

Labormessungen der Intensitäteninterferometrie

Bachelorarbeit aus der Physik

Vorgelegt von
Stephen Weybrecht
3. August 2024

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

Betreuer: Prof. Dr. Stefan Funk

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	1
1.1	Kohärenz	1
1.2	Michelson Interferometer	2
1.3	Intensitäteninterferometrie	5
	Bibliografie	10

1 Theorie

1.1 Kohärenz

Um ein stabiles Interferenzmuster beobachten zu können, ist es wichtig, dass die beiden einfallenden Lichtfelder eine feste Phasenbeziehung zueinander haben. Ist dies nicht der Fall, überlagern sich verschiedene Interferenzmaxima und -minima und ergeben ein räumlich und zeitlich unstetiges Muster. Um diese Eigenschaft des Lichts besser zu beschreiben, gibt es den Begriff der Kohärenz. Man unterscheidet zwischen räumlicher und zeitlicher Kohärenz, wobei räumliche die Phasenbeziehung an verschiedenen Orten und die zeitliche Kohärenz die Phasenbeziehung an ein und demselben Ort, aber zu verschiedenen Zeiten quantifiziert. [9, Kap. 9.2] Eine veranschaulichende Skizze ist in Abbildung 1 dargestellt. Abbildung 1 (a) zeigt eine vollständig kohärente Welle. Die

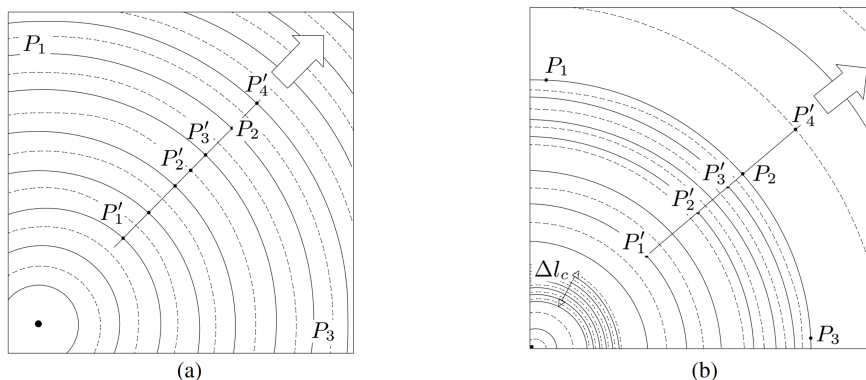


Abbildung 1: Dargestellt ist eine Skizze von Wellenfronten zur Veranschaulichung von Kohärenz. In (a) ist die Welle vollständig räumlich und zeitlich kohärent. In (b) ist die Welle nur noch teilweise zeitlich kohärent, aber weiterhin räumlich kohärent. Die Kohärenzlänge Δl_c ist eingezeichnet. Abbildung entnommen aus [9].

Phasenbeziehung zwischen Punkten in Ausbreitungsrichtung ist vollkommen deterministisch, die Welle ist monochromatisch und damit zeitlich, oder longitudinal kohärent. Auch in transversaler Richtung (vergleiche Punkte P_1 - P_3) entlang einer Wellenfront ist die Phasenbeziehung für jeden Zeitpunkt identisch. Die Welle ist räumlich oder transversal kohärent. Räumliche Kohärenz liegt auch in Abbildung 1 (b) vor. Allerdings ist erkennbar, dass die Welle in longitudinaler Richtung nicht für alle Distanzen eine feste Phasenbeziehung hat. So ist die Frequenz in P'_1 z.B. niedriger, als die in P'_3 . Allerdings existieren trotzdem Bereiche, in welchen die Phase sich deterministisch verändert. Die kürzeste Länge für die dies gilt, ist die Kohärenzlänge Δl_c , die über die Ausbreitungsgeschwindigkeit c mit der sog. Kohärenzzeit $\Delta t_c = c\tau_c$ zusammenhängt. Die Kohärenzzeit ist damit jene Zeit, für welche die Phase einer Welle vorhersehbar ist. Damit haben vollständig zeitlich kohärente Quellen eine unendlich lange, teilweise kohärente Quellen eine endliche Kohärenzzeit und für inkohärente Quellen gilt $\tau_c = 0$.

Die obige Abbildung motiviert bereits, dass die Kohärenzzeit ein Maß für die spektrale Breite des Lichts $\Delta\omega$ darstellt. Es gilt [7]:

$$\tau_c \approx \frac{1}{\Delta\omega} \quad (1)$$

Da Kohärenz eine Korrelation in den Feldamplituden beschreibt, lässt sich diese Eigenschaft des Lichtes mathematisch auch mit der sog. Korrelationsfunktion erster Ordnung beschreiben. Diese lautet [6]:

$$g^{(1)}(\mathbf{r}_1, t_1, \mathbf{r}_2, t_2) = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}_1, t_1) E(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle}{[\langle E^*(\mathbf{r}_1, t_1)^2 \rangle \langle E(\mathbf{r}_2, t_2)^2 \rangle]^{1/2}} \quad (2)$$

Hierbei bezeichnet $E(\mathbf{r}_i, t_i)$ die komplexe Feldamplitude am Beobachtungsort \mathbf{r}_i und zur Zeit t_i und $\langle \dots \rangle$ den Zeitmittelwert über viele Schwingungsperioden. Unter der (für Quellen mit geringer Ausdehnung gerichtfertigten) Annahme, dass die Zeitmittelwerte der Intensitäten an den beiden Orten \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 identisch sind und der Annahme, dass die Intensität zeitlich konstant ist ($\langle I(t_1) \rangle = \langle I(t_2) \rangle$) lässt sich die Funktion weiter umschreiben. Weiterhin sind häufig nur Differenzen in der Zeit und im Ort relevant, anstatt absolute Orten und Zeiten zu betrachten, was folgende Variablensubstitution nahelegt: $\tau = t_2 - t_1$ und $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$. Damit folgt:

$$g^{(1)}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, t, \tau) = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}, t) E(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t + \tau) \rangle}{I} \quad (3)$$

Häufig wird zudem nur die Korrelation zweier Punkte am selben Ort, d.h. $\boldsymbol{\rho} = 0$ oder zu selben Zeit, d.h. $\tau = 0$, betrachtet. Ist dies der Fall vereinfacht sich Gleichung 3 zur zeitlichen bzw. räumlichen Korrelationsfunktionen $g^{(1)}(\tau)$, bzw. $g^{(1)}(\boldsymbol{\rho})$.

1.2 Michelson Interferometer

Eine Methode die räumliche Korrelationsfunktion erster Ordnung zu messen ist das Michelson Interferometer, welches schematisch in Abbildung 2 dargestellt ist. Der historische Grund für die Entwicklung von Interferometern zur Beobachtung von Sternen liegt im Ziel, immer bessere Winkelauflösungen erreichen zu wollen. Während für die Winkelauflösung gewöhnlicher Teleskope $\theta \propto \frac{\lambda}{D}$ gilt, gilt für Interferometer $\theta \propto \frac{\lambda}{d}$. Hierbei ist λ die Wellenlänge, D der Durchmesser der Teleskopöffnung (je nach Bauart der Hauptspiegel oder die Linse) und d der Abstand zwischen Teleskopen die ein Interferometer bilden. Da es technisch schwierig ist, beliebig große Spiegel- bzw. Linsendurchmesser anzufertigen, sind optische Teleskope auf eine vergleichsweise geringe Auflösung im Bereich von einigen Bogensekunden limitiert. So erreicht z.B. das *Gran Telescopio Canarias* (GTC) eine Auflösung von etwa 12 masec bei $\lambda = 500 \text{ nm}$ und $D = 10,4 \text{ m}$ [8]. Obwohl es Bestrebungen gibt immer größere Einzelspiegelteleskope zu bauen, besteht eine weitere, technisch einfachere Herangehensweise darin, das Licht vieler kleiner Teleskope zu kombinieren. Dies ist die Grundidee des Michelson Interferometers, welches aus zwei Teleskopen besteht, die durch eine Distanz d voneinander getrennt sind. Diese bündeln das Licht, welches anschließend zusammengeführt und zur Interferenz gebracht wird. Durch dieses Vorgehen lassen sich deutlich bessere Winkelauflösungen bewerkstelligen. So erreicht z.B. das Ende der 1980er gebaute *Sydney University Stellar Interferometer* (SUSI) Auflösungen von $70 \mu\text{asec}$ bei $\lambda = 450 \text{ nm}$ und $d = 640 \text{ m}$ [5]. Ein Nachteil des Interferometers ist allerdings eine erniedrigte Sensitivität im Vergleich zu gewöhnlichen Teleskopen. Da die Lichtsammelfläche zweier kleiner Teleskope für gewöhnlich kleiner ist als die eines großen Einzelspiegels, wird weniger Licht gesammelt, was interferometrische Verfahren auf besonders helle Sterne limitiert [7]. Weiterhin wird statt einem zweidimensionalen Bild lediglich eine eindimensionale Größe, nämlich der

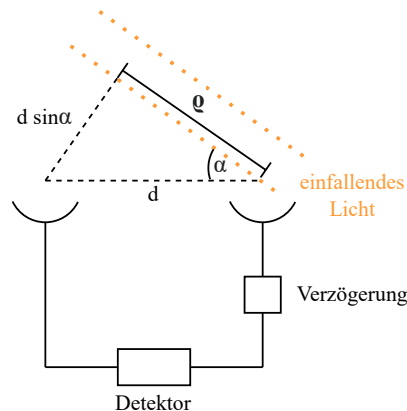


Abbildung 2: Abgebildet ist eine Skizze des Michelson Interferometers zur Bestimmung von Sternendurchmessern. Zwei durch die Distanz d getrennte Spiegel lenken das Sternenlicht zusammen, es kommt zur Interferenz, die mit einem Detektor beobachtbar ist. Dafür wird der geometrische Streckenunterschied $d \sin \alpha$ durch Verzögerungen kompensiert, um dieselbe Wellenfront zu vergleichen. Abbildung inspiriert von [6, Fig. 1].

Sternendurchmesser bestimmt. Durch den Zusammenschluss vieler Teleskope, kann allerdings trotzdem auf die zweidimensionale Helligkeitsverteilung rückgeschlossen werden. Weiterführendes findet man unter dem Stichpunkt „Aperture Synthesis“ z.B. in [3, Kap. 10].

Beobachtungsziel des Interferometers ist ein Stern, also eine ausgedehnte, thermische Lichtquelle. Thermisches Licht ist zwar grundsätzlich nicht kohärent, aber ein Gedankenexperiment zeigt auf, dass durch das Samplen des Lichts an zwei weit vom Stern entfernten Orten trotzdem teilweise Kohärenz vorliegen kann. Man kann sich eine ausgedehnte Lichtquelle als die Superposition vieler infinitesimal kleiner Punktquellen vorstellen. Jede dieser Punktquellen hat für sich genommen keine Winkelausdehnung und bildet damit im Fernfeld eine vollständig räumlich kohärente ebene Welle. Die Überlagerung der Punktquellen bedeutet nun im Fernfeld eine Überlagerung vieler für sich genommen räumlich kohärenten aber untereinander inkohärenten ebenen Wellen. Da in jedem Teleskop des Interferometers eine Vielzahl dieser ebenen Wellen detektiert wird, verbleibt eine gewisse Ähnlichkeit zwischen den detektierten Feldern - Die beiden Felder sind teilweise korreliert. Dies ist in Abbildung 3 dargestellt. Diese Korrelation ist maximal für eine Teleskopseparation von $d = 0$, da in diesem Fall in beiden Teleskopen exakt dasselbe Licht gemessen wird. Wird d nun immer weiter erhöht, verringert sich die Korrelation zwischen den Feldern immer weiter, die Lichtfelder bestehen aus immer verschiedenerebenen Wellen und sind sich weniger ähnlich. Ab einer Separation $d \gtrsim \Delta l_c$ sind die Lichtfelder nicht mehr korreliert und $g^{(1)}$ fällt auf Null ab. Für spektral breites Licht (wie es für das thermische Licht von Sternen üblich ist) ist die erwartete maximale Teleskopseparation sehr klein, vgl. Gleichung 1. Daher wird häufig auf entsprechend

verstehen. Sicher das die Punktquellen kohärent sind??? Finde Quelle wo das steht

Warum muss die Quelle klein sein?



Abbildung 3: Abgebildet ist eine Skizze die veranschaulicht, wie eine ausgedehnte inkohärente Quelle bei Teleskopseparationen $d \lesssim \Delta l_c$ trotzdem teilweise korreliertes Licht aufweist. Links ist eine Quelle schematisch in viele kohärente Punktquellen zerlegt, die ebene Wellen emittieren. In beiden Detektoren werden jeweils alle ebenen Wellen detektiert, allerdings kommen diese aufgrund der Geometrie zu leicht verschiedenen Zeiten an. Es ist deutlich, dass die Lichtfelder für steigende d immer verschiedener werden (die Kohärenz sinkt), während sie für $d = 0$ vollkommen identisch und somit kohärent wären. Die Abbildung ist [3, Fig. 9.25] entnommen.

enge Lichtfilter zurückgegriffen, die die spektrale Breite des Lichts heruntersetzen um die Kohärenzlänge zu erhöhen.

Messgröße des Michelson Interferometers ist im einfachsten Fall der Interferenzkontrast, definiert als [6]

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \left| g^{(1)}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, t, \tau) \right| \quad (4)$$

Hierbei sind I_{max} , bzw. I_{min} die Intensitätsmaxima, bzw. -minima der gemessenen Intensität auf dem Schirm. τ ist hierbei die Zeitdifferenz zwischen den beiden Feldern, die durch die Strecke $d \sin \alpha$ in Abbildung 2 entsteht und $\boldsymbol{\rho}$ der effektive Abstandsvektor zwischen den Teleskopen. Der effektive Teleskopabstand entspricht der Projektion des Teleskopabstandes d in die Beobachtungsebene, die i.A. nicht parallel zu d liegt. Durch komplexere Methoden lässt sich neben der Amplitude auch die Phase der komplexen Funktion $g^{(1)}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, t, \tau)$ messen, vgl. dazu [11, Kap. 4.3].

Die Messung eines Sternendurchmessers lässt sich nun wie folgt bewerkstelligen. Im Interferometer wird die Weglängendifferenz $d \sin \alpha$ durch die Wahl einer passenden Verzögerung kompensiert, sodass die Welle zwar an zwei verschiedenen Orten, aber effektiv zu ein und derselben Zeit gesampelt wird. $\tau = 0$ und die Welle ist zeitlich kohärent [6]. Durch Messung des Interferenzkontrastes für verschiedene effektive Spiegelseparationen $\boldsymbol{\rho}$, lässt sich die räumliche Korrelationsfunktion erster Ordnung messen. Über das van-Zittert-Zernike Theorem lässt sich aus der gemessenen räumlichen Korrelationsfunktion nun über eine Fouriertransformation auf die Intensitätsverteilung der Quelle zurückschließen:

$$\dots \quad (5)$$

Der Vollständigkeit halber soll hier auch auf die Rolle der zeitlichen Korrelation $g^{(1)}(\tau)$ eingegangen werden. Diese stellt zwar bei interferometrischen Beobachtungen selten die primäre Observable dar, enthält aber trotzdem Informationen über die Quelle. Während die räumliche Korrelationsfunktion erster Ordnung mit dem Intensitätsprofil der Quelle zusammenhängt, gilt für $g^{(2)}(\tau)$ das Wiener-Khintchine Theorem [10]:

$$S(\omega) = \int g^{(1)}(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau \quad (6)$$

Das Spektrum der Quelle $S(\omega)$ ist die Fouriertransformierte der zeitlichen Korrelationsfunktion erster Ordnung.

Auch wenn wie erwähnt $g^{(1)}(\tau)$ häufig nicht die primäre Observable ist, soll hier noch einmal explizit erwähnt werden, dass für eine interferometrische Beobachtung nie *nur* die räumliche Kohärenz der Quelle ausschlaggebend ist. Räumlich Kohärenz herrscht wie bereits erwähnt nur innerhalb eines Kohärenzvolumens $(\Delta l_c)^3$. Für die Messung der räumlichen Kohärenz ist also stets zu beachten, dass das Licht durch optische Filter spektral so verengt werden muss, dass Kohärenzlängen erzeugt werden, die eine Beobachtung bei ausreichend großen Teleskopseparationen erlauben.

Ein Nachteil des Michelson Interferometers ist die schwierig herzustellende Stabilität im Teleskop. Da die Wellen direkt miteinander interferieren, muss der Weg des Lichts auf einen Bruchteil einer Wellenlänge stabilisiert werden, um Phasenstabilität sicherzustellen. Dies wird insbesondere schwieriger, je größer die Spiegelabstände werden, was das Herstellen großer Winkelauflösungen erschwert. Weiterhin induzieren atmosphärische Variabilitäten schwer vorherzusagende Phasendifferenzen zwischen den beiden Teleskopen, die das Interferenzmuster beeinflussen [2, Kap. 2]. Durch dieses sogenannte „Seeing“ und die Notwendigkeit eines mechanisch sehr präzisen und stabilen Aufbaus, sind Michelson Interferometer in ihrer Größe limitiert. Um beide Probleme zu umgehen, haben Hanbury Brown und Twiss ein modifiziertes System entwickelt - das Intensitäteninterferometer.

1.3 Intensitäteninterferometrie

Im Gegensatz zum Michelson Interferometer, in dem die Amplituden der Lichtwellen direkt zur Interferenz gebracht werden, werden im von Hanbury Brown und Twiss erstmals 1955 im Labor durchgeführten Experiment (s. [1]) die bereits gemessenen Intensitäten miteinander korreliert. Bereits in den 1960ern und 70ern entwickeln Brown und Twiss anschließend das erste Intensitäteninterferometer, das *Narrabi Stellar Intensity Interferometer* und bestimmen die Durchmesser von 32 Sternen [2, Kap. 1]. Dies war nur möglich, aufgrund des vergleichsweise einfachen Aufbaus. An beiden Teleskopen wird unabhängig der Photonenstrom, z.B. mittels Photomultipliern, digitalisiert und anschließend elektronisch korreliert. Vor- und Nachteil dieser Vorgehensweise ist die Insensitivität gegenüber Phasenunterschieden zwischen dem eintreffenden Licht an beiden Teleskopen. Einerseits geht durch die Messung Information (über die Phase) verloren, andererseits wird der Aufbau einfacher, da weder Phasenstabilität zwischen Teleskopen, noch atmosphärisches Seeing einen Einfluss auf das korrelierte Signal haben. Dieses Vorgehen ermöglicht im Prinzip beliebig lange Separationen und damit beliebig gute Winkelauflösungen. Voraussetzung dafür ist allerdings, die Distanz zwischen Teleskopen im Vergleich zur Kohärenzlänge genau zu kennen [6]. So werden durch die *Event*

Horizon Collaboration z.B. mittels Intensitäteninterferometrie im Radiowellenbereich Teleskopseperationen vom Durchmesser der Erde und damit Auflösungen von etwa $25 \mu\text{sec}$ erreicht (s. z.B. [4]).

Eine schematische Darstellung des Intensitäteninterferometers ist in Abbildung 4 dargestellt.

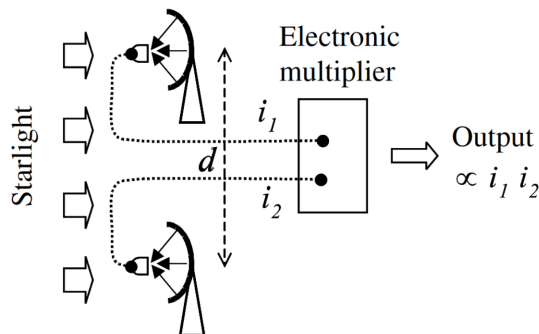


Abbildung 4: Eine Skizze des Intensitäteninterferometers ist abgebildet. Das gesammelte Licht wird direkt detektiert und das zu den Intensitäten proportionale Signal elektronisch kombiniert. Entnommen aus [7, Fig. 6.1(b)].

Zur Beschreibung der Korrelation von Intensitäten ist eine Erweiterung der bisher genannten Theorie nötig. Es bietet sich an, eine Korrelationsfunktion zweiter Ordnung einzuführen:

$$g^{(2)}(\mathbf{r}_1, t_1, \mathbf{r}_2, t_2) = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}_1, t_1) E^*(\mathbf{r}_2, t_2) E(\mathbf{r}_2, t_2) E(\mathbf{r}_1, t_1) \rangle}{\langle E^*(\mathbf{r}_1, t_1) E(\mathbf{r}_1, t_1) \rangle \langle E^*(\mathbf{r}_2, t_2) E(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle} \quad (7)$$

Dies lässt sich durch $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ und $\tau = t_2 - t_1$ erneut in relative räumliche und zeitliche Distanzen umformulieren. Weiterhin kann erneut verwendet werden, dass die mittlere Intensität an \mathbf{r} etwa gleich der an $\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}$ ist, da die Quelle weit entfernt ist und dass die mittlere Intensität zeitlich konstant ist, sodass gilt $\langle I(t) \rangle = \langle I(t + \tau) \rangle$. Mit der Notation $I = \langle I(t) \rangle$ erhält man:

$$g^{(2)}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, t, \tau) = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}, t) E^*(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t + \tau) E(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t + \tau) E(\mathbf{r}, t) \rangle}{I^2} \quad (8)$$

Unter der Annahme von thermischem, bzw. chaotischem Licht, in dem die Phasen der individuellen emittierten Lichtquanten zufällig verteilt sind, folgt:

$$g^{(2)}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, t, \tau) = \frac{\langle I(\mathbf{r}, t) I(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t + \tau) \rangle}{I^2} \quad (9)$$

Durch das Interferometer kann nun (analog zu $g^{(1)}(\boldsymbol{\rho})$ beim Michelson Interferometer) $g^{(2)}(\boldsymbol{\rho})$ gemessen werden. Um nun trotzdem auf die Quellengeometrie schließen zu können, wird ein Zusammenhang zwischen $g^{(1)}$ und $g^{(2)}$, die sog. Siegert Relation genutzt [10]:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \quad (10)$$

Diese gilt nur für chaotisches und thermisches Licht. Unter chaotischem Licht versteht man Licht, dessen Quanten aufgrund von Stößen unter emittierenden Gasmolekülen und

check eq, finde zitate für die Schritte (Foellmi macht das so n bisschen)

der Eigenbewegung dieser mit zufälliger Phase emittiert werden. Es weist ähnlich wie thermisches Licht, welches Schwarzkörperstrahlung entspricht, Intensitätsschwankungen auf der Zeitskala einer Kohärenzzeit auf. Ein Beispiel für thermisches Licht ist die Emission eines Sterns und ein Beispiel für chaotisches Licht das Licht einer Gasentladungslampe [7]. Über eine Messung von $g^{(2)}$ mit dem Intensitäteninterferometer kann so mit der Siegert Relation auf $g^{(1)}$ und anschließend mit dem van Zittert-Zernike Theorem auf die Quellengeometrie geschlossen werden.

Um $g^{(2)}(\boldsymbol{\rho})$ für verschiedene effektive Teleskopseparationen zu sampeln, wird für jede Distanz $\boldsymbol{\rho}$ die zeitliche Kohärenzfunktion zweiter Ordnung gemessen, indem die digitalisierten Intensitäten miteinander korreliert werden. Deswegen soll im Folgenden der erwartete Verlauf der Observablen $g^{(2)}(\tau)$ näher beschrieben werden. Anhand des Verhaltens von $g^{(2)}(0)$ lassen sich drei Phänomene unterscheiden [7].

- $g^{(2)}(0) = 1$: Die Photonen treffen mit zufälligen Abständen auf den Detektor. Das Licht ist kohärent und es gilt allgemein $g^{(2)}(\tau) = 1$. In guter Näherung gilt dies für Laserlicht.
- $g^{(2)}(0) > 1$: Die Photonen erreichen die Detektoren gebündelt in sog. *bunches*. Die Korrelation ist erhöht bei niedrigen Zeitdifferenzen, mit anderen Worten ist es also wahrscheinlicher ein weiteres Photon zu messen, wenn zuvor bereits eines gemessen wurde. Thermisches und chaotisches Licht zeigen bunching.
- $g^{(2)}(0) < 1$: Die Photonen treffen in regelmäßigen Abständen auf den Detektor. Dieses Phänomen bezeichnet man als *antibunching*.

Eine Veranschaulichung der Einteilung des Lichtes ist in Abbildung 5 gezeigt. Eine

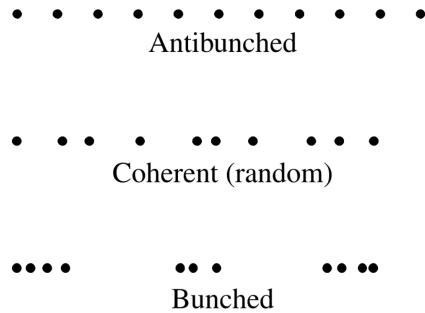


Abbildung 5: Antibunching, bunching und kohärente Photonen sind schematisch dargestellt. Während die Photonabstände bei kohärentem Licht zufällig sind, sind bei antibunching regelmäßige und bei bunching geringe Abstände wahrscheinlicher. Abbildung aus [7, Fig. 6.6]

weitere geläufige Einteilung des Lichts wird aufgrund der Photonstatistik, also der Verteilung der gemessenen Einzelphotonen in einem gewissen Zeitintervall, vorgenommen. Nach dieser Einteilung ist die Anzahl gemessener kohärenter Photonen poissonverteilt, während gebunchte Photonen eine breitere und antibunchte Photonen einer schmalen Verteilung folgen. Eine tiefergehende Behandlung findet sich z.B. in [7, Kap. 5.4-5.6].

Durch die Siegert Relation und den bereits beschriebenen Verlauf von $g^{(1)}(\tau)$, lässt sich auf das Aussehen von $g^{(2)}(\tau)$ schließen (vgl. [7, Kap. 6.3]). So ist bei einem idealen Detektor $g^{(2)}(0) = 2$ und fällt für $|\tau| > 0$ immer weiter ab, bis sich $g^{(2)}$ nach der Kohärenzzeit, also für $\tau > \tau_c$, dem Wert 1 annähert. Da $g^{(2)}(\tau)$ wie bereits erwähnt mit der Fouriertransformierten der Intensitätsverteilung der Quelle zusammenhängt, ergibt sich je nach Quellengeometrie ein anderer Verlauf von $g^{(2)}(\tau)$ zwischen $\tau = 0$ und $\tau \gg \tau_c$. Ein beispielhafter Verlauf von $g^{(2)}(\tau)$ ist in ?? für eine chaotische, kreisförmige Lichtquelle aufgezeigt. In einer realen Messung verringert die Zeitauflösung des Detektors τ_D den Wert von $g^{(2)}(0)$ zusätzlich. Da diese zumeist deutlich größer ist als die Kohärenzzeit, werden im zentralen Bin $\tau \in [0, \tau_D]$ neben den kohärenten Photonen auch ein Faktor $\frac{\tau_D}{\tau_c}$ mehr zufällig koinzidente Photonen gemessen. Dies verringert $g^{(2)}(0)$ um ebendiesen Faktor [11, Kap. 14.7]. Dies verdeutlicht eine weitere Herausforderung in der angewandten Intensitäteninterferometrie. Da die Zeitauflösung des Detektors oft deutlich geringer ist als die Kohärenzzeit, ist das zu messende Signal sehr klein, was ein geringes Signal zu Rausch Verhältnis zur Folge hat. Daher ist häufig eine Mittelung über eine lange Zeit nötig macht, um die Form von $g^{(2)}(\tau)$ aus den verrauschten Messdaten extrahieren zu können.

Ist die $g^{(2)}$ -Funktion allerdings hinreichend gut gemessen, lässt durch Anwendung der Siegert Relation die Kohärenzzeit daraus bestimmen [11, Eq. 14.7-2]:

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} g^{(2)}(\tau) - 1 d\tau \quad (11)$$

Bild g_2, g_1 für
uniform disc
verschiedener
größen machen

warum kann
man besser
funkt an tauc
über b fit-
ten??? vZZ?

Bibliografie

- [1] R. Hanbury Brown und R. Q. Twiss. „Correlation between Photons in Two Coherent Beams of Light“. In: *Nature* 177.4497 (Jan. 1956), S. 27–29. ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/177027a0. URL: <https://www.nature.com/articles/177027a0> (besucht am 02.08.2024).
- [2] R.H. Brown. *The Intensity Interferometer: Its Application to Astronomy*. Taylor & Francis, 1974. ISBN: 978-0-85066-072-2. URL: <https://books.google.de/books?id=4HPvAAAAAMAJ>.
- [3] Bernard F. Burke, Francis Graham-Smith und Peter N. Wilkinson. *An Introduction to Radio Astronomy*. 4. Aufl. Cambridge: Cambridge University Press, 2019. ISBN: 978-1-107-18941-6. DOI: 10.1017/9781316987506. URL: <https://www.cambridge.org/core/books/an-introduction-to-radio-astronomy/9547F0B892F18587AC9C7D3E908924CD> (besucht am 02.08.2024).
- [4] Event Horizon Telescope Collaboration, Kazunori Akiyama, Antxon Alberdi, Walter Alef u. a. „First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way“. In: *ApJL* 930.2 (Mai 2022), S. L12. ISSN: 2041-8205. DOI: 10.3847/2041-8213/ac6674. URL: <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ac6674> (besucht am 03.08.2024).
- [5] J. Davis, W. J. Tango, A. J. Booth, T. A. ten Brummelaar u. a. „The Sydney University Stellar Interferometer — I. The Instrument“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 303.4 (11. März 1999), S. 773–782. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1046/j.1365-8711.1999.02269.x. URL: <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02269.x> (besucht am 02.08.2024).
- [6] C. Foellmi. „Intensity Interferometry and the Second-Order Correlation Function $g^{(2)}$ in Astrophysics“. In: *A&A* 507.3 (Dez. 2009), S. 1719–1727. ISSN: 0004-6361, 1432-0746. DOI: 10.1051/0004-6361/200911739. URL: <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/200911739> (besucht am 31.07.2024).
- [7] Mark Fox. *Quantum Optics: An Introduction*. Oxford Master Series in Physics 15. Oxford ; New York: Oxford University Press, 2006. 378 S. ISBN: 978-0-19-856672-4 978-0-19-856673-1.
- [8] *Gran Telescopio CANARIAS*. URL: <https://www.gtc.iac.es/observing/GTCoptics.php> (besucht am 02.08.2024).
- [9] Eugene Hecht. *Optik*. De Gruyter, 19. März 2018. ISBN: 978-3-11-052665-3. DOI: 10.1515/9783110526653. URL: <https://www.degruyter.com/document/doi/10.1515/9783110526653/html> (besucht am 29.07.2024).
- [10] Pierre Lassègues, Mateus Antônio Fernandes Biscassi, Martial Morisse, André Cidrim u. a. „Field and Intensity Correlations: The Siegert Relation from Stars to Quantum Emitters“. In: *Eur. Phys. J. D* 76.12 (19. Dez. 2022), S. 246. ISSN: 1434-6079. DOI: 10.1140/epjd/s10053-022-00558-5. URL: <https://doi.org/10.1140/epjd/s10053-022-00558-5> (besucht am 30.07.2024).

- [11] Leonard Mandel und Emil Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. ISBN: 978-0-521-41711-2. DOI: 10.1017/CB09781139644105. URL: <https://www.cambridge.org/core/books/optical-coherence-and-quantum-optics/F8CB94C70FA64CD3FB60890CA2048168> (besucht am 31.07.2024).