwendet. Der Wert, der durch einen Gaußfit bestimmt wird, ist $\sigma_{\text{Spek}} = (0.320 \pm 0.006) \text{ nm}$. Somit ist die spektrale Breite $\sigma_{\text{real}} = (0.538 \pm 0.013) \text{ nm}$, was einer Halbwertsbreite von

$$\Delta_{\text{FWHM}}\lambda = 2\sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma_{\text{real}} = (1.27 \pm 0.04) \text{ nm} \quad (3.9)$$

entspricht. Die Schwerpunktwellenlänge liegt bei

$$\lambda_0 = (532.20 \pm 0.04) \text{ nm.} \quad (3.10)$$

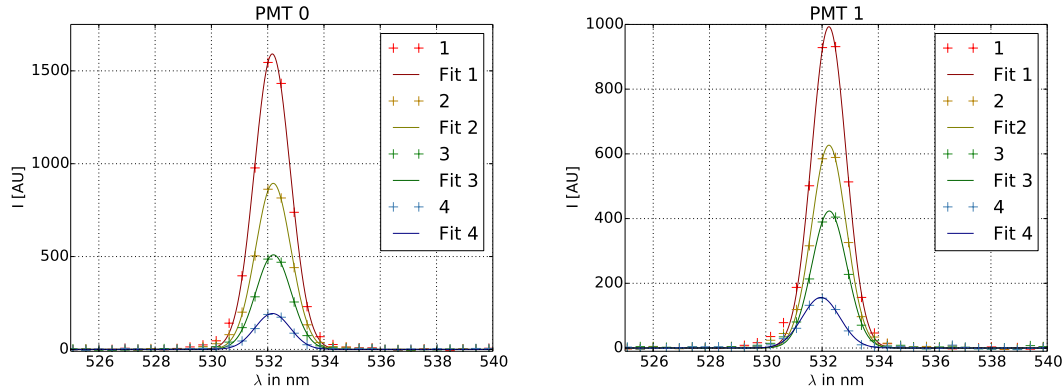


Abbildung 19: Spektren an den Stellen der PMTs. Kleine Zahlen bedeuten Messung nahe an der optischen Achse, größere Zahlen weiter am Rand.

3.2 Funktionsweise der Analysesoftware

Mit dem oben beschriebenen Aufbau kann eine Messung gestartet werden. Bei einer Rate von 8.3 MHz am PMT0 und 6.0 MHz an PMT1 wird für etwa 66 Stunden gemessen. Die Dunkelrate der PMTs liegt in der Größenordnung von 10^2 Hz und das Streulicht bei 10^3 Hz , diese können also vernachlässigt werden. Während der Messung speichert die TimeHarp-Karte für jedes detektierte Photon die Ankunftszeit mit der Information, in

welchem Kanal es gemessen wird. Diese Daten werden dann mit einer Software, die von Andreas Zmija und Peter Deiml entwickelt wurde, ausgewertet. In diesem Abschnitt soll die Vorgehensweise, die die Software zur Auswertung verwendet, erklärt werden.

Erstellung des Zeitdifferenzen-Histogramms

Für die Auswertung wird zunächst ein Kanal als Referenzkanal gewählt. In dieser Arbeit ist dieser Kanal 0. Die Wahl ist jedoch willkürlich. Man kann genauso gut Kanal 1 wählen. Das sich ergebende Zeitdifferenzenhistogramm wäre dann lediglich an der y-Achse gespiegelt. Aus dem Referenzkanal wird dann ein Photon betrachtet, welches hier Basisphoton genannt wird. Ausgehend von diesem wird das nächste Ereignis betrachtet. Wurde dieses im Kanal 0 detektiert, so wird es nicht weiter beachtet. Wurde es im Kanal 1 detektiert, so wird für dieses Photon die Zeitdifferenz τ zu dem Basisphoton ausgerechnet und in einem Histogramm gespeichert. Anschließend wird das nächste Ereignis mit dem Basisphoton verglichen und die Zeitdifferenz τ wieder in das Histogramm gefüllt, wenn das Photon im Kanal 1 detektiert wurde. Dies wird nun wiederholt, bis die Zeitdifferenz einen Wert von 250 ns überschreitet. Das gleiche wird nun ausgehend vom Basisphoton in negative Zeitrichtung bis $\tau < -250$ ns durchgeführt. Dieses Prozedere wird dann für jedes Photon aus Kanal 0 als Basisphoton wiederholt. Das Ergebnis ist also ein Histogramm mit den absoluten Anzahlen der vorkommenden Zeitdifferenzen im Intervall $[-250$ ns, 250 ns]. Ein Ausschnitt daraus ist in Abb. 20 zu sehen. Die Binbreite des Histogramms ist 250 ps, da dies der Binbreite des TDCs in der TimeHarp Karte entspricht.

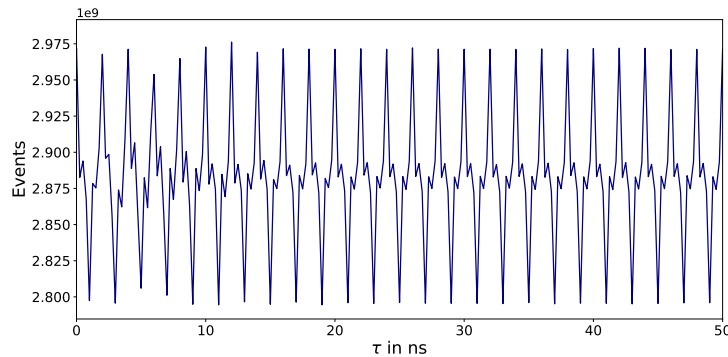


Abbildung 20: Histogramm der absoluten Anzahlen von Zeitdifferenzen τ mit erkennbarer TDC-Nichtlinearität.

Kalibrierung der TDC-Nichtlinearität

Das Histogramm zeigt periodisch auftretende Peaks, welche nicht dem erwarteten Korrelationssignal entsprechen. Die Peaks bedeuten, dass einige Zeitdifferenzen häufiger vorkommen als andere. Dies lässt sich durch eine Nichtlinearität des TDCs erklären. Der TDC hat 8 Bins mit jeweils 250 ps. Misst man ein Photon in Bin i des TDC, so landet ein

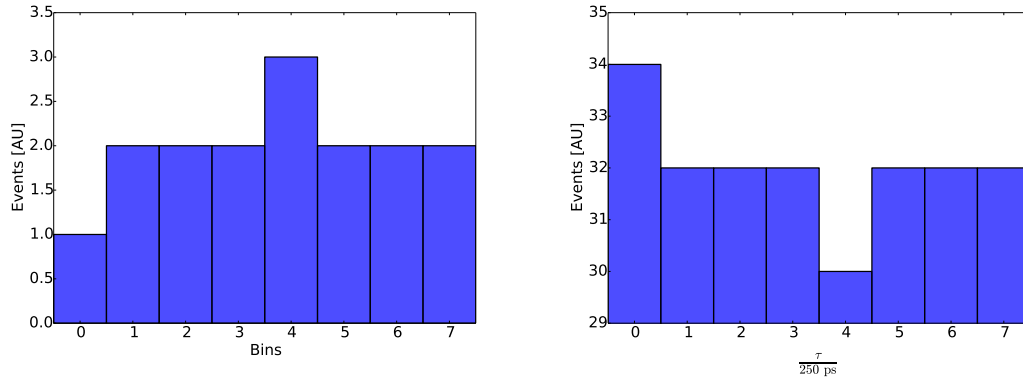


Abbildung 21: Links: Vereinfachte Verteilung der Events auf die Bins. Rechts: Verteilung der Zeitdifferenzen.

Photon, das 2 ns später eintrifft, im gleichen Bin. Bei einer längeren Messung sollten alle Bins des TDCs bis auf statistische Fluktuationen gleich gefüllt sein. Dies ist aber nicht der Fall. In manchen Bins werden mehr Photonen gemessen als in anderen. Anschaulich gesehen könnte man also sagen, manche Bins sind größer als andere.

Die Verteilung der Events sieht vereinfacht wie in Abb. 21 links aus (vergleiche [15]). In Bin 0 werden im Mittel weniger Photonen detektiert, während in Bin 4 am meisten Photonen detektiert werden. Die Anzahl, wie oft eine Zeitdifferenz $\tau = n \cdot 250$ ps mit $n \in \mathbb{Z}$ vorkommt, wird durch

$$N = \sum_{i=0}^7 w_i \cdot w_{(i+n) \bmod 8} \quad (3.11)$$

berechnet, wobei w_i die Anzahl der Events in Bin i ist. Macht man dies für die Verteilung aus Abb. 21 links, so erhält man die Verteilung der Zeitdifferenzen, die in Abb. 21 rechts gegeben ist. Hier sieht man, dass Zeitdifferenzen von $\tau = n \cdot 2$ ns mit $n \in \mathbb{Z}$ am wahrscheinlichsten gemessen werden. Zeitdifferenzen von $\tau = 1$ ns + $n \cdot 2$ ns sind am unwahrscheinlichsten. Die TDC-Nichtlinearität überträgt sich also auf das Zeitdifferenzhistogramm. Dieses muss kalibriert werden, um das Korrelationssignal zu sehen. Dafür wird ein unkorrelierter Bereich des Histogramms verwendet, zum Beispiel $[-250$ ns, -124 ns]. Dort wird das 8-Bin-Muster bestimmt, indem man für jeden Bin den Mittelwert der Anzahl berechnet. Das gemittelte Muster wird dann auf den gesamten Bereich erweitert, indem man es mehrfach aneinander fügt. Dann werden die Messwerte durch den jeweiligen Binmittelpunkt geteilt. Man erhält dadurch das Histogramm, das in Abb. 22 zu sehen ist. Dort sind die periodischen Schwankungen der TDC-Nichtlinearität nicht mehr zu sehen. Außerdem schwankt der Wert nun um die eins. Das heißt, die Werte wurden bei der Kalibration auch gleichzeitig normiert, sodass es sich bei dem Ergebnis nun um die gesuchte $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion handelt.

3.3 Erwartetes Signal und Hintergrund

Da das Spektrum bekannt ist, kann mit Hilfe des Wiener-Khinchin Theorems die Form der $g^{(2)}$ -Funktion vorausgesagt werden. Das Spektrum bei der Korrelationsmessung ist durch den Interferenzfilter bestimmt und hat die Form eines Gauß mit der Sigtabreite $\Delta\omega$. Die $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion ist dann

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \exp(-\Delta\omega^2\tau^2). \quad (3.12)$$

Die Signalstärke S ist die Fläche unter dem Peak also

$$S = \int_{-\infty}^{+\infty} g^{(2)}(\tau) - 1 d\tau. \quad (3.13)$$

Für das gaußförmige Spektrum ist das Signal dann

$$S = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\Delta\omega^2\tau^2) = \frac{\sqrt{\pi}}{\Delta\omega}. \quad (3.14)$$

Mit der Verwendung von $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ und der Umrechnung zur Halbwertsbreite $\Delta_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{2\ln 2}\Delta$ ergibt sich dann als Signalstärke

$$S = \sqrt{\frac{2\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\Delta_{\text{FWHM}}\nu} \approx 0.664 \cdot \frac{1}{\Delta_{\text{FWHM}}\nu}. \quad (3.15)$$

Dabei ist der Faktor $k_{\text{gauss}} = 0.664$ der Faktor, der die Signalstärke von der herkömmlichen Definition der Kohärenzzeit τ_c unterscheidet. Mit $\Delta\nu = \frac{c}{\lambda_0^2}\Delta\lambda$ lässt sich das Signal dann noch in Abhängigkeit der Wellenlänge schreiben:

$$S = k_{\text{gauss}} \cdot \frac{\lambda_0^2}{c \cdot \Delta_{\text{FWHM}}\lambda}. \quad (3.16)$$

Ein weiterer Faktor, der die Messung beeinflusst, ist der räumliche Verlustfaktor k_{spatial} , der in Kapitel 3.1.2 schon erklärt wurde. Er kommt durch die endliche Ausdehnung der Detektorfläche zustande. Für die verwendete Lochblende und den Öffnungsradius des Teleskops ist dieser Faktor $k_{\text{spatial}} = 0.636$. Die Breite des Spektrums sowie deren Schwerpunktswellenlänge wurde in Abschnitt 3.1.3 bestimmt. Das somit erwartete Signal ist damit

$$S = k_{\text{spatial}} \cdot k_{\text{gauss}} \cdot \frac{\lambda_0^2}{c \cdot \Delta_{\text{FWHM}}\lambda}. \quad (3.17)$$

Der erwartete Hintergrund B ist der Fehler auf das Signal S . Oben wurde S durch Integration über die $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion berechnet. Bei der Auswertung werden vorkommende Zeitdifferenzen histogrammiert. Man kann die Fläche also auch durch

$$S_+ = \Delta t_{\text{bin}} \cdot \sum_{i=1}^M w_i \quad (3.18)$$

berechnen. Dabei ist Δt_{bin} die Binbreite im Histogramm und w_i die Anzahl der jeweiligen Einträge. Der Fehler auf das Signal ist durch gaußsche Fehlerfortpflanzung dann

$$\Delta S_+ = \Delta t_{\text{bin}} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^M \Delta w_i^2} = \Delta t_{\text{bin}} \sqrt{M} \sigma_{g(2)}, \quad (3.19)$$

wobei dabei angenommen wird, dass jedes w_i den gleichen Fehler $\Delta w_i = \sigma_{g(2)}$ hat, welcher auch der gleiche wie im unkorrelierten Bereich ist. Dieser ist durch

$$\sigma_{g(2)} = \frac{1}{\sqrt{\dot{N}_0 \dot{N}_1 T \Delta t_{\text{bin}}}} \quad (3.20)$$

gegeben [15], wobei T die Messzeit ist. M ist die Anzahl der Bins des Signals. Hier kommt eine Konvention ins Spiel. Zum Signal werden nur die Bins gezählt, die innerhalb von ± 2 Sigmabreiten σ_t der Gaußkurve liegen. Die Anzahl der Bins ist mit dieser Konvention $M = \frac{4\sigma_t}{\Delta t_{\text{bin}}}$. Für den Fehler auf das Signal und damit den Background wird also

$$B = \Delta S_+ = \sqrt{\frac{4\sigma_t}{\dot{N}_0 \dot{N}_1 T}} \quad (3.21)$$

erwartet.

3.4 Die Korrelationsmessung

Nun sind die Grundlagen für die Messung eines Korrelationssignals bekannt. Mit dem Aufbau, der oben beschrieben wurde, werden mit Raten von 8.3 MHz am PMT0 und 6.0 MHz an PMT1 für $T = 66.56$ h Daten aufgenommen. Die Dunkelraten der PMTs liegen in der Größenordnung von 10^2 Hz und das Streulicht bei 10^3 Hz. Diese liegen drei beziehungsweise vier Größenordnungen unter der gemessenen Rate bei Bestrahlung durch die LED und können daher vernachlässigt werden. Die $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion, die sich dabei ergibt, ist in Abb. 22 zu sehen. Da es sich im Wesentlichen um ein Zählexperiment

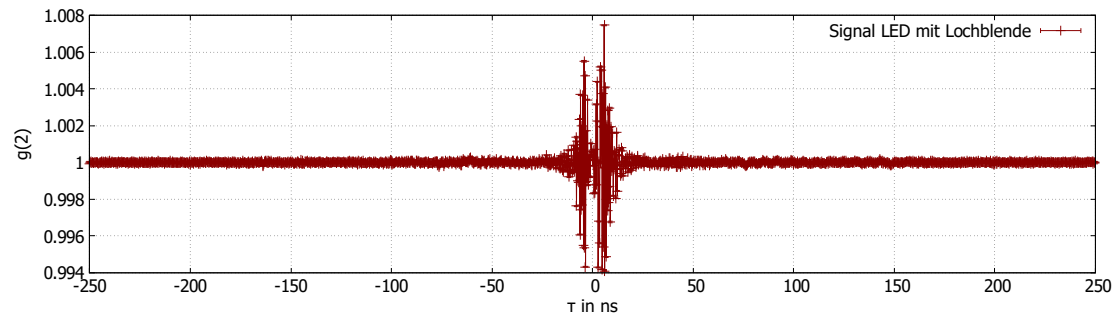


Abbildung 22: Kalibrierte $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion mit Crosstalk bei 0 ns.

handelt, sind die Fehler durch Poissonstatistik gegeben:

$$\sigma_{g(2),\text{theo}} = \frac{1}{\sqrt{\dot{N}_0 \dot{N}_1 T \Delta t_{\text{bin}}}} = 0.262 \cdot 10^{-4}. \quad (3.22)$$

Um die Null sind hohe Schwankungen zu sehen, die durch einen Crosstalk in der TimeHarp-Karte bedingt sind. Deshalb wird, wie oben schon erwähnt, ein längeres Kabel an einen der PMTs angeschlossen, sodass das Signal dieses PMTs später ankommt. Dadurch wird das ganze Korrelationssignal aus dem Bereich des Crosstalks geschoben. Es befindet sich jetzt bei circa -61 ns. In Abb. 23 ist dieser Bereich vergrößert dargestellt. Man kann den

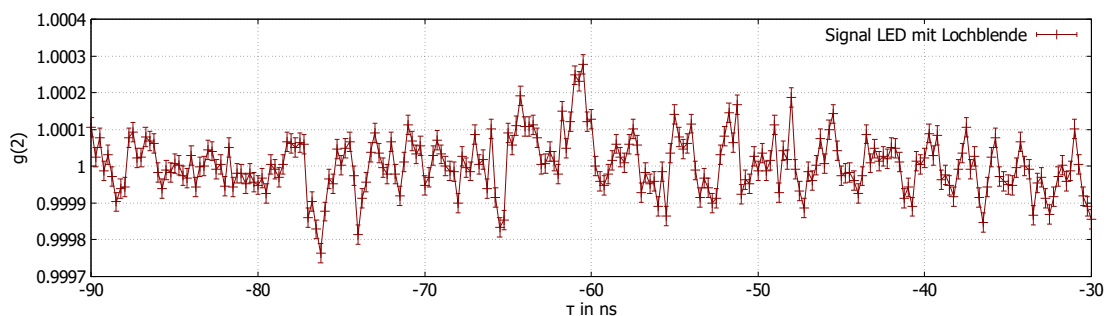


Abbildung 23: $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion im Bereich des Korrelationssignals.

Korrelationspeak erahnen, jedoch sind in der Umgebung auch andere Schwankungen von ähnlicher Höhe. Diese Schwankungen sind Systematiken, die statistische Fluktuationen überschreiten. Um diese zu beseitigen, wird eine Referenzmessung gemacht, bei der kein Korrelationssignal erwartet wird. Dafür wird der exakt gleiche Aufbau wie für die vorherige Messung verwendet, insbesondere am Aufbau hinter dem Teleskop wird nichts verändert, lediglich die Lochblende vor der LED wird entfernt. Streng genommen tritt dabei trotzdem eine Korrelation auf, da es sich noch immer um thermisches Licht handelt. Allerdings ist die Kohärenzzelle nur noch einige Millimeter groß, sodass die meisten der detektierten Photonen unkorreliert sind. Der räumliche Verlustfaktor ist $k_{\text{spatial}} = 0.0017$, wobei der absolute Wert nicht ganz korrekt ist, da es sich bei der LED nicht mehr um eine runde Lichtquelle handelt. Es wird aber trotzdem deutlich, dass das Signal kleiner als statistische Fluktuationen ist. Die Referenzmessung kann folglich als unkorreliert angenommen werden. In Abb. 24 sind die Signalmessung und die Referenzmessung gemeinsam geplottet. Zum Beispiel bei circa -77 ns haben Referenz- und Signalmessung beide den gleichen Einbruch. Es handelt sich also tatsächlich um eine Systematik. Um diese loszuwerden, kann man nun die Referenzmessung von der Signalmessung abziehen. Das Ergebnis ist in Abb. 25 zu sehen. Dabei erhöhen sich aber die Fehlerbalken um einen Faktor $\sqrt{2}$, da sowohl Signal als auch Referenzmessung zu dem Fehler beitragen. Durch die Subtraktion schwanken die Daten nicht mehr um Eins, sondern um Null. Es handelt sich also streng genommen nicht mehr um die $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion, sondern um $g^{(2)}(\tau) - 1$. Der Peak ist nun deutlicher zu erkennen und kann quantitativ

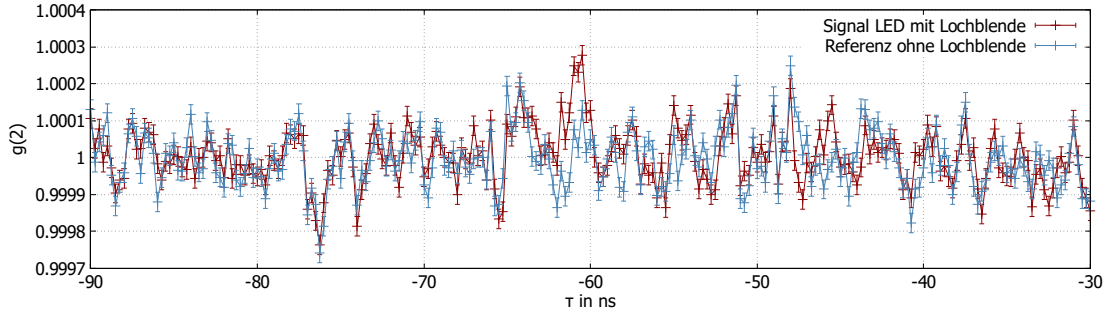


Abbildung 24: $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion der Signalmessung und der Referenzmessung mit unkorreliertem Licht.

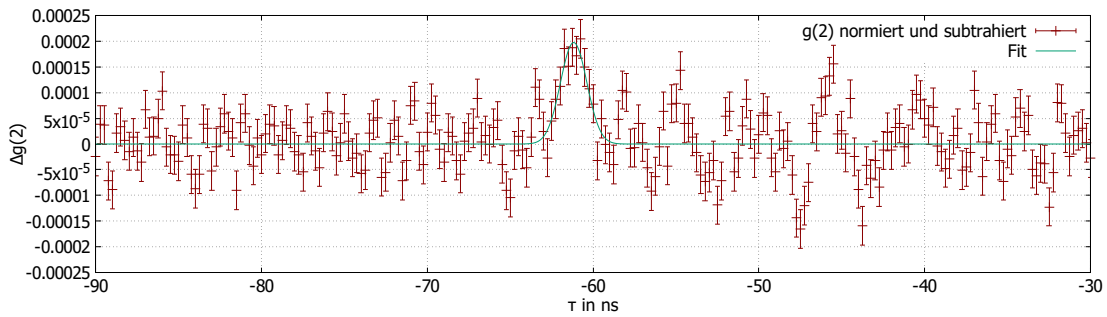


Abbildung 25: Subtraktion der $g^{(2)}(\tau)$ -Funktionen der Signal- und Referenzmessung sowie Gaußfit an den Korrelationspeak.

ausgewertet werden. Dazu wird eine Gaußkurve der Form

$$f(x) = \frac{S}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_t} \cdot \exp\left(-\frac{(\tau - \tau_0)^2}{2\sigma_t^2}\right) \quad (3.23)$$

an die Messdaten gefittet. S ist die Fläche unter dem Peak und damit auch die gesuchte Signalstärke. σ_t ist die Gaußbreite, welche auch zur Berechnung des theoretischen Hintergrunds verwendet wird. Die Ergebnisse des Fits sind:

$$\begin{aligned} S &= (0.393 \pm 0.06) \text{ ps} \\ \tau_0 &= (-61.18 \pm 0.14) \text{ ns} \\ \sigma_t &= (0.80 \pm 0.14) \text{ ns} \end{aligned}$$

Der Hintergrund B ist wie in der Erwartung auch $B = \sqrt{4\sigma_t \Delta t_{\text{bin}}} \cdot \sigma_{g(2)}$, wobei hier $\sigma_{g(2)} = \sigma_{\text{RMS}}$ aus den Messdaten bestimmt wird. Dieses ist die quadratische mittlere Abweichung (RMS). Zu deren Berechnung werden die Bereiche $[-70 \text{ ns}, -50 \text{ ns}]$ und $[-20 \text{ ns}, 30 \text{ ns}]$ ausgeschlossen, da dort zusätzlich zu den statistischen Schwankungen zum einen das Signal, zum anderen der Crosstalk auftreten. Es wird angenommen, dass

sich in diesen Bereichen das statistische Rauschen aber genauso verhält. Der Wert, der sich dann ergibt, ist

$$\sigma_{\text{RMS}} = (0.366 \pm 0.006) \cdot 10^{-4}. \quad (3.24)$$

Nun kann man das Signal S , den Hintergrund B und die Signifikanz des Signals $n = \frac{S}{B}$ von Messung und Erwartung vergleichen:

$$\begin{array}{ll} S_{\text{theo}} = (0.314 \pm 0.010) \text{ ps} & S_{\text{exp}} = (0.393 \pm 0.06) \text{ ps} \\ B_{\text{theo}} = (0.0234 \pm 0.0021) \text{ ps} & B_{\text{exp}} = (0.0327 \pm 0.0029) \text{ ps} \\ n_{\text{theo}} = 13.4 \pm 1.3 & n_{\text{exp}} = 12.0 \pm 2.2 \end{array}$$

Die Fehler auf die Theorie kommen daher, dass für deren Berechnung Fitwerte verwendet werden: bei dem Signal S_{theo} die Bandbreite $\Delta\lambda$ und beim Rauschen B_{theo} die Breite des Peaks. Sowohl das Signal als auch das Rauschen sind stärker als theoretisch erwartet, die Signifikanz des experimentell bestimmten Peaks ist kleiner als erwartet, stimmt aber im Rahmen des Fehlers mit der Theorie überein. Der zu hohe Wert für das Rauschen legt die Vermutung nahe, dass trotz der Subtraktion der Referenzmessung noch Systematiken auftreten. Eine Systematik im Rauschen könnte auch zu einem erhöhtem Signal führen. Deshalb soll nun eine Fourieranalyse gemacht werden, um dies genauer zu untersuchen.

3.5 Fourieranalyse der Korrelationsfunktion

Treten in der Korrelationsfunktion Frequenzen auf, erzeugen diese Oszillationen zusätzlich zu den statistischen Schwankungen. Diese erhöhen den Wert des RMS. Es ist es also wert, sich das Frequenzspektrum der gemessenen $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion anzusehen. Dafür wird eine Fouriertransformation der $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion gemacht. Das Ergebnis ist links in Abb. 26 zu sehen. Bei einer Frequenz von 800 MHz und um die 950 MHz treten deutliche Peaks

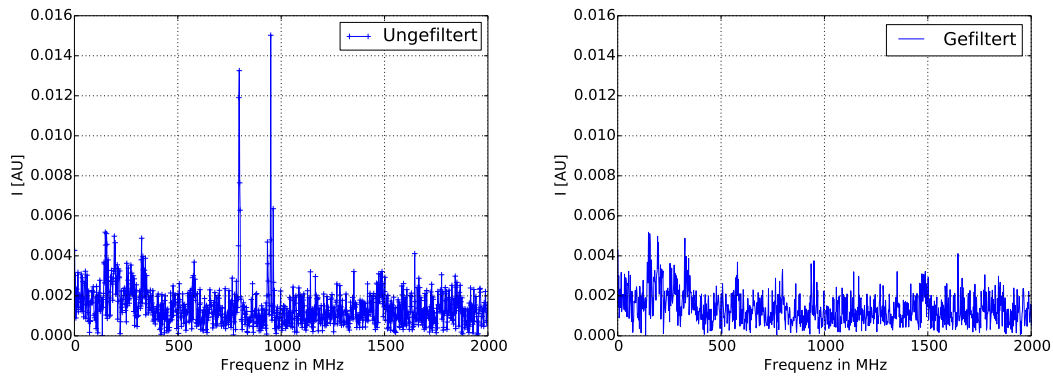


Abbildung 26: Fouriertransformation der Signal-Referenz-Messung $\Delta g^{(2)}(\tau)$. Links: Das ungefilterte Fourierspektrum mit Peaks bei ca. 800 MHz und 950 MHz. Rechts: Fourierspektrum mit Dämpfung der Peaks um einen Faktor 4.

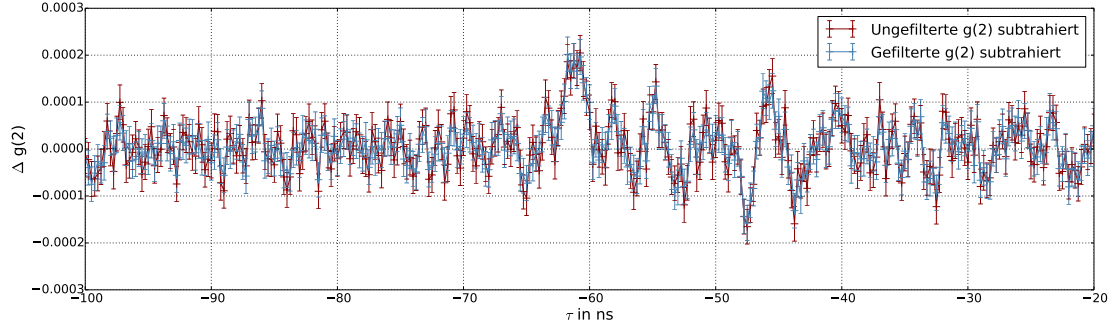


Abbildung 27: Vergleich der gefilterten und ungefilterten $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion.

auf. Dies sind typische Mobilfunkfrequenzen. Der LTE-Standard liegt bei 800 MHz und der GSM-Mobilfunkstandard weist Frequenzen zwischen 935 MHz und 960 MHz auf [3]. Diese haben sich also offensichtlich trotz der vorgenommenen Abschirmung in die Messung eingekoppelt. Um diese Frequenzen im Nachhinein loszuwerden, kann man im Fourierraum schneiden beziehungsweise dämpfen. Hier werden die Peaks um einen Faktor 4 in der Amplitude verkleinert. Es handelt sich also quasi um einen digitalen Bandsperrfilter für die auftretenden Frequenzen mit einer Dämpfung von 6 dB. Das gefilterte Spektrum ist in Abb. 26 rechts dargestellt. Ausgehend von diesem kann man nun die inverse Fouriertransformation durchführen, um wieder die $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion, diesmal gefiltert, zu erhalten. Diese ist in Abb. 27 zusammen mit der ungefilterten zu sehen. Man kann erkennen, dass die Schwankung in den gefilterten Daten etwas kleiner ist als bei der ungefilterten Messung. Dies lässt sich auch quantitativ bestimmen, indem man wieder den RMS berechnet. Der Wert für diesen ist

$$\sigma_{\text{RMS, gefiltert}} = (0.315 \pm 0.005) \cdot 10^{-4}. \quad (3.25)$$

Er ist also im Vergleich zur ungefilterten Messung kleiner geworden, entspricht aber noch nicht dem erwarteten RMS. Betrachtet man das Fourierspektrum genauer, so sind noch immer einige Frequenzen mit höheren Amplituden zu erkennen, es ist also durchaus realistisch, dass noch immer systematische Oszillationen zusätzlich zu den statistischen Fluktuationen auftreten. Zum Beispiel die Schwingung um die -45 ns scheint von systematischer Natur zu sein, da diese deutlich höher als die statistische Erwartung ist. Nun kann man auch an den gefilterten Korrelationspeak fitten. Man erhält dann für Signal, Hintergrund und Signifikanz:

$$\begin{aligned} S_{\text{exp}} &= (0.394 \pm 0.05) \text{ ps} \\ B_{\text{exp}} &= (0.0282 \pm 0.0020) \text{ ps} \\ n_{\text{exp}} &= 14.0 \pm 2.1 \end{aligned}$$

Der Hintergrund ist also wie erwartet etwas kleiner geworden, während das Signal sich nicht verändert hat. Das führt dazu, dass die Signifikanz nun sogar höher als erwartet ist. Im Rahmen des Fehler stimmen diese aber immer noch mit der Theorie überein.

4 Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Versuche zur Vorbereitung der Intensitätsinterferometrie mit einem IceAct-Teleskop gemacht. Dafür wurde im Labor eine zeitliche Korrelationsmessung aufgenommen. Als Lichtquelle diente eine LED mit einer Lochblende, was einen Stern imitieren soll. Zunächst wurde die Einsammeleffizienz des Aufbaus untersucht. Dafür wurden die Raten, welche bei verschiedenen Öffnungsradien des Teleskops erreicht werden können, aufgenommen. Dabei wurde beobachtet, dass Photonen, die auf die äußeren Bereiche des Teleskops treffen, die PMTs nicht erreichen und somit nicht detektiert werden. Die Wahl der Lochblende bestimmt, wie viel Fläche des Teleskops verwendet werden kann. Dafür wurden die Raten gegen den räumlichen Verlustfaktor abgewägt, um die Messzeit zu minimieren. Für die Korrelationsmessung wurde dann eine Lochblende mit einem Durchmesser von $30\text{ }\mu\text{m}$ verwendet und der Öffnungsradius des Teleskops betrug 6 cm . Die Stärke des Korrelationssignals wird aber maßgeblich von dem Spektrum und insbesondere der spektralen Bandbreite bestimmt. Deshalb wurde bei der Messung ein Interferenzfilter verwendet. Für ein möglichst schmales Spektrum muss das Licht parallel auf den Filter fallen. Um dies zu gewährleisten, wurde eine achphärische Linse verwendet. Schließlich wurde noch das Spektrum der eigentlichen Korrelationsmessung aufgenommen. Die Messung wurde dann gestartet. Der Korrelationspeak ist deutlich zu erkennen und hat die erwartete Signifikanz. Jedoch sind die Signalstärke und das Rauschen höher als die Theorie. Es müssen also noch weitere Systematiken eliminiert werden. Dafür muss auch auf eine bessere Abschirmung geachtet werden, da sich sonst wie hier Mobilfunkfrequenzen einkoppeln können. Diese können aber zur Not auch im Nachhinein gefiltert werden.

Der nächste Schritt wäre, den Versuchsaufbau unter Realbedingungen zu testen, das heißt, Korrelationsmessungen von Sternen aufzunehmen. Bei diesen ist die Kohärenzzelle groß genug, um die ganze Fläche des Teleskops verwenden zu können. Allerdings sind die erwarteten Raten kleiner, sodass die Einsammeleffizienz des Teleskops besonders an dessen äußeren Rändern verbessert werden muss, damit die Messzeit möglichst klein bleibt.

Langfristig soll aber räumliche Korrelation gemessen werden, da aus dieser die Größe des untersuchten Objekts bestimmt werden kann. Dafür muss die räumliche Korrelationsfunktion mit verschiedenen Grundlinien zwischen den Teleskopen abgetastet werden. Die $g^{(2)}(r)$ -Funktion nimmt aber mit höheren Abständen ab, was bedeutet, dass die Photonen weniger stark korreliert sind. Deshalb benötigt man hohe Raten, um noch ein Korrelationssignal zu sehen. Dafür bietet es sich an, ein Teleskop Array zu verwenden. Ein bereits existierendes ist das High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.). Dieses stellt vier Cherenkov-Teleskope mit einem Durchmesser von 12 m und ein großes Teleskop mit 28 m zur Verfügung [2]. Mit fünf Teleskopen bietet es allerdings nur eine kleine Zahl an Grundlinien. Jedoch ist es eine gute Möglichkeit, um erste Erfahrungen für die Intensitätsinterferometrie an großen Cherenkov-Teleskopen zu sammeln. Dort treten nämlich neue Herausforderungen auf. Durch die großen Spiegel trifft das Licht in größeren Winkeln auf die Optik, was ein schmales Filtern des Spektrums schwierig macht. Außerdem

können bei diesen hohen Raten nicht mehr die Ankunftszeiten der Photonen gestempelt werden. Stattdessen müssen die Photoströme korreliert werden. Wenn dies gemeistert ist, ist das langfristige Ziel, den Aufbau zur Intensitätsinterferometrie in den Teleskopen des Cherenkov Telescope Arrays (CTA) zu installieren. Dieses soll innerhalb der nächsten Jahre gebaut werden und würde dann eine hohe Anzahl an Teleskopen verteilt über eine Fläche von 4 km^2 bieten [1]. Dies wäre eine große Chance, neue und noch kleinere Sterne zu messen.

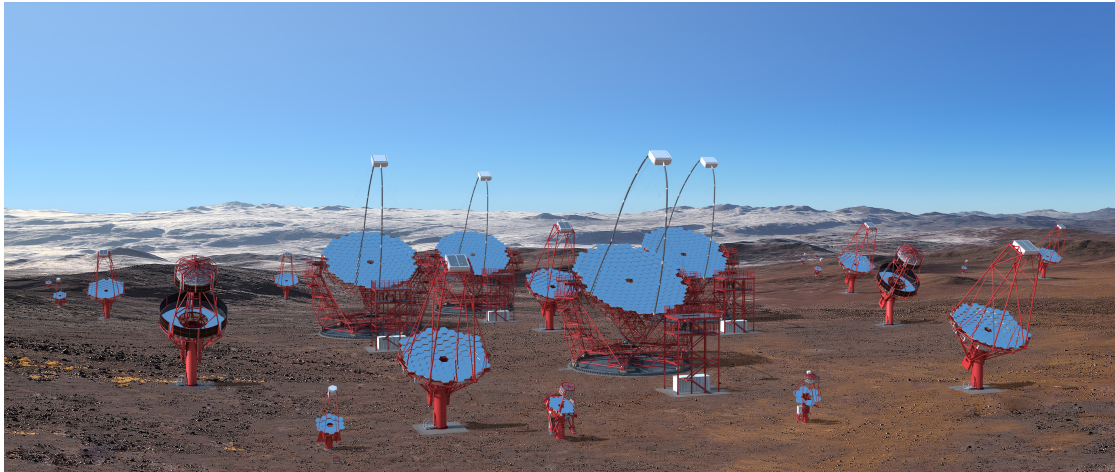


Abbildung 28: Illustration der verschiedenen Teleskope für CTA in der südlichen Hemisphäre. Entnommen aus [1].

Literatur

- [1] Cta's site in the southern hemisphere. <https://www.cta-observatory.org/about/array-locations/chile/>. Aufgerufen am 14.03.2019.
- [2] The h.e.s.s. telescopes. <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/about/telescopes>. Aufgerufen am 14.03.2019.
- [3] Welche frequenzen nutzt der mobilfunk in deutschland? <http://www.informationszentrum-mobilfunk.de/technik/funktionsweise/frequenzen>. Aufgerufen am 08.03.2019.
- [4] Photonenstatistik. <https://www.fp.fkp.uni-erlangen.de/fortgeschrittenenpraktikum/versuchsangebot-fuer-bsclanf/BSc-Versuchsanleitungen/B45.pdf>, 2017. Aufgerufen am 08.03.2019.
- [5] Tabetha Boyajian et al. Stellar diameters and temperatures vi. high angular resolution measurements of the transiting exoplanet host stars hd 189733 and hd 209458 and implications for models of cool dwarfs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 447, 2014.
- [6] J. Davis, L. R. Allen, and R. Hanbury Brown. The Angular Diameters of 32 Stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 167(1):121–136, 04 1974.
- [7] John Davis. Forty years of progress in long-baseline optical interferometry: 2005 robert ellery lecture. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 23(2):94–104, 2006.
- [8] D. Dravins et al. *Optical Intensity Interferometry with the Cherenkov Telescope Array*. Lund Observatory, 2018.
- [9] C. Foellmi. *On the intensity interferometry and the second-order correlation function $g(2)$ in astrophysics*. 2009.
- [10] Mark Fox. *Quantum Optics: An Introduction*, pages 13–19. Oxford University Press, 2006.
- [11] Mark Fox. *Quantum Optics: An Introduction*, pages 108–113. Oxford University Press, 2006.
- [12] Kristof Kremer. *Development and Testing of an IceAct Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope with Target C based Electronics*. Erlangen Centre for Astroparticle Physics, 2018.
- [13] D. Mozurkewich et al. Angular diameters of stars from the mark iii optical interferometer. *The Astronomical Journal*, 126:2502, 2007.
- [14] André Pscherer. *Measuerment of photon bunching on pico second scales*. FAU Institut für Optik, Information und Photonik, 2016.

- [15] Andreas Zmija. *Design and characterization of an intensity interferometer with thermal light sources*. Erlanger Centre for Astroparticle Physics, 2018.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Erlangen, den 20.03.2019

Katja Gumbert