

Praxiserfahrung mit Versuchsaufbauten zur Quantenoptik und Konzeption einer didaktisch reduzierten Versuchsanleitung

Nils Thormann*, Sebastian Nell*, Ralf Detemple*, Heidrun Heinke*

*I. Physikalisches Institut IA, RWTH Aachen University
nils.thormann1@rwth-aachen.de

Kurzfassung

Mit der stetig anwachsenden Relevanz der Quantenphysik für die moderne Technologiesgesellschaft zeichnet sich auch deutlich der Auftrag an die Schulen und Hochschulen ab, diesem Feld der Physik eine zunehmende Bedeutung einzuräumen. Gerade experimentelle Zugänge zur Quantenphysik gilt es fortschreitend auszubauen, um Lernenden einen praktischen Zugang zu grundlegenden Konzepten zu eröffnen. Mit dem Quantum Optics Educational Kit der Firma Thorlabs® wird ein solcher Zugang zur Quantenoptik als einem von hoher Aktualität geprägten Forschungsfeld der Quantenphysik eröffnet. Mit der Zielsetzung, auf Grundlage des Benutzerhandbuchs zum Kit eine didaktisch reduzierte Versuchsanleitung zu konzipieren, wurden zunächst erste Praxiserfahrungen mit den Versuchsaufbauten gesammelt. In einem weiteren Schritt wurden dann die theoretischen Grundlagen elementar reduziert und Videoanleitungen zu zentralen Schritten der Montage beziehungsweise Justage erstellt. Durch gezielte Adaption der vorgesehenen Versuchsanordnung kann in der konzipierten Anleitung der Ausgangsaufbau und folglich das Anforderungsniveau variiert werden.

1. Motivation und Zielsetzung

Die Quantenphysik ermöglichte es, zentrale Technologien der modernen Gesellschaft zu erschließen. Gerade im Jahr 2025, dem einhundertjährigen Jubiläum der Formulierung der Quantenmechanik, wird die nach wie vor unverändert hohe Aktualität durch die Erklärung zum Internationalen Jahr der Quantenwissenschaft und -technologie deutlich bezeugt. Das Quantencomputing oder die Quantenkryptographie sind nur zwei von vielen revolutionären Ansätzen, die die Quantenphysik zu einem zukunftssträchtigen Feld der Physik machen (vgl. DPG, 2025).

Erneut bestätigt sich dadurch auch, dass der Quantenphysik sowohl in der Schule als auch in der Hochschule eine zunehmende Relevanz zukommt. Besonders die Quantenoptik ist dabei ein Forschungszweig der Quantenphysik, dem in Hinblick auf ihm entspringende quantentechnologische Anwendungen eine besondere Rolle zukommt. Ein fortwährendes Ziel ist es deshalb, das Repertoire an zur Verfügung stehenden experimentellen Zugängen für Schülerinnen und Schüler sowie Studierende stets zu erweitern. Einen geeigneten experimentellen Zugang für Schülerinnen und Schüler der gymnasialen Oberstufe sowie Studierende früher Semester in physikalischen oder physiknahen Studiengängen bietet das Quantum Optics Educational Kit der Firma Thorlabs® mit verschiedenen Versuchen zur Quantenoptik. Das Kit ermöglicht einen ersten Kontakt mit den Grundlagen der Quantenoptik und entsprechenden Versuchsaufbauten. Das zugehörige Handbuch des Herstellers (vgl. Thorlabs®, 2023), das viele mit dem Versuchskit mögliche Versuche sowie deren theoretische

Grundlagen umfasst, ist dabei als Versuchsanleitung für meist zeitlich stark begrenzte Versuchspraktika und Schülerangebote sehr umfangreich und für beide Zielgruppen nach unseren Erfahrungen auch sehr anspruchsvoll.

Deshalb wurde aufbauend auf dem Handbuch des Versuchs-Kits eine didaktisch reduzierte Versuchsanleitung zu fünf Experimenten des Kits konzipiert. Hierfür wurden die zu Grunde liegenden physikalisch-theoretischen Inhalte elementar reduziert, sodass allen Lernenden ein zielgruppengerechter Zugang möglich ist. Bestandteil der Versuchsanleitung sind zudem Videoanleitungen zu zentralen Montage- und Justagevorgängen, um gerade diese oft herausfordernden Tätigkeiten im Umgang mit optischen Aufbauten gezielt zu unterstützen. Außerdem wurde die im Handbuch vorgeschlagene Versuchsanordnung so adaptiert, dass je nach Lerngruppe in Abhängigkeit von der Präparation des Ausgangsaufbaus der vorgesehene Montage- und Justageaufwand und somit das Anforderungsniveau variabel gestaltet werden kann.

2. Physikalischer Hintergrund zu den adressierten Versuchen

Ohne den Anspruch auf Vollständigkeit zu erheben, wird nachfolgend ein sehr komprimierter Überblick über die physikalisch-theoretischen Hintergründe gegeben, die den Versuchen des Kits zu Grunde liegen. Dabei stehen die Zustände von Licht, Indikatoren zur Klassifikation von Lichtquellen sowie die zugehörigen Versuchsaufbauten im Fokus.

2.1. Lichtzustände

In der quantenmechanischen Beschreibung des Lichts werden verschiedene Lichtzustände unterschieden. Für die behandelten Experimente sind dabei drei ausgewählte Zustände von Relevanz.

Der erste und grundlegendste Zustand ist der Fock-Zustand $|n\rangle$. Das elektromagnetische Feld, dessen Moden sich in der Quantenmechanik durch quantenmechanische harmonische Oszillatoren beschreiben lassen, wird in Energiequanten der Größe $\hbar\omega$ angeregt (vgl. Beck, 2012, S. 387-389). Diese werden durch Photonen vermittelt, sodass ein einzelnes Photon als grundlegende Feldanregung aufgefasst werden kann. Der Fock-Zustand $|n\rangle$ gibt Auskunft darüber, dass exakt n Photonen in einer Mode vorhanden sind. Folglich entspricht $|1\rangle$ einem einzelnen Photon, währenddessen $|0\rangle$ als Vakuumzustand bezeichnet wird (vgl. Beck, 2012, S. 286). Die exakte Anzahl von n Photonen beim Fock-Zustand $|n\rangle$ lässt sich auch (mit Verzicht auf die Angabe der zugehörigen Berechnung) mithilfe des entsprechenden Erwartungswertes für den Besetzungszahloperator \hat{n} und der zugehörigen Standardabweichung belegen (vgl. LaPierre, 2022, S. 41):

$$\langle \hat{n} \rangle = n \quad \{1\}$$

$$\Delta \hat{n} = 0 \quad \{2\}$$

Eine weitere Kategorie bilden die kohärenten Zustände. Ein kohärenter Zustand $|\alpha\rangle$ lässt sich als Superposition von Fock-Zuständen auffassen:

$$|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad \{3\}$$

Anders als beim Fock-Zustand ergibt sich für den Erwartungswert des Besetzungszahloperators \hat{n} und die zugehörige Standardabweichung (vgl. LaPierre, 2022, S. 94-96):

$$\langle \hat{n} \rangle = |\alpha|^2 \quad \{4\}$$

$$\Delta \hat{n} = |\alpha| = \sqrt{\langle \hat{n} \rangle} \quad \{5\}$$

Entsprechend lässt sich der Photonenzahl eine Wahrscheinlichkeitsverteilung P_n zuordnen (vgl. LaPierre, 2022, S.97):

$$P_n = e^{-\langle \hat{n} \rangle} \frac{\langle \hat{n} \rangle^n}{n!} \quad \{6\}$$

Den letzten zu betrachtenden Zustand bildet der inkohärente Zustand. Quellen inkohärenten Lichts emittieren dabei eine Überdeckung unabhängiger Zustände:

$$|\psi\rangle = |\alpha_1\rangle \otimes |\alpha_2\rangle \otimes \dots |\alpha_l\rangle \dots = \prod_l |\alpha_l\rangle \quad \{7\}$$

$$|\alpha_l\rangle = |\alpha_l| e^{i\varphi_l} \quad \{8\}$$

Die einzelnen Zustände besitzen eine zufällig verteilte Phase φ_l (vgl. LaPierre, 2022, S. 115).

Werden auch hier der Erwartungswert sowie die Standardabweichung betrachtet, ergibt sich:

$$\langle \hat{n} \rangle = \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad \{9\}$$

$$\Delta \hat{n} = \sqrt{\langle \hat{n} \rangle (\langle \hat{n} \rangle + 1)} \quad \{10\}$$

Das Ergebnis für $\langle \hat{n} \rangle$ ist als Bose-Einstein-Verteilung für Photonen bekannt. Auch im Falle des inkohärenten Zustands lässt sich der Photonenzahl wieder eine Wahrscheinlichkeitsverteilung zuordnen (vgl. LaPierre, 2022, S.119-121):

$$P_n = \frac{\langle \hat{n} \rangle^n}{(1 + \langle \hat{n} \rangle)^{n+1}} \quad \{11\}$$

Die drei in diesem Abschnitt vorgestellten Lichtzustände unterscheiden sich somit grundlegend hinsichtlich ihrer den Photonenzahlen zugeordneten Wahrscheinlichkeitsverteilungen sowie der jeweiligen Erwartungswerte und Standardabweichungen für den Besetzungszahloperator. Diese Eigenschaften werden im Folgenden genutzt, um den Lichtzustand im Experiment zu klassifizieren.

2.2. Korrelationsfunktion zweiter Ordnung als Indikator für den Lichtzustand

Es stellt sich die Frage, wie der Lichtzustand experimentell bestimmt werden kann und welcher Klasse von Lichtquellen eine vorliegende Lichtquelle zuzuordnen ist.

Ein mathematisches Instrument, im Experiment aufgenommene Messdaten dahingehend auszuwerten, ist die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\tau)$. Werden mit einer zeitlichen Differenz τ getrennt voneinander zwei Intensitäts-Signale derselben Quelle detektiert, so gibt $g^{(2)}(\tau)$ die Korrelation dieser Signale an. $g^{(2)}(0)$ untersucht folglich die Wahrscheinlichkeit einer exakten Korrelation zweier Signale ohne Zeitdifferenz, also jene eines Koinzidenzereignisses. Klassisch wird sie daher festgelegt durch (vgl. LaPierre, 2022, S. 66):

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \quad \{12\}$$

$$\Rightarrow g^{(2)}(0) = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} \quad \{13\}$$

$\langle \cdot \rangle$ kennzeichnet hier, dass Durchschnittswerte betrachtet werden. Wird ein Blick auf die quantenmechanische Definition von $g^{(2)}(0)$ geworfen, so ergibt sich der Zusammenhang zum Inhalt des vorherigen Abschnitts (vgl. LaPierre, 2022, S. 67):

$$g^{(2)}(0) = 1 + \frac{(\Delta \hat{n})^2 - \langle \hat{n} \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2} \quad \{14\}$$

Mithilfe dieses mathematischen Indikators kann bei Untersuchung der Korrelation zweier Signale einer unbekannten Lichtquelle experimentell ermittelt

werden, um welche Art von Lichtquelle es sich handelt. Für die betrachteten Zustände von Licht ergeben sich nämlich Unterschiede, was sich bei Berechnung von $g^{(2)}(0)$ mit den jeweiligen Erwartungswerten des Besetzungszahloperators \hat{n} und der zugehörigen Standardabweichung zeigt (vgl. LaPierre, 2022, S.122):

$$g_{Fock}^{(2)}(0) = 1 + \frac{(0)^2 - n}{n^2} = \frac{n-1}{n} < 1 \quad \{15\}$$

$$g_{Kohärent}^{(2)}(0) = 1 + \frac{\langle \hat{n} \rangle - \langle \hat{n} \rangle^2}{\langle \hat{n} \rangle^2} = 1 \quad \{16\}$$

$$g_{Inkohär.}^{(2)}(0) = 1 + \frac{\langle \hat{n} \rangle (\langle \hat{n} \rangle + 1) - \langle \hat{n} \rangle^2}{\langle \hat{n} \rangle^2} = 2 \quad \{17\}$$

Diese Überlegungen zur Klassifikation des Lichtzustands sollen nun experimentell realisiert werden. Hierzu werden zwei sehr prominente Versuchsaufbauten diskutiert, mit denen sich ebenfalls vier der fünf betrachteten Experimente im Kit durchführen lassen.

2.3. Das Hanbury-Brown-Twiss Experiment

Das Hanbury-Brown-Twiss Experiment (im Folgenden HBT-Experiment) ermöglicht die experimentelle Untersuchung des Lichtzustands mithilfe der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung und benötigt nur wenige Komponenten. Das Licht der zu klassifizierenden Lichtquelle trifft auf einen Strahlteiler, an dessen beiden Ausgängen je ein Detektor positioniert wird. Mithilfe einer Koinzidenzelektronik werden die Detektorsignale ausgewertet. Der Versuchsaufbau des HBT-Experiments ist in Abbildung 1 schematisch dargestellt.

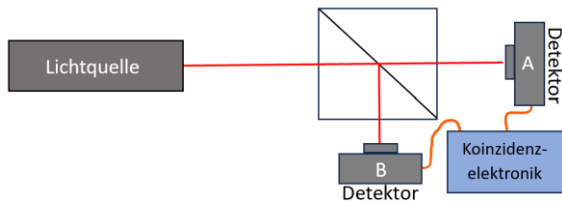


Abb. 1: Versuchsaufbau für das HBT-Experiment (eigene Darstellung nach Thorlabs®, 2023, S. 115)

Die Koinzidenzelektronik berechnet in diesem Aufbau mithilfe von $g^{(2)}(0)$ die Signalkorrelation zwischen beiden Ausgängen des Strahlteilers. Anhand dieser lässt sich dann ablesen, welcher Lichtzustand vorliegt. Ergibt die Auswertung $g_{AB}^{(2)}(0) \geq 1$ (der Index steht für die Detektoren A und B), so handelt es sich um eine klassische Lichtquelle. Liegt hingegen ein Ergebnis mit $g_{AB}^{(2)}(0) < 1$ vor, so ist die Lichtquelle nicht-klassisch. Licht im Zustand $|1\rangle$, also ein einzelnes Photon, liefert (vgl. LaPierre, 2022, S. 68):

$$g_{Fock}^{(2)}(0) = \frac{n-1}{n} = 0 \text{ für } n = 1 \quad \{18\}$$

Vor dem Hintergrund des Versuchsaufbaus mit dem Strahlteiler und der Quantennatur des Lichts lässt sich

verstehen, warum für eine nicht-klassische Lichtquelle ein Wert kleiner als 1 und für ein einzelnes Photon der Wert 0 berechnet wird. Die Messung am Detektor verändert den Zustand des Photons, was die Wahrscheinlichkeit von Messungen in Koinzidenz herabsetzt. Im Falle eines einzelnen Photons kann somit schlicht kein Koinzidenzereignis stattfinden, da es sich zum Zeitpunkt der Messung, in dem der Zustand verändert wird, nicht zugleich am anderen Detektor befinden kann (vgl. LaPierre, 2022, S. 68).

2.4. Das Grangier-Roger-Aspect Experiment

Ein inzwischen klassischer Versuch zur Untersuchung von Einzelphotonen am Strahlteiler wurde von Grangier, Roger und Aspect durchgeführt und ist folglich als Grangier-Roger-Aspect Experiment (im Folgenden GRA-Experiment) bekannt. Ziel war es, die quantenmechanische Vorhersage $g^{(2)}(0) = 0$ experimentell zu bestätigen (vgl. Grangier et al., 1986, S. 173).

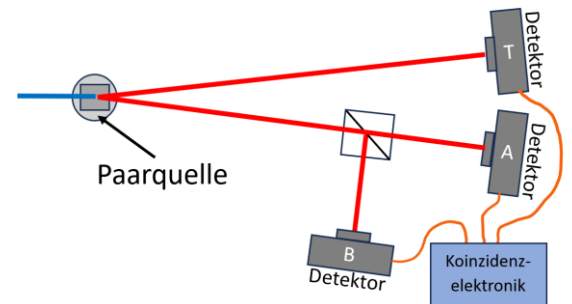


Abb. 2: Versuchsaufbau für das GRA-Experiment (eigene Darstellung nach Thorlabs®, 2023, S. 118)

Der in Abbildung 2 zu sehende Versuchsaufbau ähnelt hierbei stark jenem des HBT-Experiments und verfolgt dasselbe Ziel. Als Lichtquelle fungiert eine Paarquelle, die im Kit zeit- und energieverschränkte Einzelphotonen-Paare emittiert. Intuitiv lässt sich vermuten, dass dementsprechend jeder der beiden Arme der Paarquelle eine separate Quelle für Einzelphotonen ist. Diese Annahme führt zu der Fragestellung, warum nicht das HBT-Experiment mit einem Arm der Paarquelle ausreicht, um Einzelphotonen am Strahlteiler zu untersuchen. Auf Abbildung 2 übertragen konkretisiert sich die Frage dahingehend, welche Funktion Detektor T erfüllt, wo sich doch im unteren Arm das HBT-Experiment präsentiert (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 23).

Die Antwort auf diese Frage liefert die quantenmechanische Betrachtung des Detektionsprozesses. Die Paarquelle emittiert die beiden Photonen des Paares simultan. Hintergrund ist die parametrische Fluoreszenz (spontaneous parametric down-conversion, SPDC) im verwendeten Typ-I-Betabariumborat (im Folgenden BBO-Kristall), einem nichtlinearen Kristall (vgl. LaPierre, 2022, S. 52). Die simultane Emission hat zur Folge, dass eine Detektion an Detektor T ein Indikator dafür ist, dass ein weiteres Photon zeitgleich im unteren Arm der Paarquelle vorhanden ist (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 23). Wird bei Detektor T eine Messung am Photon durchgeführt, so wird als

Folge des Messvorgangs unmittelbar der Kollaps des verschränkten Gesamtsystems herbeigeführt. Erst dadurch kollabiert das Photon im unteren Arm von einem vor der Messung nicht klar bestimmten Zustand in den Fock-Zustand (vgl. Beck, 2012, S. 170). Ohne Messung bei T liegt im unteren Arm kein Einzelphotonenzustand vor (vgl. Beck, 2012, S. 450). Diese Betrachtung begründet, warum die beiden Arme nicht isoliert als Einzelphotonenquelle dienen und warum folglich ein Aufbau mit drei Detektoren bei der Verwendung von Paarquellen notwendig ist.

Übersetzt in die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung bedeutet das, dass nur Ereignisse an den Detektoren A und B von Relevanz sind, bei denen ebenfalls eine Detektion an T stattgefunden hat. Für diese gilt $g_{TAB}^{(2)}(0) \geq 1$. Da sich das Photon im unteren Arm am Strahlteiler, wenn es nach der Detektion des anderen Photons an T in den Fock-Zustand kollabiert ist, analog zu den Betrachtungen beim HBT-Experiment verhält (keine Korrelation zwischen A und B), folgt für das GRA-Experiment $g_{TAB}^{(2)}(0) = 0$ (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 23-24).

Die konkrete Übersetzung der Detektorsignale in die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung berechnet sich dabei wie folgt (vgl. Beck, 2012, S. 455):

$$g_{TAB}^{(2)}(0) = \frac{N_{TAB}(0) \cdot N_T}{N_{TA}(0) \cdot N_{TB}(0)} \quad \{19\}$$

$N_{TA}(0)$, $N_{TB}(0)$ und $N_{TAB}(0)$ sind die jeweiligen Zählraten der Koinzidenzen zwischen den zum Index korrespondierenden Detektoren und N_T ist die Zählrate des Detektors T.

2.5. Gesetz von Malus für Einzelphotonen

Eines der fünf ausgewählten Experimente des Kits untersucht die Polarisierungseigenschaft von Einzelphotonen. Als zentrales Resultat einer quantenmechanischen Betrachtung für die Übertragungswahrscheinlichkeit $P(\theta|\phi)$ am linearen Polarisator (also die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Photon transmittiert statt absorbiert wird) ergibt sich ein klassisches Ergebnis. Konkret handelt es sich für hohe Anzahlen an Photonen um das klassische Gesetz von Malus (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 29-30):

$$P(\theta|\phi) = \cos^2(\Delta\phi) \quad \{20\}$$

Dabei beschreibt $\Delta\phi$ den Winkel zwischen der Polarisationsrichtung des Photons und der Polarisationsachse des linearen Polarisators. Ziel des Versuchs im Kit ist es, eben jenes Resultat experimentell zu bestätigen.

3. Experimentelle Einblicke

Im folgenden Abschnitt werden experimentelle Erfahrungen präsentiert, welche eine wichtige Grundlage für die Konzeption der Versuchsanleitung darstellen.

3.1. HBT-Experiment mit abgeschwächtem Laserlicht

Als Einstiegsexperiment wählt das beiliegende Handbuch das HBT-Experiment mit abgeschwächtem Laserlicht (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 112). Der Versuchsaufbau gleicht dabei jenem in Abbildung 1, wobei auf den Eingang des Strahlteilers ein Neutraldichtefilter aufgeschraubt wird. Als Lichtquelle fungiert der Justagelaser des Kits, dessen Licht dementsprechend bei Transmission des Filters stark abgeschwächt wird.

Mit dem Experiment soll untersucht werden, ob eine Abschwächung eines Lasers bereits eine Quelle für Einzelphotonen liefert, was einer gängigen, intuitiven Vorstellung von Licht als Photonenstrom entspricht (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 112). Laser sind jedoch kohärente Lichtquellen unabhängig von der Abschwächung des Laserlichts (vgl. Beck, 2012, S. 452). Der vorgestellten Theorie folgend ist es ausreichend, im HBT-Experiment die Korrelation der Detektorsignale ($g_{AB}^{(2)}(0)$) zu untersuchen, um eine Aussage darüber treffen zu können, ob durch die Abschwächung eine Einzelphotonenquelle vorliegt. An dieser Stelle sei noch erwähnt, dass im Versuchs-Kit keine klassische Koinzidenzelektronik, sondern ein Time Tagger zum Einsatz kommt (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 38).

Es wurde eine Messreihe mit zehn Messungen à 300 s aufgenommen, welche in Abbildung 3 dargestellt ist (grau: Fehlerbalken, die der Standardabweichung entsprechen).

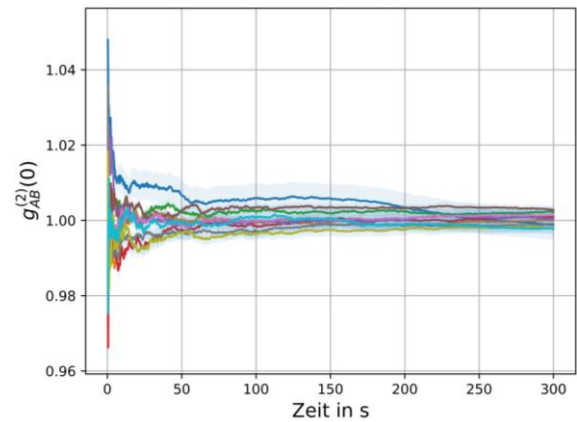


Abb. 3: HBT-Experiment mit abgeschwächtem Laser; 10 Messungen à 300 s (grau: Standardabweichung) (eigene Darstellung)

In Abbildung 3 lässt sich erkennen, dass die Signal-Korrelationen im erwarteten Bereich liegen und somit der theoretischen Erwartung aus Gleichung 16 entsprechen. Eine statistische Auswertung der Daten liefert für den Mittelwert mit Standardabweichung $g_{AB}^{(2)}(0) = 1,000 \pm 0,004$. Das Experiment belegt also, dass es sich bei einem abgeschwächten Laser um keine Quelle für Einzelphotonen handelt, sondern eine unverändert kohärente Quelle vorliegt.

Eine Besonderheit dieses Versuchs ist, dass er als eigenständiger Aufbau im Kit vorgesehen ist (vgl. Thorlabs®, 2023). Im weiteren Verlauf wird sich zeigen, dass die Experimente des Kits einen gewissen

grundlegenden Aufbau (vgl. Abb. 5a) schrittweise erweitern oder nur geringfügig adaptieren. Gerade die für Experimentierende mit wenig Vorerfahrungen aufwendige Justage der Detektoren wird nach Handbuch folglich zwei Mal durchgeführt, einmal für den alleinstehenden Aufbau des gerade beschriebenen HBT-Experiments und ein weiteres Mal für den Basisaufbau, an den die weiteren Versuche anknüpfen. Diese Erfahrung wird später die Basis dafür sein, die Versuchsanordnung in der konzipierten Versuchsanleitung dahingehend gezielt zu verändern.

3.2. GRA-Experiment

An das Resultat des vorherigen Experiments anknüpfend widmet sich das GRA-Experiment der Frage, ob ein BBO-Kristall, gepumpt durch einen Pumplaser, eine Quelle für Einzelphotonen ist. Dazu wird zunächst der bereits erwähnte Basisaufbau montiert, der in Abbildung 5a zu sehen ist. Mithilfe eines Justagelasers, der über einen einsetzbaren Spiegel auf den Strahlengang des eigentlichen Pumplasers eingekoppelt werden kann, werden die Detektoren T und A in den Armen der Paarquelle platziert sowie justiert. Dabei nutzt das Kit ein Axicon, was „den Kegel der im BBO-Kristall erzeugten Photonenpaare emuliert“ (Thorlabs®, 2023, S. 180) und somit eine Justage mit dem Justagelaser ermöglicht, wenn es an der späteren Position des BBO-Kristalls eingesetzt wird.

Der Pumplaser wird über Spiegel umgelenkt und trifft dann an der Position des Axicons auf den BBO-Kristall. Dass die beiden Strahlengänge, also jener von Pump- und jener vom Justagelaser, exakt übereinstimmen wird darüber sichergestellt, dass beide an der Strahlenfalle und der Irisblende vor dem Halter für BBO-Kristall beziehungsweise Axicon identisch zentriert werden.

Diesen Basisaufbau erweiternd wird das GRA-Experiment, wie es grundlegend auch in Abbildung 2

skizziert ist, im nächsten Schritt montiert, was dann dem in Abbildung 5b dargestellten Zustand entspricht. Wie im Abschnitt zum GRA-Experiment erläutert, lässt sich hier nun mit $g_{TAB}^{(2)}$ nachweisen, dass es sich um eine Paarquelle für Einzelphotonen handelt. Eine Messreihe mit fünf Messungen à 120 s zeigt Abbildung 4.

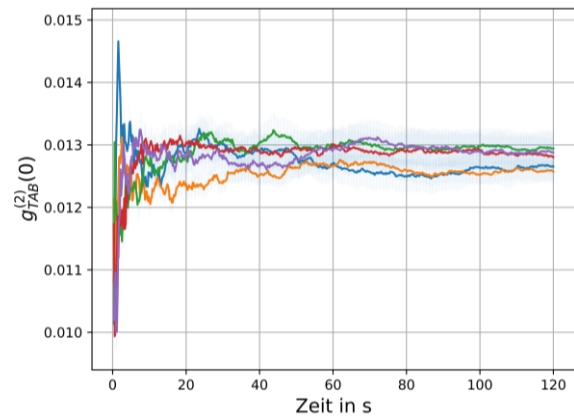


Abb. 4: GRA-Experiment; 5 Messungen à 120 s (grau: Standardabweichung) (eigene Darstellung)

Abbildung 4 zeigt, dass die Signale mit einem Wert für $g_{TAB}^{(2)}(0)$ deutlich kleiner als 1 nicht korreliert sind. Aus der statistischen Datenauswertung für Mittelwert und Standardabweichung folgt $g_{TAB}^{(2)}(0) = 0,01277 \pm 0,00029$. Es wird somit bestätigt, dass mit dem BBO-Kristall eine nicht-klassische Lichtquelle vorliegt. Diese ist eine Einzelphotonenquelle, was eigentlich $g_{TAB}^{(2)}(0) = 0$ erwarten lässt. Zufällige Dreifach-Koinzidenzen verhindern, diesen theoretisch bestimmten Wert im Realversuch exakt nachzuweisen (vgl. Beck, 2012, S. 456). Auch im historischen Experiment, das von Grangier, Roger und Aspect durchgeführt wurde, wurde ein Wert deutlich kleiner als 1, aber dennoch größer als 0 gemessen (vgl. Grangier et al., 1986, S. 173).

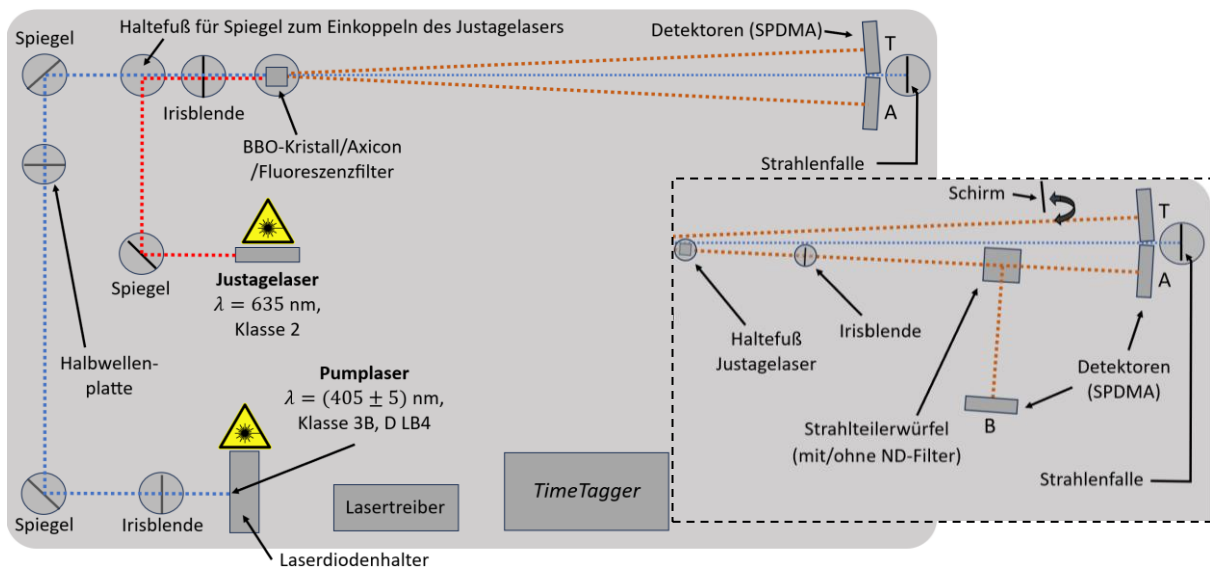


Abb. 5: Optischer Tisch mit links (a) Basisaufbau und rechts gestrichelt umrandet (b) Erweiterung für das GRA-Experiment sowie Erweiterungen (eigene Darstellung nach Thorlabs®, 2023, S. 92)

3.3. HBT-Experiment mit einem Paarquellenarm als Lichtquelle

Aufbauend auf dem Resultat, dass der BBO-Kristall eine Paarquelle für Einzelphotonen ist, soll anschließend die im theoretischen Abschnitt zum GRA-Experiment bereits thematisierte Frage in den Blick genommen werden, ob nicht auch ein einzelner Arm als Quelle für Einzelphotonen herangezogen werden kann. Dazu wird mithilfe des HBT-Experiments im unteren Paarquellenarm dieser als Lichtquelle untersucht. Mit diesem Versuch soll also bei den Lernenden ein Lernprozess dahingehend angestoßen werden, ein Verständnis für die Eigenschaften eines verschränkten Systems sowie den Einfluss des Messprozesses auf seinen Zustand zu entwickeln (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 112).

Der Versuchsaufbau reduziert sich darauf, dass vor Detektor T ein Schirm platziert wird (vgl. Abb. 5b). Im unteren Arm präsentiert sich dadurch das HBT-Experiment analog zur Skizze in Abbildung 1. Die Messung an T bleibt aus, sodass das Photon im unteren Arm nicht in den Fock-Zustand kollabiert und sich ein entsprechend klassisches Ergebnis für das HBT-Experiment, also für $g_{AB}^{(2)}$ einstellt.

Für dieses Experiment wurden wieder fünf Messungen à 120 s aufgenommen und in Abbildung 6 dargestellt.

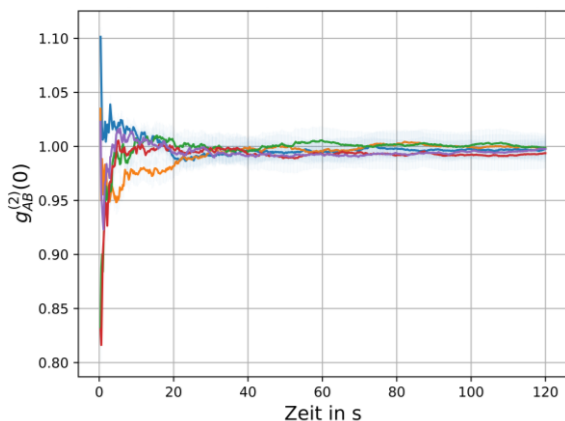


Abb. 6: HBT-Experiment in einem Paarquellenarm; 5 Messungen à 120 s (grau: Standardabweichung) (eigene Darstellung)

Die Auswertung der Daten der aufgenommenen Messreihe liefert $g_{AB}^{(2)}(0) = 0,995 \pm 0,014$.

3.4. GRA-Experiment mit inkohärenter Lichtquelle

Nach Durchführung der beiden Experimente, in denen das Hinzuschalten von Detektor T und somit die Inklusion der dort abgerufenen Informationen über den jeweils erfolgten Messprozess das Ergebnis entsprechend beeinflusste, könnte die Vermutung heranwachsen, dass die alleinige Versuchsanordnung mit drei Detektoren für die nicht-klassischen Ergebnisse verantwortlich ist (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 112).

Diese Hypothese soll dadurch überprüft werden, dass in die Anordnung mit allen drei Detektoren, also in das GRA-Experiment, eine inkohärente Quelle als Lichtquelle eingebracht wird. Dazu wird an die Position des BBO-Kristalls ein Fluoreszenzfilter eingesetzt (vgl. Abb. 5). Dieser wird anstelle des BBO-Kristalls mit dem Pumplaser bei verringerter optischer Ausgangsleistung bestrahlt. In dieser Konstellation wurde erneut eine Messreihe mit fünf Messungen à 120 s aufgenommen. Abbildung 7 zeigt die aufgenommenen Messdaten.

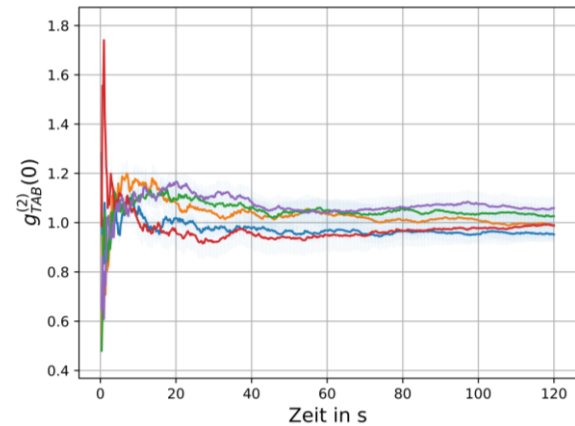


Abb. 7: GRA-Experiment mit inkohärenter Lichtquelle; 5 Messungen à 120 s (grau: Standardabweichung) (eigene Darstellung)

Abbildung 7 lässt erkennen, dass sich mit dem Fluoreszenzfilter ein klassisches Ergebnis einstellt. Werden die Daten statistisch ausgewertet, so ergibt sich $g_{TAB}^{(2)}(0) = 1,02 \pm 0,06$. Dieses Ergebnis zeigt, dass eine klassische Lichtquelle im GRA-Experiment auch klassische Ergebnisse verursacht. Somit entkräftet dieses Experiment die vorausgegangene Vermutung.

Beim Fluoreszenzfilter handelt es sich um eine inkohärente Quelle. Es stellt sich die Frage, warum nicht entsprechend der theoretischen Erwartung aus Gleichung 17 $g_{TAB}^{(2)}(0) = 2$ gemessen wird. Grund dafür ist eine nicht ausreichende Zeitauflösung der Detektoren (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 118). Dennoch bestätigt das Ergebnis, dass es sich um eine klassische Lichtquelle handelt.

3.5. Einzelphotonen am linearen Polarisator

Der letzte der fünf betrachteten Versuche untersucht das Verhalten von Einzelphotonen am linearen Polarisator. Dazu wird der in Abbildung 5b zu sehende Aufbau dahingehend erweitert, dass vor Detektor B und somit zwischen diesem und dem Strahlteiler ein linearer Polarisator positioniert wird.

Es stellt sich nun die Frage, wie die Einzelphotonen polarisiert sind, wenn sie den Polarisator erreichen. Die Laserdiode des Pumplasers emittiert Licht, das orthogonal zur Tischebene linear polarisiert ist. An der Halbwellenplatte (vgl. Abb. 5a) wird die Polarisationssebene um 90° (Einstellung der Halbwellenplatte ist 45°) zu einer Ausrichtung parallel zur Tischebene rotiert. Der BBO-Kristall verursacht eine

weitere Drehung um 90° , sodass die Photonen am linearen Polarisator eine zur Tischebene orthogonale Polarisation aufweisen (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 183-184).

In dieser Konstellation gibt die Koinzidenzzählrate N_{TB} die Photonenpaare an, deren einer Partner im unteren Arm der Quelle am linearen Polarisator transmittiert und anschließend detektiert wurde. Die Rate N_{TB} kann folglich als repräsentatives Maß für die Übertragungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Winkel am Polarisator gedeutet werden. Die Winkeldifferenz berechnet sich aus der eingestellten, drehbaren Polarisationsachse des linearen Polarisators und eben jener festen, zur Tischebene orthogonalen Polarisationsrichtung der Photonen. Wird die Rate N_{TB} gegen den variierenden Winkel am linearen Polarisator aufgetragen, so kann untersucht werden, ob sich die theoretische Vorhersage gemäß dem klassischen Gesetz von Malus bestätigen lässt. Die gleichzeitige Auswertung von $g_{TAB}^{(2)}(0)$ liefert die Gewissheit, dass es sich nach wie vor um Einzelphotonen handelt (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 30).

In der in Abbildung 8 gezeigten Messreihe wurde der Winkel am Polarisator im Allgemeinen in 4° -Schritten variiert und die Schrittweite an markanten Stellen (90° , 180° , 270°) zu 2° -Schritten verfeinert. In blau dargestellt ist die Zählrate N_{TB} , in rot sind die Werte für $g_{TAB}^{(2)}(0)$ gezeigt:

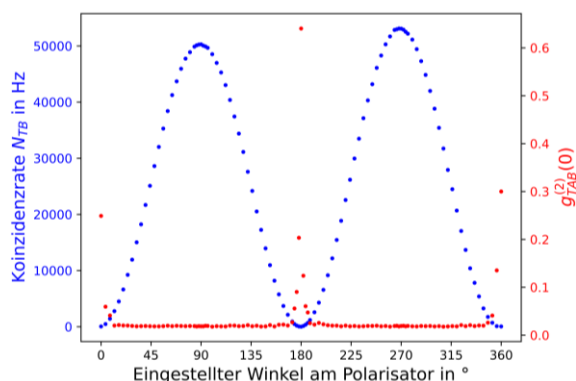


Abb. 8: Einzelphotonen am linearen Polarisator – N_{TB} und Korrelationsfunktion $g_{TAB}^{(2)}(0)$ aufgetragen gegen eingestellten Winkel am Polarisator (eigene Darstellung)

Der nahezu ideale \cos^2 -Verlauf der Zählrate in Abbildung 8 belegt die Gültigkeit des Malus'schen Gesetzes auch auf Einzelphotonenebene – ein anschauliches Beispiel für den Übergang zwischen klassischer und quantenmechanischer Beschreibung. Der \cos^2 -Verlauf ist um 90° verschoben, was sich darauf zurückführen lässt, dass die Polarisationsachse des linearen Polarisators in dessen 0° -Einstellung parallel zur Tischebene (und somit orthogonal zur Polarisationsrichtung der eintreffenden Photonen) ausgerichtet ist. Die Ursache dafür liegt in der Art und Weise der Kalibrierung des Polarisators. Nach dieser ist der Polarisator so ausgerichtet, dass dessen Polarisationsachse in der 0° -Einstellung entweder parallel oder orthogonal zur Tischebene zeigt (vgl. Thorlabs®, 2023, S.

73). Der rote Graph für $g_{TAB}^{(2)}(0)$ belegt, dass es sich um Einzelphotonen handelt. Die Peaks zu den Rändern hin und bei 180° werden durch Rauschen hervorgerufen, das aufgrund der minimalen Zählraten an diesen Positionen verstärkt wird (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 120).

Die zu sehende Asymmetrie in den Peaks von N_{TB} wird im Handbuch mit einer randnahen Positionierung des Polarisators erklärt, die dann Strahlabweichungen bedingt. Als Lösung wird eine Justage der Detektoroptik zur Optimierung der Zählrate für den kleineren Peak vorgeschlagen (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 189).

4. Konzeption der Versuchsanleitung

Nach den Ergebnissen aus Abschnitt 3 lässt sich festhalten, dass in den betrachteten fünf Experimenten drei wesentliche Schwerpunkte fokussiert werden. Mehrere Versuche widmen sich der Frage nach einer Einzelphotonenquelle. Nachdem diese „gefunden“ wird, werden deren Eigenschaften sowie die benötigten Versuchsanordnungen zum Arbeiten mit dieser Quelle in den Blick genommen. Abschließend sind die Polarisation von Einzelphotonen sowie deren Eigenschaften am linearen Polarisator Lerngegenstand des Versuchs (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 115-120).

Auf Grundlage der gesammelten experimentellen Erfahrungen mit dem Kit wurde eine Versuchsanleitung basierend auf dem Benutzerhandbuch erarbeitet. Diese soll sich an Schülerinnen und Schüler der gymnasialen Oberstufe und Studierende physikalischer oder physiknaher Studiengänge in frühen Semestern ihres Studiums richten. Der Anspruch an die Versuchsanleitung besteht folglich darin, beiden Zielgruppen adressatengerecht zu begegnen.

Nach vorangestellten Warnhinweisen insbesondere zum Laserschutz im ersten Kapitel werden die physikalisch-theoretischen Hintergründe thematisiert. Eine Herausforderung in der Konzeption liegt in der Heterogenität der zusammengefassten Zielgruppe. In Bezug auf die Quantenoptik als Spezialfeld der Quantenphysik lässt sich aber in jedem Fall ein limitierter Vorwissensstand aller Zielgruppen antizipieren, vor allem in Bezug auf den mathematischen Formalismus der Quantenmechanik. Dies begründet die Entscheidung für eine didaktische Reduktion für alle Teilzielgruppen. Die theoretischen Inhalte wurden demnach stark elementarisiert, was durch „Beschränkung auf Phänomene[,] zielrelevante Aspekte[,] qualitative Aussagen [und] auf Prinzipien“ (Hopf et al., 2022, S. 67-68) realisiert wurde. Besonders die potentielle Fülle an Formeln wurde gezielt reduziert. An einigen Stellen wurde das (Formel-)Verständnis mit ergänzenden Erläuterungen oder Verbalisierungen unterstützt.

Nach der Beschreibung der Softwareinstallation in einem dritten Kapitel wird der Versuchsaufbau angeleitet. An dieser Stelle wurde in das beschriebene Vorgehen im Handbuch eingegriffen, denn es präsentierte

sich folgendes Problem. Das HBT-Experiment mit abgeschwächtem Laserlicht ist als Einstiegsversuch optimal geeignet. Dies leitet sich aus Empfehlungen von Schecker und Wilhelm ab, wonach bei den Lernenden ein Vorstellungswechsel erzielt wird, indem „auf kognitive Konflikte [gesetzt und] ein Thema mit Aspekten, die konträr zu den Schülervorstellungen stehen“ (Schecker & Wilhelm, 2018, S. 43), begonnen wird. Dieses wird nach Handbuch aber völlig separat zum nachfolgenden Aufbau aus Abbildung 5 aufgebaut, sodass es notwendig würde, die beiden Detektoren ein weiteres Mal in den Armen der Paarquelle für die folgenden Experimente zu positionieren. In Anbetracht der oft begrenzten zeitlichen Ressourcen eines Praktikums- oder Schülerlabortermins wurde deshalb die Versuchsanordnung leicht adaptiert. Ausgenutzt wurde, dass für spätere Interferenzexperimente ein zusätzlicher Haltefuß für den Justagelaser im unteren Arm der Paarquelle positioniert wird (bereits in Abbildung 5b eingezeichnet), um mit diesem das spätere Michelson-Interferometer zu justieren (vgl. Thorlabs®, 2023). Wenn man den Aufbau in Abbildung 5b näher betrachtet, zeigt sich, dass sich mit dem Justagelaser auf dem zusätzlichen Fuß, dem Strahlteiler sowie den beiden Detektoren A und B nach Aufschrauben des Filters das HBT-Experiment ergibt, das nach Handbuch zu Beginn isoliert montiert wird. Der zusätzliche Fuß wird so positioniert, dass der Justagelaser auf den Strahlengang des unteren Paarquellenarms eingekoppelt wird, was ihn automatisch auf den Strahlteiler und die beiden Detektoren, die vorher montiert werden, justiert. Somit wurde für die Versuchsanleitung folgende Entscheidung getroffen. Es wird zunächst der Aufbau in Abbildung 5b montiert, um dann vollumfänglich alle Experimente aufbauend auf diesem Aufbau durchführen zu können. Detektor A und B müssen dadurch nur einmal montiert sowie justiert werden. Durch die Adaption dahingehend, dass alle Versuche vom Basisaufbau (vgl. Abb. 5a) aus starten, kann vorab entschieden werden, ab welchem Punkt die Lernenden den Versuchsaufbau beginnen. Entweder müssen die beiden Detektoren T und A noch in den Armen der Paarquelle positioniert werden oder die Lernenden finden diesen Zustand zu Beginn bereits präpariert vor (vgl. Abb. 5a), sodass mit der Montage des Strahlteilers sowie von Detektor B begonnen wird. Müsste zwischen erstem und den folgenden Versuchen wie nach Handbuch umgebaut werden, wäre eine solche Präparation nicht möglich. Der Aufbau bis hin zum BBO-Kristall ist dabei in beiden sich ergebenden Versuchsvarianten immer fest vorgegeben. Zusätzlich wird dadurch eine Variation des vorgesehenen Montage- und Justageaufwands und somit des Anforderungsniveaus möglich. Lerngruppen mit nur geringfügiger oder keiner praktischen Vorerfahrung im Umgang mit optischen Aufbauten kann so bspw. die Versuchsvariante angeboten werden, in der der Basisaufbau bereits präpariert vorgefunden wird. Nach dem Einstiegsversuch wird in leicht veränderter Reihenfolge und unter

Auslassung eines Versuchs nach Handbuch vorgegangen (vgl. Thorlabs®, 2023, S. 112-113). Zudem wurden Videokomponenten erstellt, die die zentralen Aufbauschnitte für beide Ausgangslagen als Unterstützung zeigen (Hinweis: Thorlabs® hat mittlerweile auch Aufbau-Videos veröffentlicht, die u. a. auf der Website zum Quantenoptik-Kit abrufbar sind).

5. Ausblick

Aufbauend auf experimentellen Erfahrungen mit einem Versuchs-Kit zur Quantenoptik, das speziell für den Bildungsbereich konzipiert wurde, wurde eine didaktisch reduzierte Versuchsanleitung erstellt. Diese Anleitung muss nun erprobt und entsprechend überarbeitet werden, wonach ein Einsatz im Schülerlabor sowie in den physikalischen Praktika der Hochschule geplant ist. Dies wird auch fachdidaktische Studien ermöglichen, inwiefern Lernendenvorstellungen mit dem experimentellen Angebot erfolgreich adressiert werden. Nach ersten Erfahrungen mit der Nutzung des Experiments mit den verschiedenen Zielgruppen wird über die Kapselung jenes Teils des Aufbaus, in dem der Pumplaser operiert, entschieden, weil dies den Umgang hinsichtlich des Laserschutzes deutlich vereinfachen kann.

6. Literatur

- Beck, M. (2012). *Quantum Mechanics: Theory and Experiment*. Oxford University Press.
- Deutsche Physikalische Gesellschaft. (2025, 01. April). *Europa und die Zukunft der Quantenwissenschaft*. DPG.
<https://www.dpg-physik.de/veroeffentlichungen/publikationen/stellungnahmen-der-dpg/wissenschaftssystem/europa-und-die-zukunft-der-quantenwissenschaft>
- Grangier, P., Roger, G. & Aspect, A. (1986). Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter: A New Light on Single-Photon Interferences. *EPL (Europhysics Letters)*, 1(4), 173-179.
<http://dx.doi.org/10.1209/0295-5075/1/4/004>.
- Hopf, M., Höttecke, D., Schecker, H. & Wiesner, H. (Hrsg.). (2022). *Physikdidaktik kompakt* (1. vollständig neu bearbeitete Aufl.). Aulis Verlag.
- LaPierre, R. (2022). *Getting Started in Quantum Optics*. Springer.
- Schecker, H. & Wilhelm, T. (2018). Strategien für den Umgang mit Schülervorstellungen. In R. Duit, M. Hopf, H. Schecker & T. Wilhelm (Hrsg.), *Schülervorstellungen und Physikunterricht: Ein Lehrbuch für Studium, Referendariat und Unterrichtspraxis* (S. 39-61). Springer.
- Thorlabs® GmbH. (2023). *EDU-QOPI(/M) Quantenoptik-Kit: Benutzerhandbuch*, Stand Mai 2025.
<https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=EDU-QOPI/M>. [Aktuelles Handbuch ist dort verlinkt].