

# Einzelphotonenmetrologie

Stefan Kück<sup>1</sup>

## Einleitung

Unter Einzelphotonenmetrologie wird in diesem Abschnitt die metrologische Charakterisierung von Einzelphotonenquellen und -detektoren verstanden, speziell im Hinblick auf ihre möglichen Anwendungen. Die Anwendungen von Einzelphotonendetektoren sind relativ klar: überall dort wo es notwendig ist, kleine Photonenflüsse zu messen. Und zwar so kleine Photonenflüsse, dass diese mit klassischen analogen Detektoren, z. B. Silicium-Standarddioden, nicht messbar sind oder nur unter Inkaufnahme eines schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses zu messen sind, sodass eine Aussage über das Messergebnis nicht mehr möglich ist. Dies ist in vielen Bereichen der Fall, so zum Beispiel in der Biologie, in der Medizin, in der Astronomie und auch in der wissenschaftlichen Forschung, bei letzterem insbesondere bei vielen Quantenexperimenten. Auch sind diese Detektoren bereits kommerziell erhältlich, sodass es natürlich erscheint, in diesem Bereich metrologische Dienstleistungen anzubieten und somit die Hersteller und Anwender messtechnisch zu unterstützen.

Bei Einzelphotonenquellen sieht es (derzeit) noch anders aus. *What are single-photons good for?* Wofür braucht man einzelne Photonen? Dies fragten schon Nicolas Sangouard und Hugo Zbinden in ihrem lesenswerten Artikel [1]. Ob sie tatsächlich jemals Anwendungen im Quantencomputing oder in der Quantenkommunikation bzw. Quantenschlüsselverteilung finden werden ist eine offene Frage. Es ist durchaus möglich, dass auch zukünftig geeignet abgeschwächte Laser, trotz der Einschränkung einer an sich schädlichen Photonenstatistik (Poisson-

Statistik), den Einzelphotonenquellen überlegen sind. Weitere derzeitige Anwendungen von Einzelphotonenquellen sind quantenphysikalische Experimente und, darin liegt ein Schwerpunkt dieses Kapitels, die Quantenradiometrie. Allerdings muss deutlich gesagt werden, dass Einzelphotonenquellen bei entsprechender Qualität (d. h. hoher Photonenrate, hoher Reinheit des Einzelphotonenzustands, vollständiger Ununterscheidbarkeit) selbstverständlich ideale Quellen für alle oben genannten Anwendungen sind. Hieraus ergibt sich letztlich die Notwendigkeit einer metrologischen Charakterisierung, die auch der Weiterentwicklung dieser Quellen dient.

In diesem Kapitel wird die Einzelphotonenmetrologie vorgestellt. Schwerpunkte bilden hierbei die Arbeiten an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB), es wird aber auch auf relevante Arbeiten an anderen Institutionen eingegangen. Im ersten Abschnitt wird sich mit Einzelphotonendetektoren beschäftigt. Ihre Anwendungen werden vorgestellt ebenso wie die verschiedenen Detektortypen für die Einzelphotonendetektion. Letzteres wird jedoch nur kurz abgehandelt, da diese Detektoren zum Teil bereits eine hohe technologische Reife erreicht haben und größtenteils kommerziell erhältlich sind. Es wird daher auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen. Schwerpunkt dieses ersten Abschnitts ist daher die metrologische Charakterisierung von Einzelphotonendetektoren. Auch hier wird zunächst eine kurze Übersicht über die verschiedenen Aspekte gegeben, bevor insbesondere auf die Bestimmung der Detektionseffizienz, dem wichtigsten Parameter bei der Charakterisierung, eingegangen wird. Der zweite Abschnitt dieses Kapitels beschäftigt sich mit Einzelphotonenquellen. Auch hier werden zunächst Anwendungen und die verschiedenen Arten von

---

<sup>1</sup> Hon.-Prof.  
Dr. Stefan Kück,  
Abteilung Optik,  
PTB Braunschweig  
und Berlin, E-Mail:  
[stefan.kueck@ptb.de](mailto:stefan.kueck@ptb.de), <https://orcid.org/0000-0003-2188-483X>

Einzelphotonenquellen vorgestellt. Anders als bei den Detektoren wird hier allerdings auch die physikalische Realisierung detailliert beschrieben, da Einzelphotonenquellen bisher kommerziell nur in sehr geringem Ausmaß erhältlich sind und sie daher hauptsächlich noch an Universitäten und Forschungsinstituten aufgebaut werden. Das heißt, hier steht der Forschungsaspekt und die Grundlagen der Entwicklung noch deutlich im Vordergrund. Im letzten Abschnitt wird beschrieben, wie photometrische und radiometrische Größen auf Messungen der Photonenzahl eines Strahlungsfeldes rückgeführt werden können. Dies könnte zukünftig von durchaus höherer Relevanz für die Photometrie und Radiometrie werden und wird in verschiedenen Gremien, wie zum Beispiel im *Consultative Committee for Photometry and Radiometry* (CCPR) und im Technischen Komitee für Photometrie und Radiometrie von EURAMET, bereits im größeren Umfang diskutiert. Auch wird auf die möglichen Implikationen der Einzelphotonenmetrologie für eine mögliche Neudefinition der Candela eingegangen.

## Einzelphotonendetektoren

### Anwendung

Die Anwendungen von Einzelphotonendetektoren sind vielfältig. Zu nennen sind insbesondere Medizin, Biologie, Astrophysik, aber auch aufkommende Anwendungsfelder wie die Quantenkryptographie und das Quantencomputing und nicht zuletzt die wissenschaftliche Forschung im Bereich der experimentellen Quantenoptik und Quantenphysik. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass Einzelphotonendetektoren zunehmend an Bedeutung in Bereichen gewinnen, in denen schwache Photonenflüsse zu messen sind, die mit herkömmlichen Detektoren nicht oder nur schlecht messbar sind.

### Detektortypen

Es sind in den vergangenen Jahren und Jahrzehnten verschiedene Typen von Detektoren entwickelt und in den oben genannten Anwendungen eingesetzt worden. An dieser Stelle soll nun kurz auf diese Typen eingegangen werden und ihre generellen Eigenschaften sowie ihre Vor- und Nachteile aufgezeigt werden. Umfassende Übersichten über die verschiedenen Detektortypen inklusive einer detaillierten Darstellung ihrer Arbeitsweise finden sich in [2], [3].

#### *Single-Photon Avalanche Diode (SPAD)*

Eine *Avalanche*-Photodiode (APD, „Lawinenphotodiode“) ist eine hochempfindliche Halbleiter-Photodiode, die den photoelektrischen Effekt ausnutzt,

um Licht in Elektrizität umzuwandeln. Vom funktionellen Standpunkt aus kann eine APD als Halbleiteranalog zum *Photomultiplier* betrachtet werden. Neben den oben genannten Anwendungen finden sie ebenfalls Anwendung in Laserentfernungsmessern, in der faseroptischen Telekommunikationstechnik großer Reichweite und z. B. auch in der Quantensensorik. Zu den neuen Anwendungen gehören die Positronenemissionstomographie und die Teilchenphysik. Inzwischen sind auch *APD-Arrays* kommerziell verfügbar.

Das Operationsprinzip ist im Prinzip wie folgt: Durch das Anlegen einer hohen Sperrvorspannung (typischerweise 100 V – 200 V in Silizium) zeigen APDs einen internen Stromverstärkungseffekt (etwa um einen Faktor 100) aufgrund von Stoßionisation (der sog. „*Avalanche*-Effekt“). Alternative Dotierungstechniken ermöglichen es, eine noch höhere Spannung (> 1500 V) anzulegen, bevor ein Durchschlag erreicht wird und erreichen damit eine noch größere Verstärkung (> 1000). Allgemein gilt: je höher die Sperrspannung, desto höher die Verstärkung. Außerdem hängt sie von der angelegten elektrischen Feldstärke, der Temperatur und dem Dotierungsprofil ab. Aufgrund dieser starken Abhängigkeit ist es notwendig, die Sperrspannung zu kontrollieren, um eine stabile Verstärkung zu erhalten. *Avalanche*-Photodioden sind daher wesentlich empfindlicher als andere Halbleiter-Photodioden. Wenn eine sehr hohe Verstärkung benötigt wird ( $10^5$  bis  $10^6$ ), werden die Detektoren mit einer Sperrspannung oberhalb der Durchbruchspannung einer typischen APD betrieben. In diesem Fall muss der Signalstrom des Photodetektors begrenzt und schnell verringert werden. Deshalb werden zu diesem Zweck aktive und passive Stromabschaltungstechniken verwendet. Diese speziellen APDs, sog. SPADs (*Single-Photon Avalanche Diodes*), werden auch als „Geiger-Mode-Detektoren“ bezeichnet. Dieser Betriebsmodus ist besonders nützlich für die Einzelphotonendetektion, vorausgesetzt, dass die Dunkelzählrate und die sog. „*Afterpulsing-Probability*“ (siehe [Tabelle 5.2](#)) ausreichend gering sind. Im Prinzip kann jedes Halbleitermaterial für einen SPAD-Detektor verwendet werden, eingesetzt wurden bisher folgende:

- Silicium detektiert Photonen im nahen ultravioletten, sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich (ca. 300 nm bis 1000 nm) mit geringem Rauschen, niedriger Dunkelzählrate und geringem *After-pulsing*. Si-SPADs sind die am weitest entwickelten, empfindlichsten und zuverlässigsten Empfänger und sind in verschiedenen Qualitätsstufen (hauptsächlich bzgl. Detektionseffizienz und Dunkelzählrate) erhältlich. In [Abbildung 5.1](#) ist ein typischer Si-SPAD-Detektor gezeigt.

- Germanium (Ge) detektiert im infrarot Spektralbereich bis zu einer Wellenlänge von 1,7  $\mu\text{m}$ , besitzt aber ein hohes Detektorrauschen.
- InGaAs detektiert bis zu einer Wellenlänge von ca. 1,7  $\mu\text{m}$  und hat ein geringeres Rauschen als Ge. Es wird normalerweise als Heterostrukturdiode verwendet, wobei InP als Substrat und als Multiplikationsschicht verwendet wird [4]. Das InP/InGaAs-Materialsystem wird im Wellenlängenbereich zwischen 0,9  $\mu\text{m}$  und 1,7  $\mu\text{m}$  eingesetzt, es weist außerdem einen hohen Absorptionskoeffizienten bei den Wellenlängen auf, die für die Hochgeschwindigkeits-Telekommunikation mit optischen Fasern geeignet sind. Daher ist nur eine dünne (wenige Mikrometer) InGaAs-Schicht für eine nahezu vollständige Lichtabsorption erforderlich [4]. InP/InGaAs-SPADs sind daher für einen Hochgeschwindigkeitsbetrieb geeignet, kommerzielle Bauelemente sind für Geschwindigkeiten von 10 Gbit/s und schneller erhältlich [5].
- Weitere SPADs wurden für ultraviolette (Gallium-Nitrid) und für den mittleren infraroten (HgCdTe) Spektralbereich entwickelt.

Eine spezielle Form der Si-SPADs stellen die sog. *Silicium Photomultiplier* (SiPM) dar [6], [7], [8]. Ein SiPM besteht aus einem *Array* mehrerer *Avalanche*-Photodioden auf einem gemeinsamen Silicium-Substrat, die im Geiger-Modus betrieben werden. Dadurch ist es prinzipiell möglich, sowohl einzelne Photonen als auch viele Photonen gleichzeitig detektieren zu können. Erreicht wird dies durch die Parallelschaltung vieler (bis zu 1000) kleiner APD-Zellen (ca. 10  $\mu\text{m}$ –100  $\mu\text{m}$ ).

*Transition Edge Sensor (TES) Detector*  
 (“Sprungkantensensor”-Detektor)

Ein *Transition Edge Sensor* (Sprungkantensensor), abgekürzt TES, ist ein kryogener Energiesensor oder kryogener Teilchendetektor, der den stark temperaturabhängigen Widerstand des supraleitenden Phasenübergangs ausnutzt. Die ersten Demonstrationen des Messprinzips eines supraleitenden Übergangs gab es bereits in den 1940er Jahren, 30 Jahre nach der Entdeckung der Supraleitung. D. H. Andrews demonstrierte das erste TES-Bolometer, einen stromvorbelasteten Tantaldraht, den er zur Messung eines Infrarotsignals verwendete. Anschließend demonstrierte er ein TES-Kalorimeter aus Niobnitrid, das zur Messung von Alpha-Teilchen verwendet wurde [10]. Dieser Detektortyp erlangte jedoch etwa 50 Jahre lang keine große Beachtung, was in erster Linie

auf die Schwierigkeit der Signalauslesung aus diesem niederohmigen System zurückzuführen war. Ein zweites Hindernis für die Einführung von TES-Detektoren war die Erzielung eines stabilen Betriebs in der engen supraleitenden Übergangsregion. Die Joule’sche Erwärmung in einem strombetriebenen TES kann dazu führen, dass der Detektor in den normalen (nicht supraleitenden) Zustand übergeht, ein Phänomen, das als positive elektrothermische Rückkopplung bekannt ist. Das Problem dieses thermischen „Ausreißen“ wurde erst 1995 von K. D. Irwin gelöst, indem er einen TES-Detektor derart spannungsvorbelastet hat, dass sich eine stabile negative elektrothermische Rückkopplung einstellt und an supraleitende Stromverstärker (SQUID) koppelte [11]. Dieser Durchbruch führte zu einer stärkeren Verwendung von TES-Detektoren, zunächst in der wissenschaftlichen Anwendung [12].



Abbildung 5.1: Si-SPAD-Detektor (SPCM-AQRH Rev 2014-09) [9]

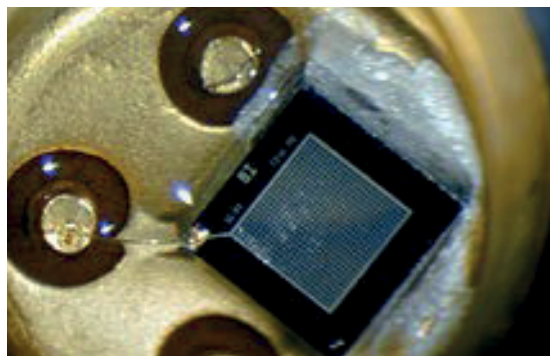


Abbildung 5.2: Ein *Silicium Photomultiplier* (SiPM), Größe des Arrays ca. 1  $\text{mm}^2$   
 Quelle: Wikipedia

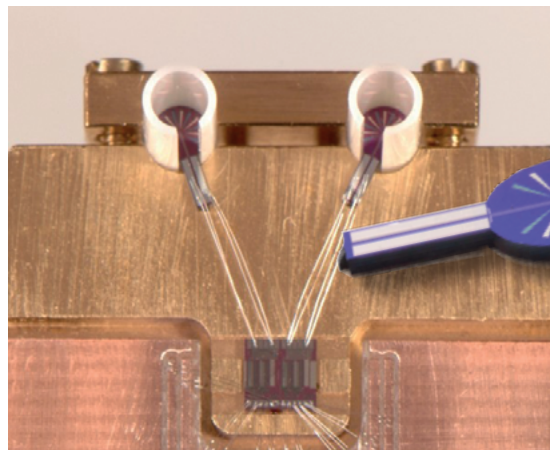


Abbildung 5.3: Bild eines TES-Detektors für die Nahinfrarot-Einzelphotonendetektion. **Großes Bild oben:** Keramikhalter für die Aufnahme der Glasfasern mit Wolfram TES-Chip, **unten:** DC-SQUID Stromsensor. **Inset:** Wolfram TES Chip. Quelle: NIST.

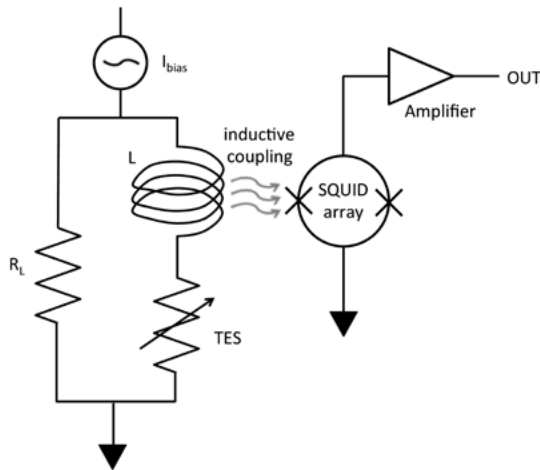


Abbildung 5.4:  
Prinzipielle Funktionsweise eines TES-Detektors  
Quelle Wikipedia

Der TES-Detektor wird spannungsvorbelastet, indem eine Stromquelle  $I_{\text{bias}}$  durch einen Lastwiderstand  $R_L$  getrieben wird (siehe Abbildung 5.4). Die Spannung wird so gewählt, dass der Detektor in einen sogenannten „selbstvorgespannten Bereich“ (*self-biased region*) gebracht wird, in dem die im Gerät abgeführte Leistung mit der angelegten Spannung konstant ist. Wenn ein Photon durch den TES absorbiert wird, wird eine zusätzliche Leistung eingebracht, die durch eine negative elektrothermische Rückkopplung dem System entzogen wird: der TES-Widerstand steigt an, wodurch der TES-Strom sinkt; die Joule-Leistung wiederum sinkt, wodurch das Gerät in der selbstvorgespannten Region wieder auf seinen Gleichgewichtszustand gekühlt wird. In einem herkömmlichen SQUID-Auslesesystem wird der TES in Reihe mit der Eingangsspule  $L$  betrieben, die induktiv an ein SQUID-Serienarray gekoppelt ist. Eine Änderung des TES-Stroms äußert sich somit als Änderung des Eingangsflusses zum SQUID, dessen Ausgang von der Raumtemperaturelektronik weiter verstärkt und ausgelesen wird. Im Grunde ist ein TES-Strahlungsdetektor dem Prinzip nach ein elektrisches Substitutionsradiometer, vergleichbar mit dem (Kryo-)Radiometer, das in der konventionellen Strahlungsmetrologie etabliert ist.

Jeder bolometrische / kalorimetrische Sensor besteht aus drei Grundkomponenten: einem Absorber für die einfallende Energie, einem Thermometer zur Messung dieser Energie und einer thermischen Verbindung zur Wärmesenke, um die absorbierte Energie abzubauen und den Detektor zu kühlen [13].

- **Absorber:** Als Absorber für den Nah-IR-, optischen und UV-Bereich dienen z. B. Wolfram-Absorber, die bis zu 20 % der einfallenden Strahlung absorbieren [14]. Wenn eine effizientere Detektion gewünscht wird, kann als Absorber ein Mehrschichtsystem gewählt werden, welches auf die zu detektierende Wellenlänge abgestimmt ist und über einen rückwärtigen Spiegel sowie eine Antireflexbeschichtung auf der Vorderseite verfügt. Dadurch können die Transmission und

Reflexion der Detektoren auf vernachlässigbar niedrige Werte reduziert werden. Dadurch wurden Detektionseffizienzen  $> 95\%$  beobachtet [13], [15].

- **Thermometer:** Die absorbierte einfallende Energie erhöht den Widerstand des spannungsvorbelasteten Sensors in seinem Übergangsbereich, und das Integral des resultierenden Stromabfalls ist proportional zur vom Detektor absorbierten Energie [14]. Das Ausgangssignal ist proportional zur Temperaturänderung des Absorbers, und daher sollte ein TES für maximale Empfindlichkeit eine geringe Wärmekapazität und einen schmalen Übergangsbereich aufweisen. Wichtige TES-Eigenschaften, zu denen nicht nur die Wärmekapazität, sondern auch die Wärmeleitfähigkeit gehören, sind stark temperaturabhängig, sodass die Wahl der Übergangstemperatur  $T_c$  entscheidend für das Bauteildesign ist. Außerdem sollte die kritische Temperatur  $T_c$  so gewählt werden, dass sie dem verfügbaren kryogenen System entspricht. Deshalb ist Wolfram eine gute Wahl für TES-Detektoren, da Wolfram als Dünnschicht zwei Phasen aufweist,  $T_{c,1} \sim 15 \text{ mK}$  und  $T_{c,2} \sim 1 \text{ K} - 4 \text{ K}$ , die kombiniert werden können, um die  $T_c$  des gesamten Bauelements fein abzustimmen [16]. *Bilayer-* und *Multilayer-*TES sind ein weiterer beliebter Herstellungsansatz, bei dem dünne Schichten aus verschiedenen Materialien kombiniert werden, um die gewünschte  $T_c$  zu erreichen.
- **Wärmeleitfähigkeit:** Schließlich ist es notwendig, die thermische Kopplung zwischen dem TES und dem Kühlflüssigkeitsbad abzustimmen; eine niedrige thermische Leitfähigkeit ist notwendig, um sicherzustellen, dass die einfallende Energie vom TES tatsächlich aufgenommen wird und nicht direkt an das Wärmebad verloren geht. Andererseits darf die thermische Verbindung auch nicht zu schwach sein, da es notwendig ist, den Sensor nach der Energieaufnahme wieder auf Badtemperatur abzukühlen. Zwei Ansätze zur Kontrolle der thermischen Verbindung sind die Elektron-Phonon-Kopplung und die mechanische Bearbeitung. Bei kryogenen Temperaturen können die Elektronen- und Phononensysteme in einem Material nur schwach gekoppelt sein. Die Elektron-Phonon-Wärmeleitfähigkeit ist stark temperaturabhängig, und daher kann die Wärmeleitfähigkeit durch Einstellung von  $T_c$  eingestellt werden [12], [13]. Andere Vorrichtungen verwenden mechanische Mittel zur Steuerung der Wärmeleitfähigkeit, wie z. B. den Aufbau des TES auf einer Submikro-

metermembran oder in der Mitte einer „Spinnennetz“-Struktur [17].

TES-Detektoren sind aus verschiedenen Gründen insbesondere für die Wissenschaft attraktiv. Zu ihren auffälligsten Eigenschaften gehören eine hohe Detektionseffizienz, die sich an Wellenlängen vom Millimeterbereich bis in den Gammastrahlenbereich anpassen lässt und eine nahezu vernachlässigbare Dunkelzählrate. Außerdem ist das detektierte Signal proportional zur einfallenden Energie: Das heißt, fallen mehrere Photonen (idealerweise gleicher oder sehr ähnlicher Energie) ein, kann auf die Anzahl der einfallenden Photonen geschlossen werden; ein TES-Detektor ist damit Photonenzahl-auflösend und kann bei geeignetem Design mehr als 10 Photonen auflösen. Dies ist interessant für die Anwendung in der Quantenkryptographie und bei der Charakterisierung von Einzelphotonenquellen. TES-Detektoren weisen jedoch einige Nachteile gegenüber *Avalanche*-Photodioden auf. TES-Detektoren müssen in einer kryogenen Umgebung betrieben werden, sie geben ein Signal aus, welches weiter analysiert werden muss, sie besitzen einen Jitter von etwa 4 ns [18] bis 100 ns und ein Detektorimpuls dauert Mikrosekunden.

#### *Supraleitender Nanodraht-Einzelphotonendetektor (SNSPD, Superconducting Nanowire Single-Photon Detector)*

Ein supraleitender Nanodraht-Einzelphotonendetektor ist ein Detektor, der auf einem stromvorbelasteten supraleitenden Nanodraht<sup>1</sup> basiert [19]. 2001 wurde er erstmals von Wissenschaftlern der Staatlichen Pädagogischen Universität Moskau und der Universität Rochester entwickelt [20], [21]. Der erste voll funktionsfähige Prototyp wurde 2005 von der Universität Rochester, dem National Institute of Standards and Technology (Boulder) und den BBN Technologies als Teil des DARPA-Quantennetzes demonstriert [22], [23], [24]. Er ist derzeit der schnellste Einzelphotonendetektor für die Photonenzählung [25], [26]. Die SNSPD besteht aus einem dünnen ( $\approx 5$  nm) und schmalen ( $\approx 100$  nm) supraleitenden Nanodraht. Die Länge beträgt typischerweise Hunderte von Mikrometern, und der Nanodraht ist in einer kompakten Mäandergeometrie strukturiert, um einen quadratischen oder einen kreisförmigen Bildpunkt mit hoher Detektionseffizienz zu erzeugen. Der Nanodraht wird weit unter seine kritische supraleitende Temperatur gekühlt und mit einem Gleichstrom vorgespannt, der nahe am kritischen Strom des Nanodrahts ist. Ein auf den Nanodraht auftreffendes Photon bricht die Cooper-Paare auf und reduziert den lokalen kritischen Strom unter den des Vorspannungsstroms. Dies führt zur Bildung eines lokalisierten,

nicht supraleitenden Bereichs oder Hotspots mit einem endlichen elektrischen Widerstand. Dieser Widerstand ist typischerweise größer als die 50-Ohm-Eingangsimpedanz des Ausleseverstärkers und daher wird der größte Teil des Vorspannungsstroms zum Verstärker überbrückt. Dadurch wird ein messbarer Spannungsimpuls erzeugt, der ungefähr gleich dem Vorspannungsstrom multipliziert mit 50 Ohm ist. Wenn der größte Teil des Vorspannungsstroms durch den Verstärker fließt, kühlt der nicht supraleitende Bereich ab und kehrt in den supraleitenden Zustand zurück. Die Zeit für die Rückkehr des Stroms in den Nanodraht wird normalerweise durch die induktive Zeitkonstante des Nanodrahts festgelegt, die gleich der kinetischen Induktivität des Nanodrahts geteilt durch die Impedanz des Ausleseschaltkreises ist [27]. Eine korrekte Selbstrückstellung des Geräts erfordert, dass diese induktive Zeitkonstante langsamer ist als die intrinsische Kühlzeit des Nanodraht-Hotspots [28]. Der SNSPD besitzt nicht die intrinsische Energie- oder Photonenzahlauflösung eines TES, ist aber deutlich schneller als herkömmliche TES-Detektoren und arbeitet bei höheren Temperaturen. Die meisten SNSPDs werden aus Niobnitrid (NbN) hergestellt, welches eine relativ hohe kritische Temperatur der Supraleitung ( $\approx 10$  K) und eine sehr schnelle Abkühlzeit ( $< 100$  Pikosekunden) bietet [29]. NbN-Bauelemente haben eine hohe Detektionseffizienz mit Zählraten im Bereich von Hunderten von MHz gezeigt [30], siehe Tabelle [Tabelle 5.1](#). Diese Detektionseffizienzen variieren jedoch stark, was auf die hochgradig lokalisierten Bereiche der Nanodrähte zurückzuführen ist, in denen die effektive Querschnittsfläche für den supraleitenden Strom reduziert ist [31]. NbN-Detektoren besitzen auch einen Jitter von weniger als 50 Pikosekunden [32] sowie sehr niedrige Dunkelheitszählraten [33]. Außerdem liegt die sogenannte Totzeit in der Größenordnung von wenigen Nanosekunden, was eine *Antibunching*-Messung (siehe Abschnitt [“Einzelphotonenquellen“](#)) mit einem einzigen Detektor ermöglicht [34]. Für die Detektion von langwelligeren Photonen nimmt die Detektionseffizienz von Standard-SNSPDs jedoch deutlich ab. Neuere Anstrengungen zur Verbesserung der Detektionseffizienz bei Wellenlängen im nah und mittleren Infrarot umfassen Studien an schmalen (20 nm und 30 nm breiten) NbN-Nanodrähten sowie Studien an Materialien mit niedrigeren kritischen Temperaturen als NbN, so z. B. WSi, NbSi, MoSi, TaN. Eine Reihe von Firmen kommerzialisieren komplette Einzelphotonen-Detektionssysteme auf der Basis von supraleitenden Nanodrähten. Die breitere Anwendung der SNSPD-Technologie ist eng mit den Fortschritten bei Kryokühlern für 4 K und darunter verbunden.

<sup>1</sup> Korrekter wäre der Begriff "Nanostreifen" ("Nano-„Nanodraht“ ist aber der allgemein gebräuchliche).

	Si-SPAD	InGaAs-SPAD	TES	SNSPD
Detektionseffizienz	80 %	20 %	> 90 %	> 85 %
Dunkelzählrate	5 cps	> 1 kHz/( < 50 Hz)	-	< 10 cps
Timing Jitter	~ 40 ps	~ 100 ps	~ 4 ns	< 25 ps
Totzeit	~ 50 ns	> 1 $\mu$ s	> $\mu$ s	< 10 ns
Maximale Zählrate	~ 20 MHz	~ 1 MHz	< 1 MHz	> 100 MHz
Photonenzahlauflösung	Nein	Nein	Ja	(Nein)
After-pulsing	~ 0.5 %	~ 5 %	-	No
Spektralbereich	(350–1000) nm	(900–1700) nm	~ –mm	(< 0.5–> 2.5) $\mu$ m
Betriebstemperatur	RT	RT	LT	LT

**Tabelle 5.1:** Übersicht über die wichtigsten Einzelphotonendetektoren. Die angegebenen Parameter werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

### Überblick

Die **Tabelle 5.1** zeigt eine Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften der oben genannten Einzelphotonendetektoren. Die angegebenen Parameter werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

## Metrologische Charakterisierung von Einzelphotonendetektoren

### Übersicht

Hinsichtlich der metrologischen Charakterisierung von Einzelphotonendetektoren gibt es bisher recht wenig normative Dokumente. In diesem Beitrag wird sich daher stark an die Richtlinien des Europäischen Institut für Telekommunikationsnormen (ETSI, European Telecommunications Standards Institute [35]) angelehnt. Im Dokument „*Quantum Key Distribution (QKD); Component characterization: characterizing optical components for QKD systems*“ [36], erstellt u. a. unter Beteiligung verschiedener nationaler Metrologieinstitute von der „*Industry Specification Group (ISG) on Quantum Key Distribution for Users (QKD)*“, wurden die Parameter zur Beschreibung von Komponenten für die Quantenkommunikation festgelegt. Diese sind in **Tabelle 5.2** aufgelistet. Im Dokument werden die Messvorschriften für die entsprechenden Parameter detailliert beschrieben. Der weitaus wichtigste Parameter ist dabei die Detektionseffizienz. Im Folgenden werden verschiedene Methoden zu ihrer Messung vorgestellt. Für die Charakterisierung weiterer wichtiger Eigenschaften wie Jitter, Totzeit und die Wahrscheinlichkeit für das sog. „*After-pulsing*“ sei der Übersichtsartikel über die Metrologie von

Einzelphotonenquellen und -detektoren von Chunnilal et al. empfohlen [37].

### Bestimmung der Detektionseffizienz

Die Bestimmung der Detektionseffizienz von Einzelphotonendetektoren kann auf verschiedene Art und Weise durchgeführt werden.

#### Messung mittels Photonenkorrelationsverfahren (TPCM, Two Photon Correlation Method)

Messungen der absoluten Detektionseffizienz von Einzelphotonendetektoren, basierend auf dem Zwei-Photonen-Korrelationsverfahren (Klyshko-Verfahren), werden seit vielen Jahren durchgeführt und sind sehr detailliert beschrieben und analysiert worden, siehe [38], [39], [40], [41], [42], [43], [44], [45], [46], [47], [48], [49], [50], [51], [52], [53]. Für die Photonenkorrelationstechnik wird grundsätzlich kein kalibrierter Standarddetektor benötigt und somit ist auch keine Rückführung auf einen absoluten Detektor notwendig. Eine Übersicht der bisher erzielten Resultate ist in **Tabelle 5.3** wiedergegeben. Das Messprinzip ist im Prinzip relativ einfach, siehe **Abbildung 5.5**: in einem nichtlinearen Kristall werden Photonenpaare erzeugt. Wird nun ein Photon am Triggerdetektor „*herald*“ erzeugt, so muss es am untersuchten Detektor (DUT, „*device under test*“) ebenfalls ein Photon geben. Aus dem Verhältnis der Koinzidenzrate  $N_C$  und der Triggerrate  $N_B$  lässt sich nun in erster Näherung die Detektionseffizienz des  $\eta_A$  DUT bestimmen. Zu korrigieren ist dieser Wert, da die zufälligen Koinzidenzen  $N_{\text{accidental}}$  und die falschen Trigger  $N_{\text{false triggers}}$  z. B. hervorgerufen durch die Dunkelzählrate des Triggerdetektors,

Parameter	Symbol	Einheiten	Definition
Detektions-Wahrscheinlichkeit	$\eta$	Wahrscheinlichkeit / Gate	Die Wahrscheinlichkeit, dass ein am optischen Eingang einfallendes Photon innerhalb eines Detektionsgates erkannt wird.
Detektorgate-Repetitionsrate	$f_{\text{gate}}$	Hz	Die Wiederholungsrate der Zeitintervalle, in denen ein Detektor Einzelphotonenempfindlichkeit besitzt.
Dunkelzählraten-Wahrscheinlichkeit	$p_{\text{dark}}$	Gate <sup>-1</sup>  s <sup>-1</sup>	Bei einem Gated-Detektor ist dies die Wahrscheinlichkeit, dass ein Detektor ein Detektionsereignis in einem Gate von angegebener Dauer registriert, wenn keine optische Beleuchtung vorhanden ist.  Für einen freilaufenden Detektor ist dies die Wahrscheinlichkeit, dass ein Detektor ein Detektionsereignis in 1 s oder einem anderen angegebenen Zeitintervall registriert, wenn keine optische Bestrahlung vorhanden ist.
After-pulse-Wahrscheinlichkeit	$p_{\text{afterpulse}}$	Wahrscheinlichkeit / Gate	Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Detektor ein falsches Detektionsereignis bei fehlender Bestrahlung registriert, vorausgesetzt, dass ein echtes Photonen-Detektionsereignis im vorhergehenden Detektionsgate vorliegt.
Totzeit	$t_{\text{dead}}$	s	Das Zeitintervall nach einem Detektionsereignis, in der der Detektor nicht in der Lage ist ein Ausgangssignal zu liefern.
Erholungszeit	$t_{\text{rec}}$	s	Die kleinste Zeitdauer, nach der die Detektionseffizienz unabhängig von der bisherigen Photonendetektionsvorgeschichte ist.
Jitter	$t_{\text{jitter}}$	s	Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Ankunftszeit eines Photons am optischen Eingang.
Spektrale Empfindlichkeit	$\eta[\lambda]$		Die Photon-Detektionseffizienz als Funktion der Wellenlänge der einfallenden Photonen.
Weitere ...			

berücksichtigt werden müssen. Ein weitere Korrekturterm ist die Transmission im Arm des DUT, d. h. die optischen Komponenten müssen sehr genau charakterisiert werden. Es ergibt sich:

$$\eta_B = \frac{1}{T} \left( \frac{N_C - N_{\text{accidental}}}{N_B - N_{\text{false triggers}}} \right) \quad (1)$$

Polyakov et al. [52] gelang die bisher beste Übereinstimmung zwischen den Werten für die Detektionseffizienz, gemessen mittels der Zwei-Photonen-Korrelationsmethode und konventioneller Methode, bei gleichzeitig niedriger Messunsicherheit, siehe auch [Tabelle 5.3](#).

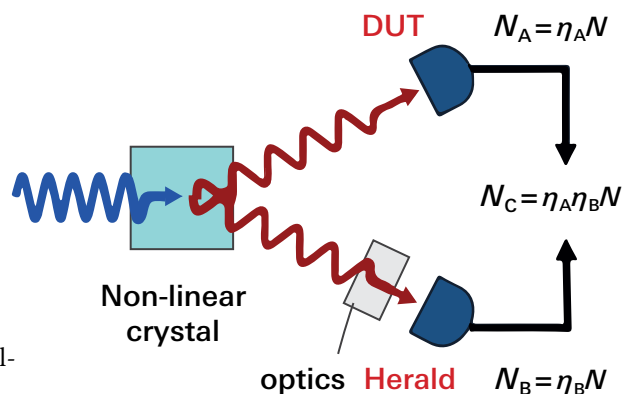


Tabelle 5.2: Auswahl der wichtigsten Parameter zur metrologischen Charakterisierung von Einzelphotonendetektoren, aus [36]

Abbildung 5.5: Schema der Bestimmung der Detektionseffizienz mittels Zwei-Photonen-Korrelationsmethode, aus [54]

Referenz	Jahr	Relative Unsicherheit der Detektionseffizienz in %	Relative Unsicherheit der Detektionseffizienz in % Konventionell	Rel. Differenz der Detektionseffizienz in %
Burnham D.C. et al. [39]	1970	– (668,5 ± 1,5 nm)	20 (calibrated lamp)	26
Rarity J.G. et al. [42]	1987	11* (650 ± 5 nm)	18* (633 nm) <sup>a</sup>	1
Migdall A.L. et al. [47]	1996	1,7 (633 ± 3 nm)	1,7 (632,8 nm) <sup>a</sup>	0,63
Brida G. et al. [48]	2000	0,6 (632,8 ± 5 nm)	2,3 (632,8 nm) <sup>a</sup>	0,6
Ghazi-Bellouati A. et al. [49]	2005	1,1 und 0,7 (633 ± 6 nm)	6,8 (633 nm) <sup>a</sup>	6
Polyakov S.V. et al. [52]	2007	0,18 (703 ± 3 nm)	0,17 (703 ± 3 nm) <sup>b</sup>	0,14
Beaumont A. et al. [53]	2009	0,6 (702,2 ± 5 nm)	68 (702,2 ± 5 nm) <sup>b</sup>	11

<sup>a</sup>He-Ne-Laser. <sup>b</sup>Breitband-Quelle mit Bandpassfilter. \*Typischer Wert bei 5 % Detektionseffizienz.

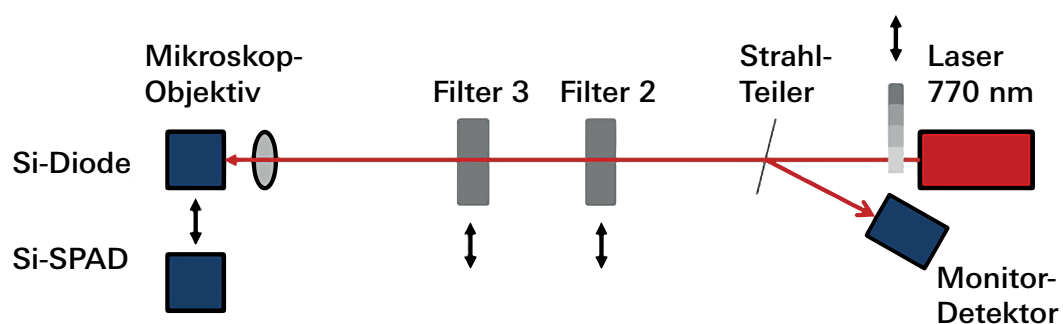
**Tabelle 5.3:** Vergleich der Ergebnisse der Kalibrierung der Detektionseffizienz bei Verwendung der Zwei-Photonen-Korrelationsmethode und konventioneller Kalibrierung, aus [57]

Aus messtechnischer Sicht ist jedoch eine Validierung mit einem auf das Kryoradiometer oder auf eine kalibrierte Lampe rückführbaren Standarddetektor notwendig, da sonst zwei unabhängige Skalen für die optische Leistung existieren würden. Daher wurden ebenfalls konventionelle Kalibrierverfahren zur Validierung durchgeführt, siehe die folgenden Abschnitte und z. B. Migdall et al. [38].

#### Messung mittels Abschwächungsmethode (Attenuation technique)

Eine ebenfalls prinzipiell recht einfache Methode stellt die Abschwächungsmethode dar. Die Strahlung einer Quelle, z. B. eines Lasers, wird mittels eines kalibrierten Detektors gemessen. Anschließend wird die Strahlung definiert auf ein Niveau abgeschwächt, welches für Einzelphotonendetektoren messbar ist. Ein direkter Vergleich auf dem abgeschwächten Niveau ist, wenn überhaupt, nur

mit erhöhter Messunsicherheit möglich (aufgrund des Detektorrauschens und der notwendigen Linearitätskorrektur des Referenzdetektors bei optischen Leistungen im Femtowatt-Bereich), da stark unterschiedliche Photonenflüsse in den Messungen verwendet werden. Auch ist die Bestimmung einer Abschwächung im Bereich von ca.  $10^6$ , z. B. durch einen Neutralglasfilter oder einen Faserabschwächer, aus dem gleichen Grund ebenfalls mit einer hohen Messunsicherheit behaftet. In López et al. [55] wurde daher die sog. „Double-Attenuation Technique“ verwendet. Der schematische Aufbau ist in  gezeigt. Zunächst wird die Leistung des als Strahlungsquelle dienenden Lasers mit der Si-Referenzmethode gemessen. Anschließend wird zunächst Filter 2 einzeln und anschließend Filter 3 einzeln in den Strahlengang gefahren und die jeweiligen transmittierten Leistungen mittels der Si-Referenzdiode gemessen. Auf diese Art wird in-situ die Transmission der Filter 2 und 3 bestimmt. Eine Bestimmung der Gesamtabschwächung mit



**Abbildung 5.6:** Schematischer Aufbau zur Kalibrierung von Si-SPAD-Detektoren, aus [54]



einer Messung ist, wie oben beschrieben, nicht oder nur mit erhöhter Messunsicherheit möglich, da der Photonenfluss hinter beiden Filtern sehr gering ist. In einem letzten Schritt werden dann beide Filter und der Si-SPAD in den Strahlengang gefahren und die Zählrate gemessen.

Es ergeben sich die folgenden Signale  $V_1$  bis  $V_4$  für die jeweiligen Messungen:

$$\begin{aligned}
 V_1 &= A_1 \cdot s_{Si} \cdot \Phi_1 \\
 V_2 &= A_2 \cdot s_{Si} \cdot \Phi_2 = A_2 \cdot s_{Si} \cdot T_{F2} \cdot \Phi_1 \\
 V_3 &= A_3 \cdot s_{Si} \cdot \Phi_3 = A_3 \cdot s_{Si} \cdot T_{F3} \cdot \Phi_1 \\
 V_4 &= CR = \eta \cdot \frac{\Phi_4}{\frac{hc}{\lambda}} = \eta \cdot \frac{T_{F2} \cdot T_{F3} \cdot \Phi_1}{\frac{hc}{\lambda}} \\
 \Rightarrow \eta &= \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{A_2 \cdot A_3}{A_1} \cdot \frac{CR \cdot V_1}{V_2 \cdot V_3} \cdot s_{Si}
 \end{aligned} \tag{2}$$

Mit  $\eta$ : Detektionseffizienz,  $V_i$ : Signale,  $s_{Si}$ : spektrale Empfindlichkeit der Si-Diode,  $A_i$ : Verstärkungsfaktoren,  $\Phi_i$ : Strahlungsleistung des Lasers,  $T_{F2}$ ,  $T_{F3}$ : Filtertransmissionen,  $CR$ : Zählrate des Si-SPAD,  $h$ : Planck-Konstante,  $c$ : Lichtgeschwindigkeit und  $\lambda$ : Wellenlänge.

Diese Gleichung setzt voraus, dass (i) die Empfindlichkeit der Si-Diode linear ist, d. h. sich mit der eingestrahelten Leistung nicht ändert und (ii) die Leistung des Lasers während der gesamten Messung konstant ist. (i) ist erfüllt, da die festgestellte Nichtlinearität kleiner als die angegebene Messunsicherheit für  $s_{Si}$  ist. (ii) wird dadurch Rechnung getragen, dass ein Monitorempfänger die Laserleistung während der gesamten Messung überwacht. D. h. es werden jeweils die Quotienten  $Q_i$  aus den Signalen der Si-Diode bzw. des Si-SPAD ( $V_i$ ) und des Monitorempfängers ( $V_{Mon,i}$ ) gemessen. Zusammen mit weiteren Messunsicherheitskomponenten ergibt sich folgende Gleichung für die Detektionseffizienz und ihrer Messunsicherheit:

$$\begin{aligned}
 \eta &= \frac{hc}{\lambda} \frac{A_2 A_3}{A_1} \frac{V_1 / V_{Mon1}}{V_2 / V_{Mon2}} \frac{CR / V_{Mon4}}{V_3 / V_{Mon3}} s_{Si} F_{Filter} F_{Statistik} \\
 &= \frac{hc}{\lambda} \frac{A_2 A_3}{A_1} \frac{Q_1 Q_4}{Q_2 Q_3} s_{Si} F_{Filter} F_{Statistik}
 \end{aligned} \tag{3}$$

Um die Messunsicherheit der Gesamtfiltertransmission zu bestimmen, wurden Messungen an Filtern geringerer optischer Dichte durchgeführt, deren kombinierte Transmission sich noch mittels der Si-Diode bestimmen lässt. Aus den Einzelmessungen ergab sich eine Gesamttransmission von  $T_{einz} = T_{F2} \times T_{F3} = 0,1238 \pm 0,0002$ ; bei der kombinierten Messung (beide Filter gleichzeitig) wurde ein Wert von  $T_{komb} = 0,1234 \pm 0,0004$  gemessen.

Die Diskrepanz beträgt  $1 - T_{komb}/T_{einz} = 3 \times 10^{-3}$ , womit die Messunsicherheit der Bestimmung der Gesamtfiltertransmission zu  $u(F_{Filter}) = 5 \times 10^{-3}$  abgeschätzt wird und den damit größten Anteil an der Messunsicherheit darstellt. Zurückzuführen ist diese Diskrepanz auf die Rückreflexion der Referenzdetektors in den Aufbau. Durch Verwendung einer Ulbrichtkugel mit Si-Diode als Empfänger konnte dieser Beitrag minimiert werden und eine Standardmessunsicherheit von  $< 0,2 \%$  erreicht werden [56]. Die Beiträge der einzelnen Komponenten zur Gesamtmessunsicherheit sind in der **Tabelle 5.4** aufgelistet. Der Einfluss der Photonenstatistik wurde in [57] diskutiert und ist bei der hier verwendeten Photonenrate von ca. 150 000 Photonen pro Sekunde gering, muss aber bei höheren Photonenraten berücksichtigt werden, siehe Abschnitt „Einfluss der Photonenstatistik“.

Eine andere Art der Abschwächung kann mittels Synchrotronstrahlung erreicht werden. Der abgestrahlte Photonenfluss ist direkt proportional zum Elektronenstrom. Dieser kann sehr definiert über 11 Größenordnungen gemessen werden. Müller et al. [58], [59] erreichten auf diese Weise Standardmessunsicherheiten von ca. 0,2 % bei Freistrahlmessungen und ca. 2 % bei fasergebundenen Kalibrierungen.

**Tabelle 5.4:** Messunsicherheitsbudget zur Kalibrierung einer Si-SPAD, aus [56].

\* Anmerkung: Zur Zeit der Veröffentlichung besaß die Planck-Konstante noch eine Unsicherheit.

Unsicherheitskomponente	Unsicherheit (%)
Planck-Konstante, $h$	$2,52 \times 10^{-7}$ *
Lichtgeschwindigkeit, $c$	0,0
Wellenlänge, $\lambda$	0,0075
Verstärkungsfaktor, $A_1$	0,0021
Verstärkungsfaktor, $A_2$	$2,08 \times 10^{-6}$
Verstärkungsfaktor, $A_3$	$2,08 \times 10^{-6}$
Verhältnis $V_1/V_{Mon1}$ , $Q_1$	0,004
Verhältnis $V_2/V_{Mon2}$ , $Q_2$	0,015
Verhältnis $V_3/V_{Mon3}$ , $Q_3$	0,050
Verhältnis $CR/V_{MonSPAD}$ , $Q_4$	0,036
Spektrale Empfindlichkeit der Si-Diode, $s_{Si}$	0,150
Filtertransmission, $F_{filt}$	0,005
Standardmessunsicherheit, $u_c$	0.162

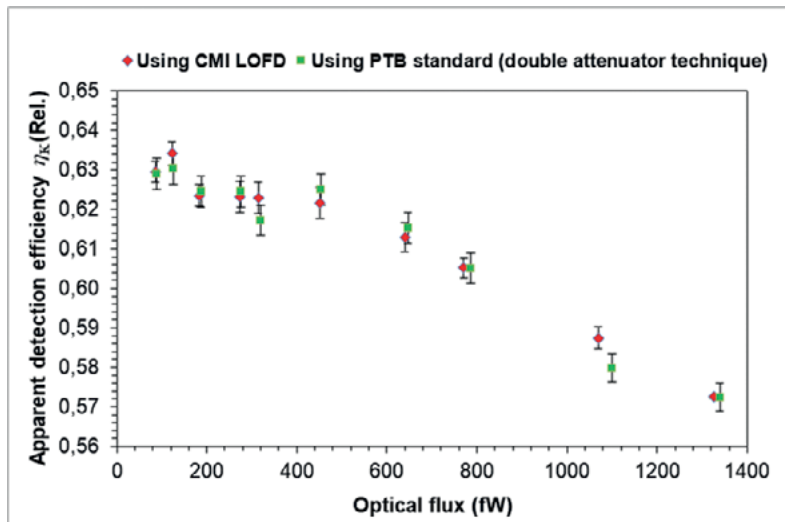


Abbildung 5.7: Ergebnisse des Vergleichs der Detektionseffizienz eines Si-SPAD-Detektors, aus [60].

*Direkte Kalibrierung der Detektionseffizienz*

Mittels einer sehr rauscharmen Silicium-Photodiode und eines hochempfindlichen Verstärkers haben Porrovecchio et al. eine direkte Kalibrierung eines Si-SPAD-Detektors gegen eine Si-Referenzdiode durchgeführt und die Ergebnisse mit der Kalibrierung mittels der oben beschriebenen Abschwächungsmethode verglichen [60]. Die Messungen wurden bei einer Wellenlänge von 770 nm mit einem abgeschwächten Laser als Strahlungsquelle bei optischen Leistungen zwischen ca. 86 fW und ca. 1325 fW durchgeführt, was ca. 330000 Photonen pro Sekunde bzw. ca.  $5,2 \times 10^6$  Photonen pro Sekunde entspricht. Die mittlere relative Abweichung der Detektionseffizienzen des Si-SPAD, d. h. zwischen diesen zwei völlig unabhängigen Messprinzipien, betrug  $< 0,2 \%$  und

Tabelle 5.5: Messunsicherheitsbudget für die Kalibrierung eines Si-SPAD-Detektors mittels einer Einzelphotonenquelle und einer Si-Referenzdiode, aus [61].

Unsicherheitskomponente	Standardmessunsicherheit (%)
Planck-Konstante, $h$	-
Wellenlänge, $\lambda$	0,01
Lichtgeschwindigkeit, $c$	-
Spektrale Empfindlichkeit des Si-Referenzdetektors, $s_{si}$	0,40
Signal des Si-Referenzdetektors, $V_f$	1,87
Verstärkungsfaktor, $F_{Amp}$	0,10
Linearität des Si-Referenzdetektors, $F_{Lin}$	0,03
Zählrate des Si-SPAD-Detektors, $SPAD_{Counts}$	0,02
Standardmessunsicherheit, $u_c$	1,92

lag damit deutlich innerhalb der kombinierten Standardunsicherheit der beiden Messungen. In Abbildung 5.6 ist das Ergebnis dieses Vergleiches dargestellt. Die Messunsicherheiten lagen dabei im Bereich von ca. 0,5 %.

*Kalibrierung mittels einer Einzelphotonenquelle*

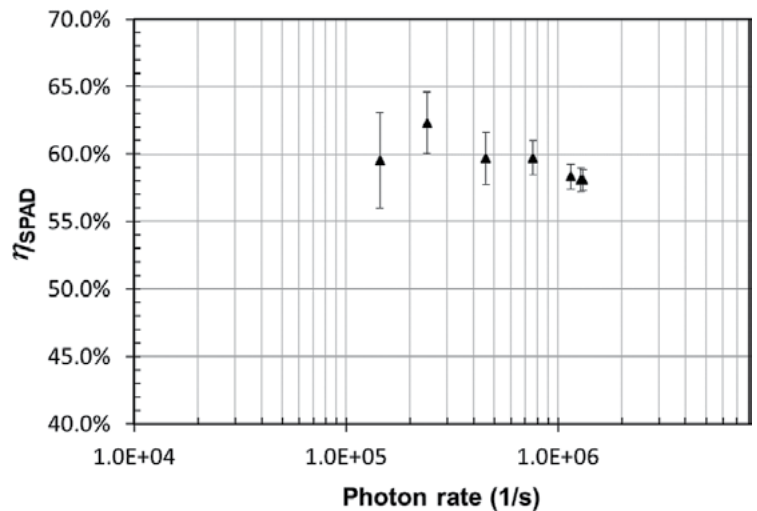
Erstmalig wurde durch Lombardi et al. [61] eine direkte Kalibrierung eines SI-SPAD-Detektors mittels einer kontinuierlich betriebenen Einzelphotonenquelle durchgeführt. Hierbei handelte es sich um eine Molekül-basierte Einzelphotonenquelle, die ausreichende Eigenschaften aufweist, um als sekundäre Standardquelle für die SPAD-Kalibrierung zu dienen, siehe auch Abschnitt „Molekülquelle“. Diese ausreichenden Eigenschaften sind ein Photonenstrom am Ort des Detektors  $> 1 \times 10^6$  Photonen pro Sekunde, ein Wert für  $g^{(2)}(0) < 0,1$  (Reinheit der Photonenemission) und eine spektrale Bandbreite  $\Delta\lambda < 2$  nm. Diese Parameter basieren auf der Überlegung, dass die Quelle dann vergleichbare Ergebnisse im Kalibrierprozess wie ein abgeschwächter Laser liefert: Ein Photonenfluss von  $1 \times 10^6$  Photonen pro Sekunde bei einer Wellenlänge von  $\approx 785$  nm entspricht  $\approx 250$  fW optischer Leistung. Wie in [60] beschrieben, ist diese Leistung mit Silicium-Photodioden noch vernünftig messbar und wird daher als untere Grenze festgelegt. Die Bandbreitengrenze von  $\Delta\lambda < 2$  nm reduziert die Messunsicherheit, die mit der spektralen Empfindlichkeit des Siliziumdetektors selbst verbunden ist. Unter der Bedingung  $g^{(2)}(0) = 0,1$  wäre der Einfluss von Multi-Photonen-Ereignissen auf die gemessene Detektor-Effizienz vergleichbar mit dem, der im Poisson'schen Regime bei einer mittleren Photonenzahl von 0,1 pro Detektor-Totzeit erzielt wird [55]. Eine erhebliche Verbesserung für den Kalibrierprozess wäre erreichbar, wenn die beschriebene Einzelphotonenquelle gepulst betrieben werden würde. Das Kalibrierprinzip ist sehr einfach: die Detektionseffizienz eines Si-SPAD-Detektors wurde bestimmt, indem die Photonenflussmessungen alternierend mit dem SPAD-Detektor und mit einem analogen Referenz-Si-Detektor durchgeführt werden. Beide Detektoren waren mit einem FC/PC-Multimode-Faseranschluss ausgestattet. Die SPAD-Detektionseffizienz  $\eta_{SPAD}$  berechnet sich aus  $\eta_{SPAD} = \langle N_{SPAD} \rangle / \langle N_{ref} \rangle$ , wobei  $n_{SPAD}$  die mit dem SPAD-Detektor gemessene Zählrate ist, während  $N_{ref}$  die Photonenflussrate ist, die aus der Messung des optischen Leistung  $\Phi_s$  und der Photonenenergie  $E$  (mit  $E = 2,53 \times 10^{-19}$  J für ein Photon bei 785,6 nm) abgeleitet wird.  $\Phi_s$  erhält man als Verhältnis zwischen dem gemessenen mittleren Photostrom  $\langle I_f \rangle$  und der Empfindlichkeit des Referenzdetektor  $s_{ref}$  und damit

letztlich  $\langle N_{\text{ref}} \rangle = \langle \Phi_s \rangle E = \langle I_t \rangle / s_{\text{ref}} E$ . **Abbildung 5.7** zeigt die für den SPAD-Detektor (Perkin Elmer, SPCM-AQRH-13-FC) erzielte Detektionseffizienz für Photonennraten zwischen  $0,144 \times 10^6$  und  $1,32 \times 10^6$  Mphoton/s, was einem Leistungsbereich zwischen 36,5 fW und 334 fW entspricht. Aus der Abbildung ist ebenfalls zu entnehmen, dass sich die Photonennrate dem Regime nähert, in dem die Totzeit des Detektors die Messung der Detektionseffizienz  $\eta_{\text{SPAD}}$  beeinflusst [55]. Die Standardunsicherheit, berechnet nach dem *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement* (GUM) [62], variiert im Bereich von 2 % bis 6 %, abhängig von der Photonennrate, d. h. je niedriger die Photonennrate, desto höher die Unsicherheit. Dies kann auf das statistische Rauschen des Referenzdetektors zurückgeführt werden, das den höchsten Beitrag zur Gesamtunsicherheit bei Leistungen im Femtowatt-Bereich darstellt. In **Tabelle 5.5** ist das gesamte Messunsicherheitsbudget dargestellt. Für den Si-SPAD-Detektor ergibt sich eine Detektionseffizienz von  $\eta_{\text{SPAD}} = (0,603 \pm 0,012)$ .

Georgieva et al. [63] verwendeten eine Halbleiter-Quantenpunkt-basierte Einzelphotonenquelle für die relative Kalibrierung zweier Si-SPAD-Detektoren. Dabei wurden Photonennflüsse bis zu  $3,7 \times 10^5$  Photonen pro Sekunde an den SPADs erreicht. Damit wurde eine relative Kalibrierung von zwei SPAD-Detektoren mit einer relativen Standardunsicherheit von 0,7 % durchgeführt und mit der Standardkalibrierungsmethode unter Verwendung eines abgeschwächten Lasers verifiziert.

### Einfluss der Photonenzahlverteilung

Einzelphotonendetektoren unterliegen aufgrund der Totzeit nach der Detektion eines Photons dem Einfluss der Photonenzahlverteilung bzw. der Photonenzahlverteilung der auftreffenden Strahlung. Dies ist bei Si-SPAD-Detektoren detailliert von López et al. untersucht worden [55]. Typischerweise liegen die Totzeiten für Si-SPADs zwischen 10 ns und 100 ns. Photonen, die einzeln mit einem größeren Zeitabstand als der Totzeit ankommen, können von der Si-SPAD vollständig detektiert werden, die gleiche Anzahl von Photonen, die innerhalb eines Impulses ankommen, würde aber nur ein Detektionsereignis ermöglichen. D. h. es gibt eine starke Korrelation zwischen der Totzeit und der zeitlichen Verteilung der auf dem Si-SPAD auftreffenden Photonen, die Photonenzahlverteilung der im Kalibrierungsexperiment verwendeten Photonennquelle ist daher von Bedeutung. Die beste Quelle zur Bestimmung der ungestörten, physikalisch relevanten Detektionseffizienz wäre eine Einzelphotonenquelle, die Photonen mit einem Zeitabstand liefert, der größer als die Totzeit ist und



bei dem der Photonennfluss mit herkömmlichen Si-Dioden noch messbar ist. Solche Einzelphotonenquellen sind jedoch bisher nur ansatzweise verfügbar, siehe Abschnitt „**Einzelphotonenquellen**“ und „**Kalibrierung mittels einer Einzelphotonenquelle**“. Daher werden bei Kalibrierungen von Si-SPAD-Detektoren direkt gegen klassische Si-Dioden in der Regel Laserquellen verwendet. Diese besitzen eine Poisson-Photonenzahlverteilung, die sich leicht mit der mittleren Photonenzahl  $\langle n \rangle$  beschreiben lässt. Für die Untersuchung des Einflusses der Photonennrate und damit der mittleren Photonenzahl auf die Detektionseffizienz eines Si-SPAD-Detektors wurde die Detektionseffizienz in Abhängigkeit von der Photonennrate bestimmt.

**Abbildung 5.8** [55] zeigt die gemessene Detektionseffizienz als Funktion der Photonennflussrate am Ort der Si-SPAD-Detektors für Photonennflüsse zwischen 1000 Photonen pro Sekunde und 3 000 000 Photonen pro Sekunde. Deutlich ist die erwartete starke Abhängigkeit zu erkennen; bei etwa 100 000 Zählungen pro Sekunde (entsprechend mittleren Photonenzahlen von etwa 0,01) beginnt die gemessene Detektionseffizienz deutlich abzunehmen. Um das beobachtete Verhalten zu beschreiben, wurde der kontinuierliche Photonennfluss des verwendeten Lasers in Pulse mit der Länge der Totzeit des Detektors aufgeteilt, d. h. in Pulse mit einer Wiederholungsrate von  $1/t_{\text{dead}}$ . Für eine Poisson'sche Photonenzahlverteilung der Quelle kann die SPAD-Zählrate und die SPAD-Detektionseffizienz nun beschrieben werden durch:

SPAD-Zählrate CR:

$$CR = \frac{1 - \exp(-\eta_0 \langle n \rangle)}{t_{\text{dead}}} \quad (4)$$

Detektionseffizienz  $\eta$ :

$$\eta = \frac{1 - \exp(-\eta_0 \langle n \rangle)}{\langle n \rangle} \quad (5)$$

**Abbildung 5.8:** Detektionseffizienz des Si-SPAD-Detektors (Perkin Elmer, SPCM-AQRH-13-FC) unter Verwendung der Molekül-basierten Einzelphotonenquelle und eines rauscharmen analogen Referenzdetektors. Die mit jedem Messwert verbundene Standardunsicherheit ist durch einen Fehlerbalken dargestellt.

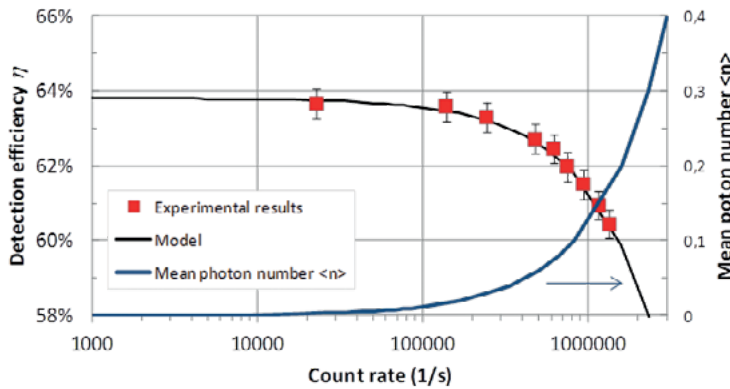


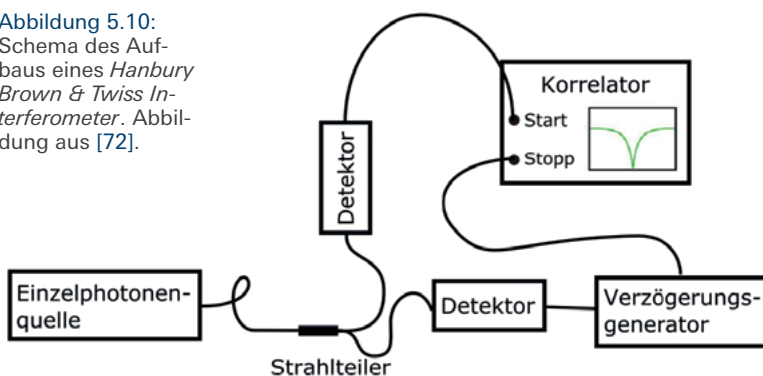
Abbildung 5.9: Abhängigkeit der Detektionseffizienz von der Photonen-zählrate. Die experimentellen Ergebnisse (rote Quadrate) lassen sich sehr gut mit  $\eta_0 = 63,8\%$  und  $t_{\text{dead}} = 75\text{ ns}$  beschreiben, aus [55].

Durch die Anpassung der Totzeit  $t_{\text{dead}}$  und der Kleinsignal-Detektionseffizienz  $\eta_0$  kann das beobachtete Verhalten der Detektionseffizienz in Abhängigkeit von der Detektorzählrate sehr gut beschrieben werden, siehe [Abbildung 5](#). [55]. Es ist zu beachten, dass bei noch höheren Zählraten (hier nicht dargestellt) zusätzliche Effekte (wie z. B. *After-pulsing*) auftreten, die die Detektionseffizienz zusätzlich signifikant beeinflussen.

**Internationale Pilotstudie**

Obwohl Einzelphotonendetektoren bereits seit vielen Jahren kommerziell erhältlich sind, gibt es bisher kaum ein metrologisches Dienstleistungsangebot. Erst kürzlich wurde an der PTB die erste Kalibrierung der Detektionseffizienz eines Si-SPAD-Detektors durchgeführt. Auch gibt es bisher keine Eintragung in die sog. CMC-Liste (*Calibration and Measurement Capabilities*, [64]) des *Bureau International des Poids et Mesures* (BIPM). 2016 wurde eine internationale Pilotstudie über die Detektionseffizienz von Si-SPAD-Detektoren gestartet (*Pilot study on the detection efficiency of single-photon detectors – Si-SPAD*), an der 11 Institute aus 10 Ländern teilnehmen [65]. Ziel dieser Studie ist es, die Messfähigkeiten der nationalen Metrologieinstitute im Bereich der Detektion von Photonenmessungen zu vergleichen. Die Ergebnisse dieser Studie sollen die Teilnehmer in die Lage versetzen, die Methodik und die Messunsicherheiten zu verbessern.

Abbildung 5.10: Schema des Aufbaus eines Hanbury Brown & Twiss Interferometer. Abbildung aus [72].



**Einzelphotonenquellen**

*Einleitung, Anwendungen*

Im Unterschied zu Einzelphotonendetektoren, die bereits vielfältige Anwendungen haben und in verschiedenen Formen kommerziell erhältlich sind, gibt es nur sehr wenige kommerziell erhältliche Einzelphotonenquellen. Nichtsdestotrotz haben sie das Potenzial, in einem breiten Anwendungsfeld eingesetzt zu werden [66], [67]. Bekannt und weit-hin diskutiert ist ihre Verwendung in der Quantenschlüsselverteilung, im Quantencomputing und in der Metrologie, der sogenannten „*quantum-enhanced metrology*“ [68]. Einige weitere wichtige Anwendung ist die (Quanten-)Radiometrie [69], wie bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben. Denn prinzipiell haben Einzelphotonenquellen das Potenzial, zu einer neuen Art von Standard-Photonenquelle zu werden [70], wie es bisher – im klassischen Regime – den Schwarzkörperstrahler und die Synchrotronstrahlungsquelle gibt. Die Ausgangsleistung  $\Phi$  einer idealen Einzelphotonenquelle, die nur ein Photon pro Anregungspuls emittiert, ist in der Tat einfach durch die Formel  $\Phi = fhc/\lambda$  gegeben, wobei  $f$  die Wiederholungsrate des Anregungslasers,  $h$  die Planck-Konstante,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\lambda$  die Wellenlänge der emittierten Strahlung ist. Die Bedingungen für eine solche Standardquelle sind jedoch in der Praxis schwer zu realisieren, da eine Quelle mit einem Quantenwirkungsgrad von 100 %, einer perfekten Reinheit der Einzelphotonenemission, d. h.  $g^{(2)}(0) = 0$ , und einer Einsammeleffizienz der emittierten Strahlung von 100 % erforderlich ist. Andererseits sind Einzelphotonenquellen ideale Quellen für die Kalibrierung von Einzelphotonendetektoren, da der Einfluss der Photonenstatistik auf die Kalibrierungsergebnisse und damit auch die sonst notwendige Korrektur vollständig entfällt (siehe Kapitel „Einfluss der Photonenstatistik“ sowie [55], [57]).

Der Einzelphotonennachweis wird mittels eines Hanbury-Brown&Twiss-Interferometers durchgeführt, mit dessen Hilfe die Intensitätskorrelationsfunktion einer Strahlungsquelle gemessen wird [71]. Der Aufbau ist in [Abbildung 5.9](#) zu sehen. Das durch einen Strahlteiler aufgeteilte Licht der Strahlungsquelle wird auf zwei (SPAD-)Detektoren abgebildet. Die Signale der Detektoren nach Detektion eines Photons werden mittels einer Korrelationselektronik aufgenommen, wobei das Signals eines (SPAD-)Detektors elektrisch verzögert wird. Diese Messung ist gleichbedeutend mit der Messung von  $\langle I(t) \rangle \langle I(t+\tau) \rangle$ , dem zeitlichen Mittelwert der Intensität am Detektor 1 und dem zeitlichen Mittelwert der um  $\tau$  verzögerten Intensität am Detektor 2. Durch Normierung erhält man die Intensitätskorrelationsfunktion. Aus dieser

lässt sich nun bestimmen, inwiefern die Lichtquelle als Einzelphotonenquelle angesehen werden kann, siehe Abbildung 5.10.

### Arten von Einzelphotonenquellen

Die Erzeugung eines einzelnen Photons tritt auf, wenn eine Quelle innerhalb ihrer Fluoreszenzlebensdauer nur ein Photon erzeugt, nachdem sie optisch oder elektrisch angeregt wurde. Die am weitesten untersuchten und auch in bisherigen Experimenten gebräuchlichsten Quellen für Einzelphotonen sind einzelne Atome, Ionen oder Moleküle, Rydberg-Atome, Diamantfarbzentren und Quantenpunkte. Diese Quellen werden auch deterministische Einzelphotonenquellen genannt und sie erzeugen sogenannte „*photons on demand*“. Im Gegensatz dazu spricht man von „*heralded single-photons*“ und „*probabilistic single-photon sources*“, wenn Paare von Einzelphotonen z. B. durch spontane parametrische *Downconversion*, erzeugt werden und ein Photon, welches von einem Detektor erzeugt wird, ein anderes in korrespondierenden Strahlengang „ankündigt“ (siehe nächster Absatz).

Eine einfach zu realisierende Quelle, die näherungsweise einer Einzelphotonenquelle entspricht, kann durch Abschwächung eines Laserstrahls realisiert werden; dadurch wird seine Intensität und damit die mittlere Photonenzahl pro Puls reduziert. Da die Photonenzahl einer Poisson-Verteilung folgt, kann man Quellen mit einem gut definierten Wahrscheinlichkeitsverhältnis für die Emission von einem gegen zwei oder mehr Photonen erreichen. Zum Beispiel führt ein Mittelwert von  $\mu = 0,1$  zu einer Wahrscheinlichkeit von 90 % für null Photonen, 9 % für ein Photon und 1 % für mehr als ein Photon. Genau genommen handelt es sich aber nicht um Einzelphotonenquellen, da es nicht möglich ist, die Zweiphotonenemission vollständig zu unterbinden. Dennoch können diese Quellen durchaus für verschiedene Anwendungen verwendet werden.

Echte Einzelphotonenquellen lassen sich auf verschiedene Art realisieren:

- **Einzelne Atome, Ionen oder Moleküle:** Atome, Ionen und Moleküle können in Kühlfallen einzeln festgehalten und gespeichert werden. Erste Untersuchungen wurden von L. Mandel [74] und H. Walther [75] durchgeführt. Mittels Korrelationsmessungen zweiter Ordnung wurde festgestellt, dass es sich tatsächlich um eine Quelle einzelner Photonen handelt, d. h. ein zweites Photon erst emittiert wird, nachdem das Ion ein anderes Photon absorbiert hat [76].

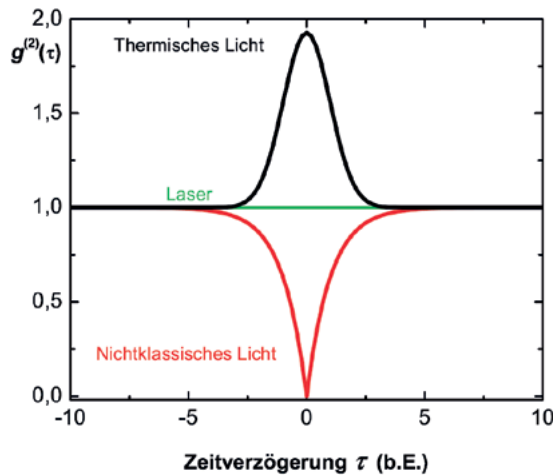
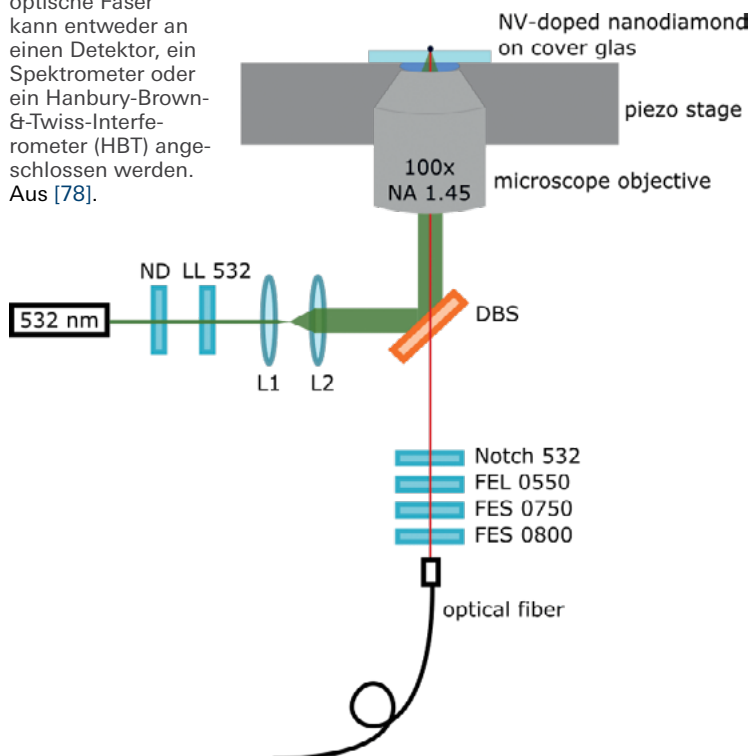


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung der Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung,  $g^{(2)}(\tau)$  für thermisches (*bunched*), kohärentes (Laser) und nichtklassisches (*anti-bunched*) Licht [73].

- **Farbzentren im Festkörper:** Bei Farbzentren in Festkörper handelt es sich um isolierte Defekte, z. B. um ein einzelnes Ion in einem Diamanten oder in einem Halbleiter. Diese Defekte sind im Festkörper fest lokalisiert, weitere experimentelle Erfordernisse, wie z. B. eine tiefe Temperatur oder ein starkes Magnetfeld sind nicht unbedingt notwendig. Die Defekte können verschiedenartig sein, wie Fremdatome, Moleküle, Fehlstellen, etc. Der bekannteste Vertreter ist das Stickstofffehlstellenzentrum (NV-Zentrum, *nitrogen-vacancy center*) im Diamanten [77], auf das später noch näher eingegangen wird.
- **Quantenpunkte:** Bei Halbleiter-Quantenpunkten (QD, *semiconductor quantum dots*) handelt es sich um Atomstrukturen, die gezielt auf einem Halbleitersubstrat aufgebracht werden. Am bekanntesten und am weitesten untersucht und entwickelt sind InGaAs-Strukturen auf einem GaAs-Substrat. Aufgrund der hohen technologischen Reife bei der Erzeugung und Bearbeitung definierter Halbleiterstrukturen sind Einzelphotonenquellen basierend auf Quantenpunkten effizient und bieten bei geeigneter Strukturierung die Möglichkeit, ununterscheidbare Photonen zu erzeugen.
- **Parametrische Fluoreszenz:** Eine weitere interessante Methode zur Erzeugung von einzelnen Photonen bietet die parametrische Fluoreszenz (SPDC, *spontaneous parametric down conversion*). Hierbei wird mittels eines geeigneten nichtlinearen Kristalls ein kurzwelliges Photon in zwei langwellige Photonen der doppelten Wellenlänge umgewandelt. Diese beiden Photonen sind korreliert, unter bestimmten Umständen können sie ununterscheidbar und miteinander verschränkt (*entangled*) sein. Ein Vorteil dieser SPDC-Quellen ist, dass eines der Photonen verwendet werden kann (durch seine Detektion) um

**Abbildung 5.12:** Schematische Darstellung des konfokalen Aufbaus. **ND** – Neutraldichtefilter; **LL532** – Laserlinienfilter für 532 nm Laseremission; **L1** und **L2** – Linsen zur Strahlaufweitung; **DBS** – dichroitischer Strahlteiler; **FEL0550** – Langpassfilter 550 nm; **FES0750** und **FES0800** – Kurzpassfilter 750 nm bzw. 800 nm. Die optische Faser kann entweder an einen Detektor, ein Spektrometer oder ein Hanbury-Brown- & Twiss-Interferometer (HBT) angeschlossen werden. Aus [78].

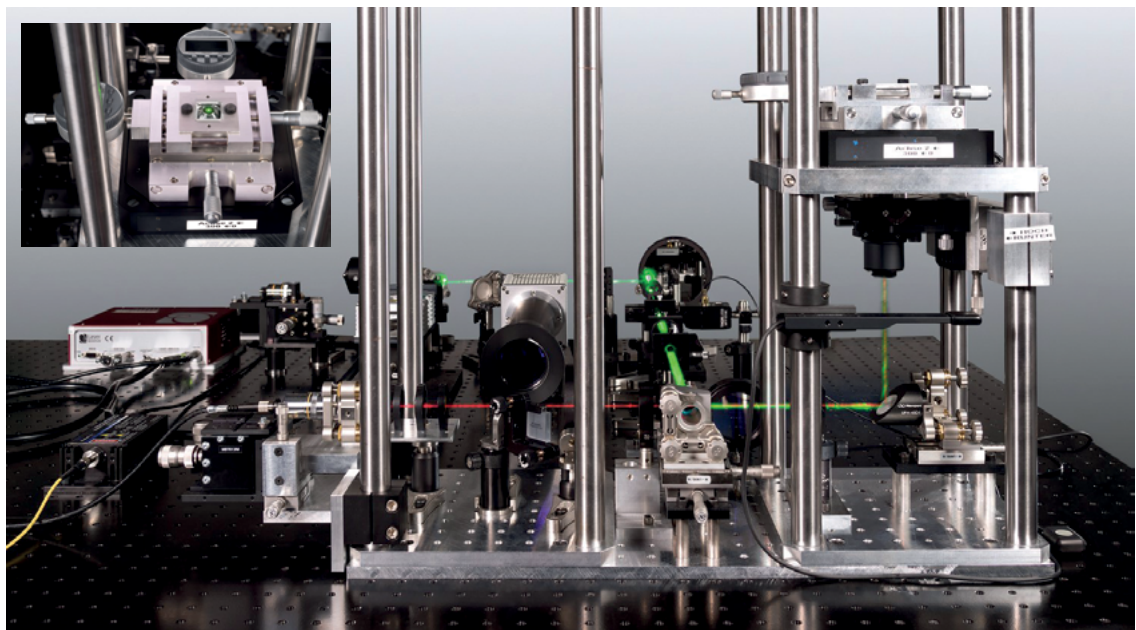


zu bestimmen, zu welchem Zeitpunkt das andere, einzelne Photon vorhanden ist (*heralded photons*).

Über die oben genannten Einzelphotonenquellen gibt es Unmengen von Literatur, hervorragende Übersichten sind zu finden in [2], [3].

### Realisierung einer Einzelphotonenquelle, typischer Aufbau

Ein typischer Aufbau einer deterministischen Einzelphotonenquelle wird im Folgenden am Beispiel einer Quelle basierend auf einem NV-Zentrum im Nanodiamant vorgestellt [78]. Hierbei wurden mit NV-Zentren dotierte Nanodiamanten mit einer mittleren Größe von ca. 75 nm–100 nm auf ein Mikroskop-Deckglas mittels „*spin-coating*“ aufgebracht. Um nun eine qualitativ hochwertige Einzelphotonenquelle zu realisieren, muss sichergestellt sein, dass nur ein Nanodiamant mit einem einzelnen NV-Zentrum optisch angeregt wird. Dafür wird in der Regel ein konfokales Mikroskop sowohl für die selektive Anregung als auch für die Detektion der NV-Zentrum-Emission verwendet. Ein typischer Aufbau ist in [Abbildung 5.11](#) schematisch dargestellt [78], [Abbildung 5.12](#) zeigt ein Foto des Aufbaus. Zur Anregung wurde ein Dauerstrichlaser mit einer Wellenlänge von 532 nm verwendet. Ein Laserlinienfilter wurde in den optischen Anregungspfad eingesetzt, um unerwünschte Emissionen bei der Detektionswellenlänge zu vermeiden, die im Detektionspfad auftreten können. Die Linsen L1 und L2 wurden zur Aufweitung des Strahls verwendet. Das Laserlicht wurde von einem dichroitischen Strahlteiler reflektiert und mit einem Ölimmersionsmikroskop-Objektiv durch das Deckglas auf die Nanodiamanten fokussiert. Die Größe des Anregungsflecks betrug etwa 300 nm bis 400 nm im Durchmesser. Darüber hinaus konnten verschiedene Nanodiamanten individuell durch Bewegung des Deckglases mit einer piezoelektrischen Verschiebetisch angefahren und angeregt werden.



**Abbildung 5.13:** Foto des Aufbaus. Der grüne Strahl zeigt den Anregungspfad, der rote Strahl den Detektionspfad. Das Inset zeigt das Deckglas, auf dem sich der Nanodiamant mit dem NV-Zentrum befindet.

Parameter	Symbol	Einheit	Definition
Frequenz (Repetitionsrate)	$F$	Hz	Die durch den Puls-generator eingestellte Frequenz
Mittlere Photonenzahl	$\mu$	Photonen/Puls	Durchschnittliche Anzahl von Photonen pro Puls
Variation der mittleren Photonenzahl	$\sigma_\mu$		
Zeit-Jitter der Quelle	$J_s$	s	Die Unsicherheit in der Emissionszeit eines Photons am optischen Ausgang
Wellenlänge	$\lambda$	m	Wellenlänge der emittierten Photonen
Spektrale Linienbreite	$\delta$	Hz	Bandbreite der emittierten Photonen
...			

Tabelle 5.6: Parameter zur metrologischen Charakterisierung von Einzelphotonenquellen, entnommen aus [36].

### Metrologische Charakterisierung

Wie auch für die Einzelphotonendetektoren, so gibt es auch für die Einzelphotonenquellen wenig normative Dokumente. Zu nennen ist auch hier die ETSI-Richtlinie „Quantum Key Distribution (QKD); Component characterization: characterizing optical components for QKD systems“ [36], die wichtigsten Parameter sind in Tabelle 5.6 aufgeführt.

### NV-Nanodiamant Einzelphotonenquelle

Die erste umfangreiche metrologische Charakterisierung einer Einzelphotonenquelle bezüglich absolutem spektralem Strahlungsfluss wurde von Rodiek et al. durchgeführt [78], [79]. In diesen Arbeiten wurde eine auf einem NV-Zentrum basierende Einzelphotonenquelle bzgl. ihrer Eigenschaften metrologisch charakterisiert. Das Energieniveauschema des NV-Zentrums im Diamanten ist in Abbildung 5.13 dargestellt [80]. Ihr Photonenfluss, ihr spektraler Strahlungsfluss sowie die Reinheit der Einzelphotonenemission wurden rückgeführt gemessen, siehe Abbildung 5.14. Die Standardmessunsicherheit beträgt dabei ca. 4 % [78]. Der spektrale Strahlungsfluss liegt zwischen 55 fW (untere Nachweisgrenze der für die Messung verwendeten Silicium-Photodiode) und 75 fW (Sättigungsleistung des NV-Zentrums). Dies entspricht einem Gesamtphotonenfluss von 190 000 Photonen pro Sekunde bis zu 260 000 Photonen pro Sekunde, siehe Abbildung 5.15. Die Reinheit der Einzelphotonenemission wird durch den  $g^{(2)}(0)$ -Wert angegeben, der je

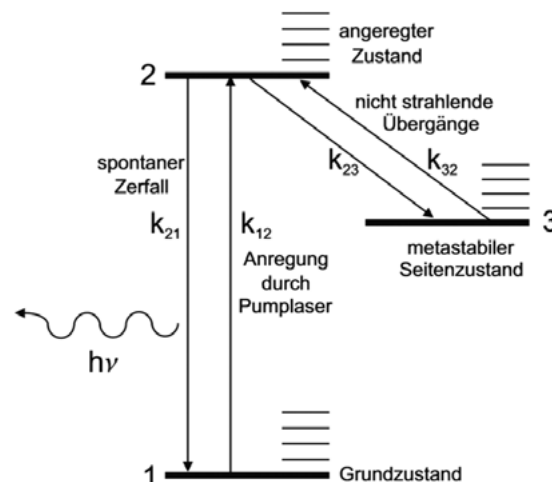


Abbildung 5.14: 3-Niveau-Schema des NV-Zentrums. 1: Grundzustand, 2: angeregter Zustand, 3: metastabiler Zustand (shelving-state), aus [79]. Die Lebensdauer des NV-Zentrums beträgt je nach Umgebung ca. 10 ns bis ca. 25 ns [82], [83].

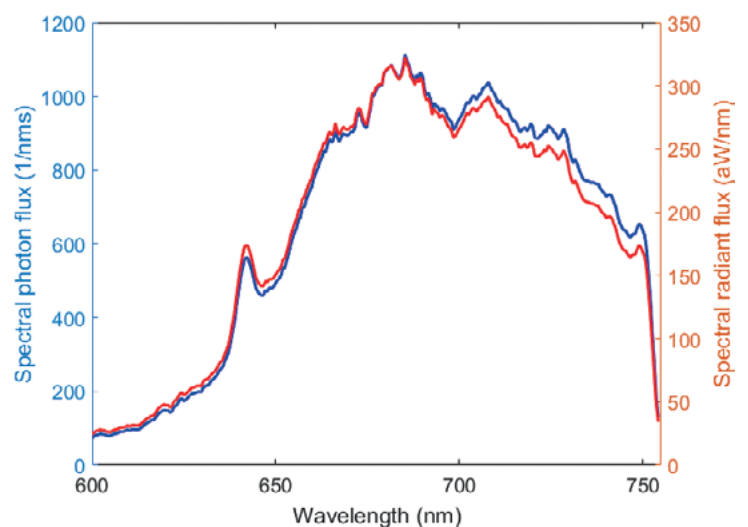
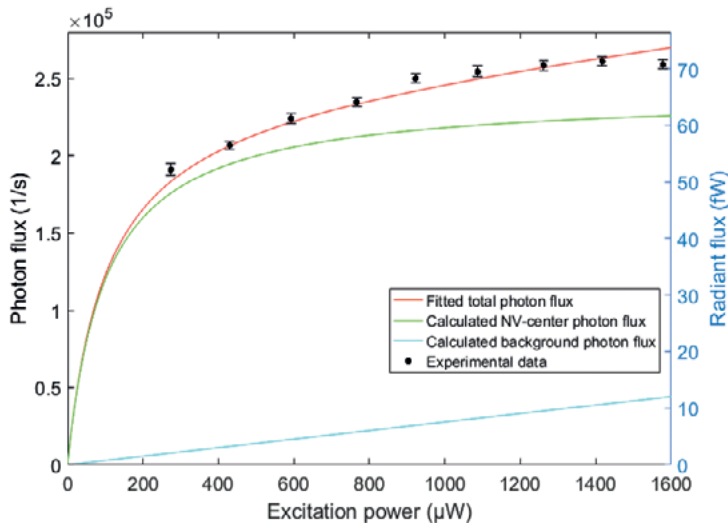


Abbildung 5.15: Spektraler Photonenfluss (linke Achse) und spektraler Strahlungsfluss (rechte Achse) der NV-Einzelphotonenquelle, aus [78].



die räumliche Abstrahlcharakteristik der NV-Quelle, neuere Ergebnisse hierzu sind in Christinck et al. [81] zu finden. Zunächst einmal kann die Emission des NV-Zentrums in einem Nanodiamanten als Dipolemission in den Raumwinkel  $4\pi$  betrachtet werden. Diese Abstrahlung wird durch die Nähe eines Dielektrikums jedoch modifiziert, welches die Emissionscharakteristik verändert. Auf diese Art und Weise kann versucht werden, die Einsammelleffizienz der Emission deutlich zu erhöhen [84], [85]. Die Winkelabstrahlung des NV-Zentrums in einem Nanodiamanten wird durch das als Dielektrikum wirkende Deckglas beeinflusst. Dies bedeutet, dass die Emission des NV-Zentrums in eine Vorzugsrichtung umgelenkt wird. Die

Abbildung 5.16: Absoluter Gesamtphotonenfluss der NV-Einzelphotonenquelle, aus [77].

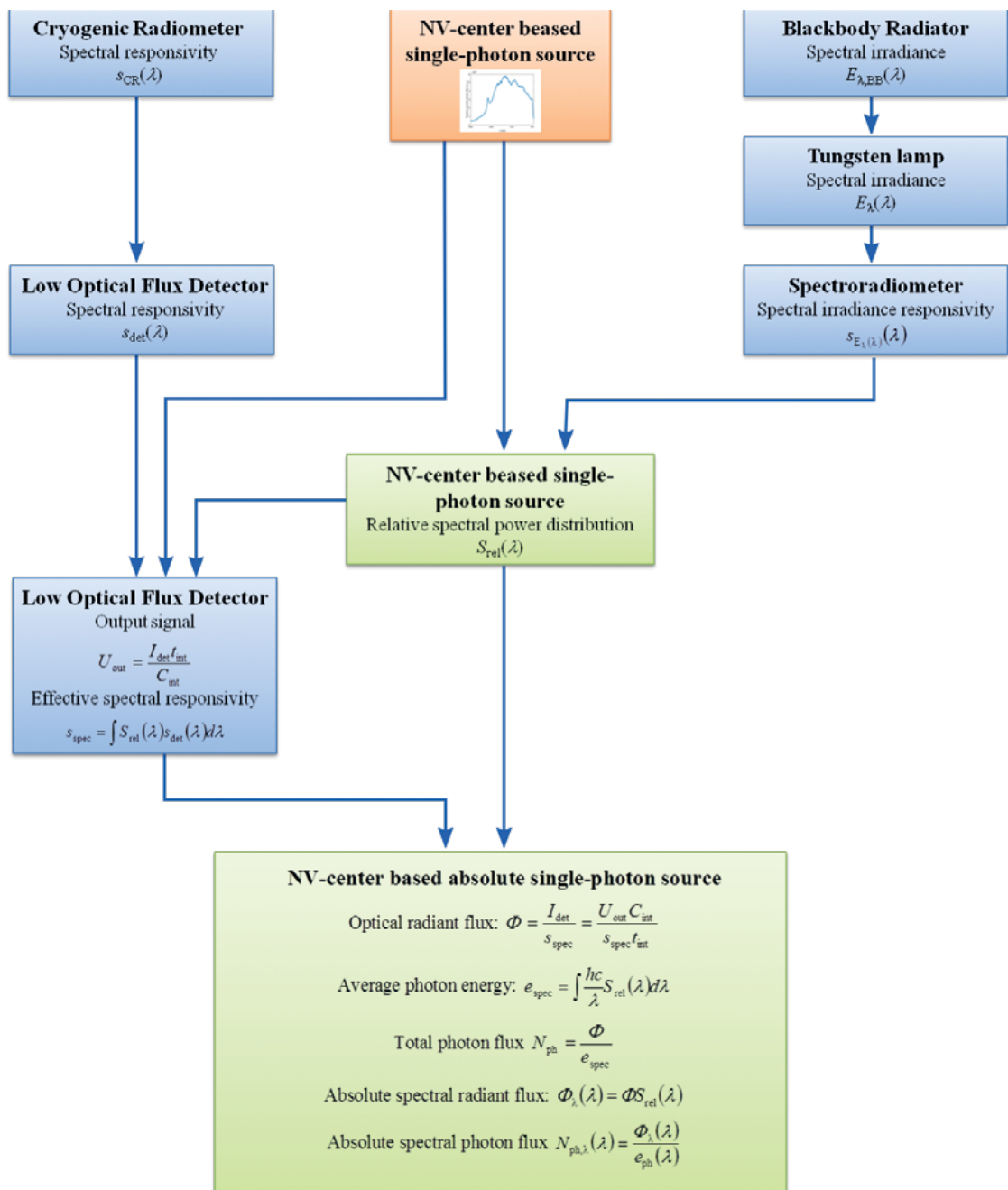
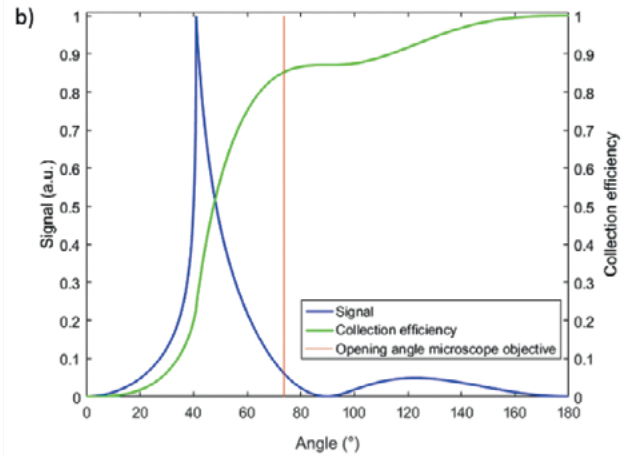
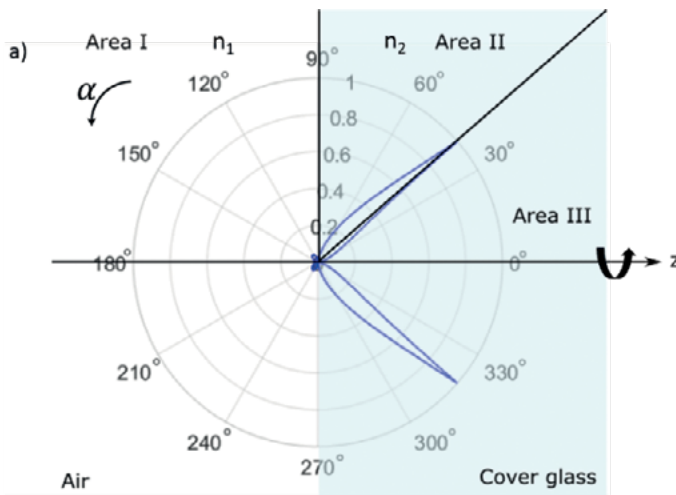


Abbildung 5.17: Rückführungskette zur Bestimmung des absoluten spektralen Strahlungsflusses bzw. des absoluten spektralen Photonenflusses, aus [77].





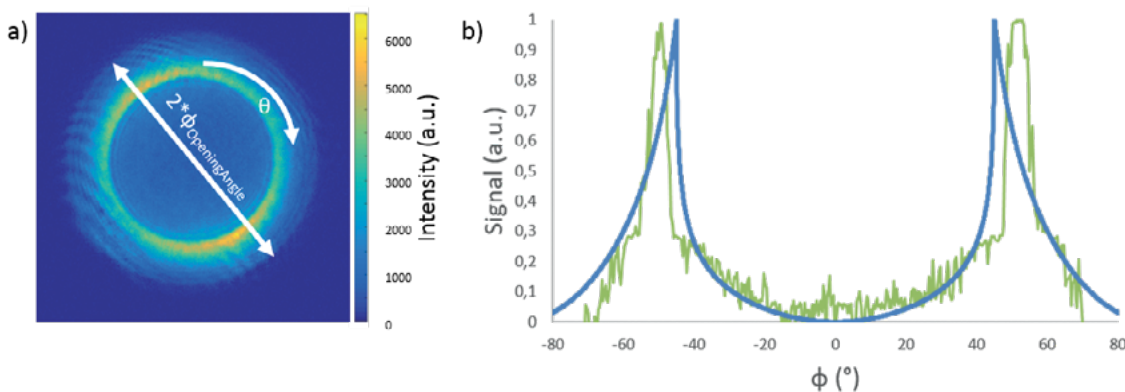
Berechnung der Winkelabstrahlung wird gemäß dem Modell von Lukosz und Kunz [86] durchgeführt, **Abbildung 5.17 a)** zeigt eine typische Abstrahlung für ein NV-Zentrum. Der größte Teil der Emission wird in einem Winkel von  $41^\circ$  in das Deckglas abgestrahlt (**Abbildung 5.17 b)**, blaue Kurve). Die Gesamteinsammeleffizienz ist die Integration über die Emissionswinkel, diese ist als grüne Kurve dargestellt. Es werden insgesamt ca. 87 % der Strahlung in das Deckglas emittiert (Integration über den Abstrahlwinkel zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$ ) und nur ca. 13 % (Winkel von  $90^\circ$  bis  $180^\circ$ ) der Photonen werden in die Luft abgestrahlt. Das verwendete Mikroskopobjektiv hat eine numerische Apertur, die einem halben Öffnungswinkel von  $72,8^\circ$  (orangefarbene Linie) entspricht und somit ca. 85 % der emittierten Photonen einsammelt. Experimentell wird die räumliche Emissionsverteilung unter Verwendung einer *back-focal-plane*-Linse und einer sCMOS-Kamera gemessen. Das resultierende Bild ist in **Abbildung 5.18 a)** dargestellt. Deutlich zu sehen ist das Maximum der Abstrahlung bei ca.  $41^\circ$  sowie die Begrenzung der Emission durch die numerische Apertur der Linse bei ca.  $72,8^\circ$ . Das Intensitätsprofil der Emission wurde durch Aufnahme des Signals der Kamera entlang der weißen Linie bestimmt. Wie man sieht, stimmt die resultierende Dar-

stellung (grüne Kurve in **Abbildung 5.18 b)** gut mit den Berechnungen (blaue Kurve) überein. Die beobachtete Abweichung zwischen dem berechneten und dem gemessenen Intensitätsprofil ist vermutlich auf eine Abbildungsverzerrung zurückzuführen, die durch die *back-focal-plane*-Linse entsteht. Außerdem zeigt die Emission eine kreisförmige Intensitätsmodulation, die im hellen Kreis deutlich zu erkennen ist. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das NV-Zentrum über zwei Dipole verfügt. Dieses Muster ist von Nanodiamant zu Nanodiamant unterschiedlich, abhängig von der Lage der Dipole relativ zur optischen Achse [81], [87].

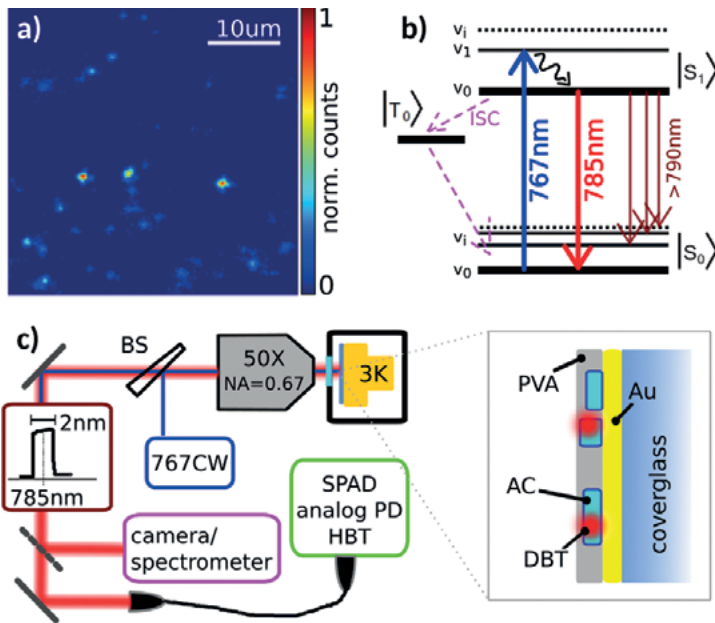
### Molekülquelle

Eine weitere vor kurzem im Hinblick auf radio-metrische Anwendung charakterisierte Einzelphotonenquelle basiert auf einem Dibenzoterrylen (DBT)-Molekül in einem Anthracen(Ac)-Nanokristall, für Details siehe [61]. Diese Moleküle emittieren Photonen in einem schmalen Wellenlängenbereich, wenn sie auf kryogene Temperaturen abgekühlt werden, und zeigen eine hohe Quanteneffizienz, Photostabilität und Quantenkohärenz [88], [89], selbst bei Einbettung in kleine Nanokristalle [90].

**Abbildung 5.18:** **a)** Schematische Darstellung des in die drei Berechnungsbereiche unterteilten Beleuchtungsfeldes; die berechnete Winkelabstrahlung ist blau dargestellt; **b)** berechnete Winkelabstrahlung eines NV-Zentrum-dotierten Nanodiamanten auf einem Deckglas (blaue Kurve); die Einsammeleffizienz ist grün dargestellt (Integration über den Winkel) und der Öffnungswinkel des verwendeten Mikroskopobjektivs ist als orangefarbene Linie eingetragen. Aus dem Modell ergibt sich eine Einsammeleffizienz von ca. 85 %, aus [78].



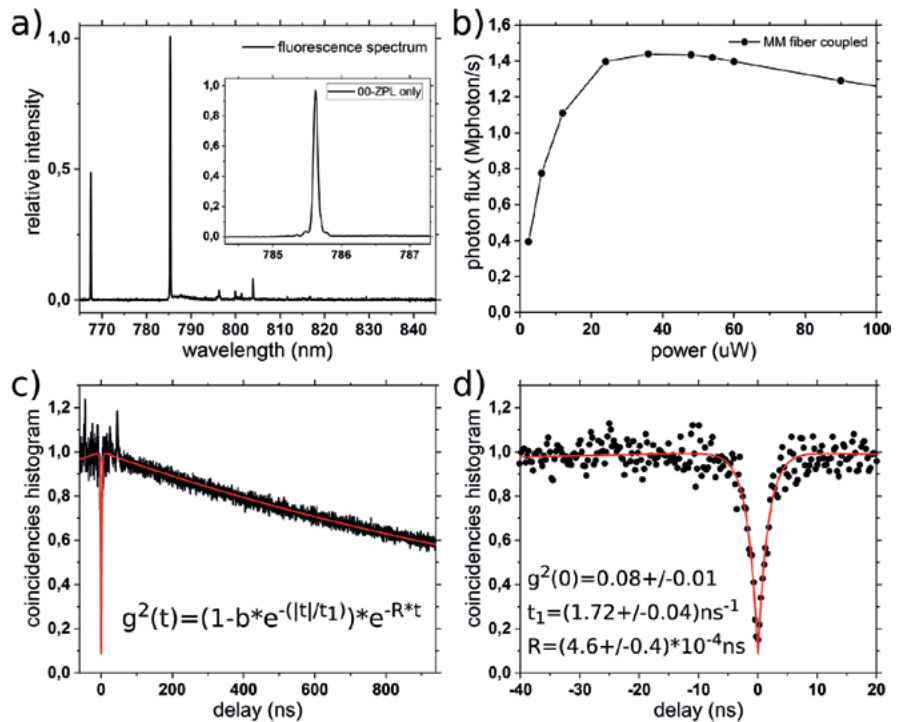
**Abbildung 5.19:** **a)** Gemessenes Bild der Winkelabstrahlung eines NV-Zentrums; **b)** Gemessene (grüne) und berechnete (blaue) Intensitäten der Winkelabstrahlung für den Öffnungswinkel des Mikroskopobjektivs im Bereich von  $-80^\circ$  bis  $80^\circ$ .



**Abbildung 5.20:**  
**a)** Fluoreszenzbild, Probenfläche  $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ . Die hellen DBT:Ac Nanokristalle sind deutlich zu erkennen.  
**b)** Energieniveauschema des DBT-Moleküls in Ac. Anregungswellenlänge 767 nm, Emissionswellenlänge der Nullphononenlinie 785 nm. Eingezeichnet ist der Intersystemcrossing (ISC)-Übergang in den metastabilen Triplett-Zustand, der zu einer Emissionshemmung führt und somit für das Blinken verantwortlich ist. Für DBT in Ac ist die Besetzung jedoch sehr unwahrscheinlich, da die Übergangswahrscheinlichkeit  $< 10^{-5}$  beträgt.  
**c)** Vereinfachte Skizze des optischen Aufbaus und Skizze der Struktur des Einzelphotonenemitters (Au: Gold; AC: Anthracen; DBT: Dibenzoterylen; PVA: Polyvinylalkohol), aus [61].

**Abbildung 5.19** zeigt ein typisches Fluoreszenzbild, das Energieniveauschema von DBT in Ac sowie den schematischen optischen Aufbau und die Struktur des Einzelphotonenemitters [61].  
 In **Abbildung 5.20 a** ist das Emissionsspektrum des Moleküls dargestellt. Der Emissionspeak um 767 nm ist auf restliches Laserlicht zurückzuführen, während das

intensivste Signal dem Hauptübergang des Moleküls, d. h. seinem Nullphononenübergang, zuzuordnen ist. Dieses Signal wird dann mittels eines Schmalbandfilters ( $\Delta\lambda \approx 2 \text{ nm}$ ) um die Wellenlänge  $\lambda \approx 785 \text{ nm}$  gefiltert. Im Inset von **Abbildung 5.20 Q** erscheint das resultierende Spektrum, welches durch die Spektrometerauflösung ( $\approx 0.2 \text{ nm}$ ) begrenzt ist, typischerweise liegen die Linienbreiten im Bereich  $< 100 \text{ MHz}$ , d. h.  $< 1 \text{ pm}$  [81]. Für die Untersuchungen wurde eine kontinuierliche (CW) Anregung verwendet, um hohe Photonenraten am Ort des Detektors für die Kalibrierung (siehe Abschnitt „Kalibrierung mittels einer Einzelphotonenquelle“) zu erreichen. Dies hat allerdings zur Folge, dass sich für lange Integrationszeiten eine Poisson-artige Photonstatistik ausbildet, die für Kalibrierzwecke nicht optimal ist, siehe Abschnitt „Kalibrierung mittels einer Einzelphotonenquelle“, **Abbildung 5.7**. In **Abbildung 5.20 b–d** sind sowohl der Photonfluss als auch die  $g^{(2)}(t)$ -Funktion, jeweils gemessen am Ausgang einer Multimode-Faser, als Funktion der Anregungsleistung dargestellt. Diese Molekül-basierte Einzelphotonenquelle ist in der Lage, am fasergekoppelten Detektor bis zu  $1,4 \times 10^6$  Photonen/s zu liefern, wobei die hohe Reinheit der Einzelphotonenemission bei jeder eingestellten Rate erhalten bleibt ( $g^{(2)}(0) = 0,08 \pm 0,01$  bei maximaler Photonrate, ohne Entfaltung für die SPAD-Detektor Antwortzeit von ca. 0,4 ns). Diese Eigenschaf-



**Abbildung 5.21:**  
 Metrologische Charakterisierung der Molekülemission: **a)** Fluoreszenzspektrum, Inset: Fluoreszenzspektrum bei Verwendung eines Bandpassfilters mit  $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$  um die Nullphononenlinie der Emission. **b)** Mit dem Si-SPAD Detektor gemessener Photonfluss als Funktion der Laseranregungsleistung. **c)** Normalisiertes Histogramm der Ankunftszeiten aufeinanderfolgender Photonen

(Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung) für die Anregung bei maximalem Photonfluss ( $30 \mu\text{W}$  Pumpleistung). **d)** Zoom auf das Histogramm in (c) um die Zeitverzögerung Null: Das deutliche Anti-Bunching-Verhalten zeigt die hohe Reinheit des Einzelphotonenemission. Die roten Linien zeigen die Anpassung der Daten mit der in (c) gezeigten Funktion, die entsprechenden Daten sind in (d) angegeben, aus [61].

ten sind hervorragend, insbesondere wenn man bedenkt, dass diese Ergebnisse in Abwesenheit von optischen Resonatoren oder lokaler Nanostrukturierung erreicht wurden.

Abbildung 5.21 zeigt eine künstlerische Zusammenfassung der mit der Molekül-basierten Einzelphotonenquelle erreichten Ergebnisse. Prinzipiell kann diese Molekül-basierte Einzelphotonenquelle auch unter gepulsten Bedingungen betrieben werden, für eine Anregungsrepetitionsrate von 50 MHz lässt sich ein Photonenfluss von etwa  $5 \times 10^5$  Photonen/s an der ersten Linse (bei einer  $NA = 0,67$ ) abschätzen. Diese Quelle kann daher prinzipiell als Photonenfluss-variable Quelle angesehen werden, die definiert durch Änderung der Anregungsrepetitionsrate direkt abgestimmt werden kann. Somit können Bereiche überdeckt werden, die sowohl oberhalb als auch unterhalb der Nachweisgrenze herkömmlicher Photodetektoren liegen. Mit dieser Quelle kann daher eine Art Standardquelle für die Quantenradiometrie realisiert werden, die den Schwarzkörperstrahler und die Synchrotronstrahlungsquelle im Bereich niedriger Photonenflüsse ergänzt.

### Photonenzahl-basierte Rückführbarkeit photometrischer und radiometrischer Größen und mögliche Implikationen für die Neudefinition der Candela [91]

Für die Photometrie sind Photonen Quanten einer bestimmten Wellenlänge, die gezählt werden können. D. h. die Candela und die weiteren abgeleiteten Einheiten in der Photometrie und Radiometrie können im Prinzip in Form einer bekannten Anzahl von Photonen mit bekannter Wellenlänge ausgedrückt werden, siehe z. B. die *mise en pratique* der Candela [92]. Die Beziehung zwischen einer spektralen Strahlungsmenge und der entsprechenden photonenzahlbasierten Größe ist ziemlich einfach, für eine gegebene Wellenlänge in Luft lässt sie sich ausdrücken durch:

$$X_{e,\lambda}(\lambda) = \frac{hc}{\lambda n_a(\lambda)} X_{p,\lambda}(\lambda) \quad (6)$$

wobei  $X_{(e,\lambda)}(\lambda)$  die spektrale Strahlungsgröße bei einer gegebenen Wellenlänge,  $X_{(p,\lambda)}(\lambda)$  die entsprechende Photonenzahl-basierte Größe,  $h$  die Planck-Konstante,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $n_a(\lambda)$  der Brechungsindex von Luft bei der gegebenen Wellenlänge  $\lambda$  ist.

Kombiniert man diese Gleichung mit einer allgemeinen Gleichung für den Zusammenhang zwischen photometrischen und radiometrischen Größen:

$$X_v = K_m \int_0^\infty X_{e,\lambda}(\lambda) V(\lambda) d\lambda \quad (7)$$

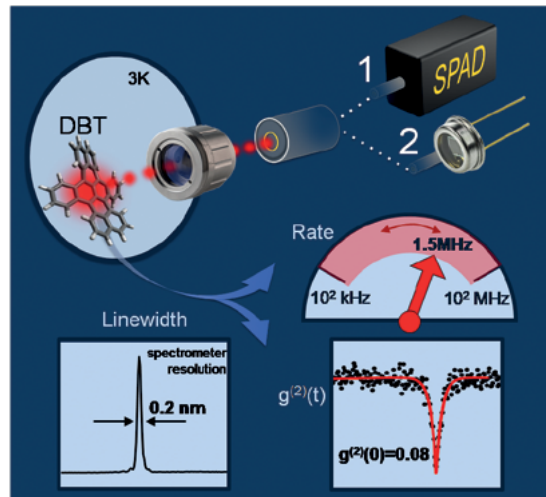


Abbildung 5.22: Künstlerische Darstellung der Ergebnisse aus [61]. © P. Lombardi.

so erhält man die allgemeine Form der Gleichung, die eine gegebene photometrische Größe  $X_v$  mit ihrer entsprechenden Photonenzahl-basierten Größe  $X_p$  in Beziehung setzt:

$$X_v = K_m \int_0^\infty \frac{hc}{\lambda n_a(\lambda)} X_{p,\lambda}(\lambda) V(\lambda) d\lambda \quad (8)$$

Es ist zu beachten, dass die Anzahl der Photonen, die erforderlich ist, um eine Strahlungsintensität von  $1/683 \text{ W/sr}$  zu erhalten, bei einer Wellenlänge von  $555 \text{ nm}$  etwa  $4,08777 \times 10^{15}$  Photonen pro Sekunde betragen würde. Derzeit gibt es weder Quellen, die eine solche Anzahl von zählbaren Photonen emittieren, noch Detektoren, die in der Lage sind, eine solche Anzahl von zählbaren Photonen zu detektieren. Allerdings werden, wie im Abschnitt „Einzelphotonenquellen“ beschrieben, derzeit an nationalen Metrologieinstituten weltweit intensiv Untersuchungen zur Realisierung von Standard-Photonenquellen durchgeführt, die eine vorhersehbare Anzahl von Photonen emittieren, siehe z. B. [77], [93]. Die Grundidee hinter diesem neuen Typ von Standardquellen ist einfach. Der von einer Einzelphotonenquelle emittierte Strahlungsfluss  $\phi$  ist einfach durch eine Anzahl  $N$  von emittierten Photonen pro Zeit  $t$ , die Wellenlänge  $\lambda$  der Photonen und die Fundamentalkonstanten  $c$  (Lichtgeschwindigkeit im Vakuum) und  $h$  (Planck-Konstante), gegeben:

$$\phi = \frac{N hc}{t \lambda} \quad (9)$$

Da eine ideale Einzelphotonenquelle eine Quelle ist, die exakt ein Photon aussendet nachdem sie durch einen optischen (oder elektrischen) Anregungsimpuls angeregt wurde, kann sie als eine Art „Puls-zu Photon-Konverter“ betrachtet werden.

Die Anzahl der emittierten Photonen ist daher durch die Anzahl der Anregungsimpulse pro Zeit gegeben, d. h. letztlich durch die Wiederholfrequenz des Anregungslasers (oder elektrischen Impulsgenerators). Daher ergibt sich:

$$\Phi = f_{rep} \frac{hc}{\lambda} \quad (10)$$

Im neuen SI sind  $h$  und  $c$  definierende Konstanten und damit ohne Unsicherheit. Die Frequenz ist mit Unsicherheiten im Bereich  $10^{-16} \dots 10^{-18}$  messbar, die Wellenlänge ist mit einer Unsicherheit im Bereich  $10^{-12}$ . Der Strahlungsfluss sollte also prinzipiell mit Unsicherheiten im Bereich von  $10^{-12}$  nach einem in [Abbildung 5.22](#) dargestellten Schema messbar sein. Allerdings ist zu einer praktischen Umsetzung noch sehr viel Arbeit erforderlich. Es gibt mehrere Hindernisse zu überwinden. Das erste betrifft die praktische Bestimmung der Wellenlänge. In [77] wurde eine Einzelphotonenquelle verwendet, die auf der Emission eines NV-Zentrums in einem Nanodiamanten basiert. Diese Emission ist breitbandig und wird von Übergängen zwischen den Schwingungsseitenbändern des NV-Zentrums dominiert. Die Unsicherheit in der spektralen Leistungsverteilung liegt daher derzeit bei mehreren Prozent. Um dieses Problem zu vermeiden, müssen schmalbandige Emittoren, wie z. B. halbleiterbasierte Einzelphotonenquellen oder Moleküle, verwendet werden. Noch gravierender sind allerdings die Probleme mit der internen Quanteneffizienz und der Einsammelleffizienz damit die Gleichung (9) gültig wird: die interne Quanteneffizienz, das heißt die Wahrscheinlichkeit mit der exakt ein Photon pro Anregungspuls emittiert wird, sowie die Wahrscheinlichkeit, dass dieses emittierte Photon den betreffenden Detektor erreicht, müssen exakt 1 sein.

### Zusammenfassung

In diesem Artikel wurden die wichtigsten Aspekte im Bereich der Einzelphotonenmetrologie vorge-

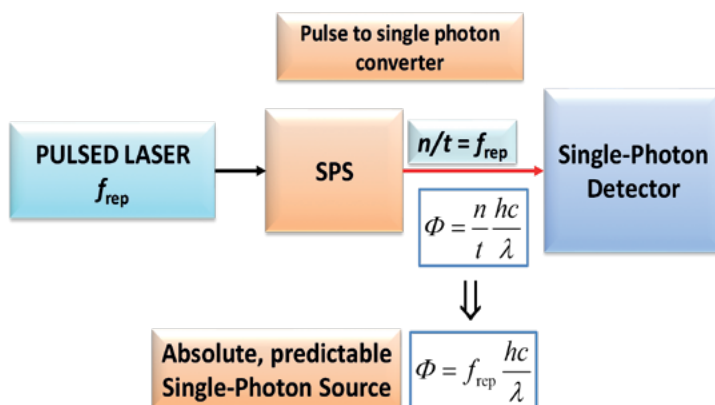
stellt. Aufgrund der Komplexität des Themas kann diese Übersicht selbstverständlich nicht vollständig sein. Schwerpunkte dieses Artikels waren die Metrologie für Einzelphotonendetektoren sowie die metrologische Charakterisierung von Einzelphotonenquellen. Wichtig war es auch, die für die Anwendung von Einzelphotonendetektoren und -quellen wichtigen Eigenschaften vorzustellen und in den metrologischen Kontext zu setzen.

Es ist zu erwarten, dass die Einzelphotonenmetrologie zukünftig verstärkt Eingang in die nationalen Metrologieinstitute finden wird. Dies gilt einerseits für die Einzelphotonendetektoren, die kommerziell erhältlich und bereits sehr weit entwickelt sind und vielfach eingesetzt werden. Hier ist es notwendig, dass die nationalen Metrologieinstitute entsprechende Dienstleistungen anbieten, um Herstellern und Anwendern die notwendige messtechnische Unterstützung zu bieten. Einzelphotonenquellen dagegen könnten selbst ein großes Feld von Anwendungen in der Metrologie finden. Sie könnten die Grundlage für eine neue Art von Präzisionsmesstechnik, insbesondere im Bereich der Quantenmetrologie, sein. Inwieweit sie selbst industrielle Anwendungen finden können hängt sehr stark davon ab, ob sie den dafür notwendigen technologischen Entwicklungsgrad erreichen können.

### Literatur

- [1] N. Sangouard, H. Zbinden, „What are single photons good for?“, *Journal of Modern Optics*, 59, 1458–1464 (2012), <https://doi.org/10.1080/09500340.2012.687500>.
- [2] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov, „Single-photon sources and detectors“, *Invited Review Article, Review of Scientific Instruments* 82, 071101 (2011); <https://doi.org/10.1063/1.3610677>.
- [3] „Single-Photon Generation and Detection: Physics and Applications“ *Experimental Methods in the Physical Sciences*, Volume 45, Hrsg. A. Migdall, S. V. Polyakov, J. Fan, J. C. Bienfang, Academic Press, ISBN: 9780123876959, 2013.
- [4] Tsang, W. T., ed. (1985). *Semiconductors and Semimetals*. Vol. 22, Part D „Photodetectors“. Academic Press.
- [5] Campbell, J. C. (2007). „Recent advances in Telecommunications Avalanche Photodiodes“. *Journal of Lightwave Technology*. 25 (1): 109–121, <https://doi.org/10.1109/JLT.2006.888481>.
- [6] Introduction to silicon photomultipliers (SiPMs). [https://www.first-sensor.com/cms/upload/appnotes/AN\\_SiPM\\_Introduction\\_E.pdf](https://www.first-sensor.com/cms/upload/appnotes/AN_SiPM_Introduction_E.pdf)
- [7] Introduction to SiPM. <https://www.sensl.com/downloads/ds/TN%20-%20Intro%20to%20SPM%20Tech.pdf>

**Abbildung 5.23:** Grundlegendes Schema einer Standard-Einzelphotonenquelle: Ein gepulster Laser (oder eine elektrische Triggerquelle), der mit einer Wiederholungsfrequenz  $f_{rep}$  arbeitet, regt die Einzelphotonenquelle SPS an, die für jeden Anregungspuls ein Photon aussendet. Die optische Leistung eines solchen „Puls-zu-Photon-Konverters“ wäre  $\Phi = f_{rep} \frac{hc}{\lambda}$ , aus [90].



- [8] Slawomir Piatek: A technical guide to silicon photomultipliers (SiPM). [https://web.archive.org/web/20170708222634/https://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical\\_sensors/articles/technical\\_guide\\_to\\_silicon\\_photomultipliers\\_sipm/index.html](https://web.archive.org/web/20170708222634/https://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical_sensors/articles/technical_guide_to_silicon_photomultipliers_sipm/index.html)
- [9] [www.excelitas.com](http://www.excelitas.com)
- [10] D. H. Andrews et al., „Attenuated superconductors I. For measuring infra-red radiation“. *Rev. Sci. Instrum.*, 13, 281 (1942), <https://doi.org/10.1063/1.1770037>.
- [11] K. D. Irwin, „An application of electrothermal feedback for high resolution cryogenic particle detection“. *Appl. Phys. Lett.*, 66, 1998 (1995), <https://doi.org/10.1063/1.113674>.
- [12] K. D. Irwin and G. C. Hilton, „Transition-edge sensors“, *Cryogenic Particle Detection*, ed. C. Enns, Springer (2005), [https://doi.org/10.1007/10933596\\_3](https://doi.org/10.1007/10933596_3).
- [13] Lita et al., „Counting near-infrared single-photons with 95 % efficiency“, *Optics Express* 16, 3032 (2008), <https://doi.org/10.1364/OE.16.003032>
- [14] J. Miller et al., „Demonstration of a low-noise near-infrared photon counter with multiphoton discrimination“, *Appl. Phys. Lett.*, 83, 791–793. (2003), <https://doi.org/10.1063/1.1596723>
- [15] Sae Woo Nam paper
- [16] Lita et al., „Tuning of tungsten thin film superconducting transition temperature for fabrication of photon number resolving detectors“, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 15, 3528 (2005), <https://doi.org/10.1109/TASC.2005.849033>
- [17] J. Bock et al., „A novel bolometer for infrared and millimeter-wave astrophysics“, *Space Science Reviews*, 74, 229–235 (1995), <https://doi.org/10.1007/BF00751274>
- [18] Antia Lamas-Linares, Brice Calkins, Nathan A. Tomlin, Thomas Gerrits, Adriana E. Lita, Jörn Beyer, Richard P. Mirin, and Sae Woo Nam, "Nanosecond-scale timing jitter for single photon detection in transition edge sensors", *Appl. Phys. Lett.* 102, 231117 (2013)
- [19] M. Natarajan, M. G. Tanner, and R. H. Hadfield, „Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications“, *Superconductor Science and Technology* 25, 063001 (2012), <https://doi.org/10.1088/0953-2048/25/6/063001>, arXiv:1204.5560
- [20] D. Semenov, G. N. Gol'tsman and A. A. Korneev, „Quantum detection by current carrying superconducting film“, *Physica C* 351, 349 (2001), [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(00\)01637-3](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(00)01637-3)
- [21] G. N. Gol'tsman et al., „Picosecond superconducting single-photon optical detector“, *Applied Physics Letters* 79, 705 (2001), <https://doi.org/10.1063/1.1388868>
- [22] Chip Elliott, „The DARPA quantum network“, *Quantum physics of nature. Theory, experiment and interpretation. in collaboration with 6th European QIPC workshop, Austria, 2005.*
- [23] Martin A. Jaspan, Jonathan L. Habif, Robert H. Hadfield, Sae Woo Nam, „Heralding of telecommunication photon pairs with a superconducting single photon detector“, *Applied Physics Letters* 89(3):031112-031112-3, July 2006.
- [24] BBN Technologies, „DARPA Quantum Network Testbed“, Final Technical Report, 2007.
- [25] Francesco Marsili. „High Efficiency in the Fastest Single-Photon Detector System“. 2013.
- [26] Hadfield, Robert H. (December 2009). „Single-photon detectors for optical quantum information applications“. *Nature Photonics*. 3 (12): 696–705. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.230>. ISSN 1749-4885.
- [27] Andrew J. Kerman et al., „Kinetic-inductance-limited reset time of superconducting nanowire photon counters“, *Applied Physics Letters* 88, 111116 (2006), <https://doi.org/10.1063/1.2183810>.
- [28] J. Annunziata et al., „Reset dynamics and latching in niobium superconducting nanowire single photon detectors“, *Journal of Applied Physics* 108, 084507 (2010), <https://doi.org/10.1063/1.3498809>.
- [29] Yu. P. Gousev et al., „Electron-phonon interaction in disordered NbN films“, *Physica B* 194-196, 1355 (1994), [https://doi.org/10.1016/0921-4526\(94\)91007-3](https://doi.org/10.1016/0921-4526(94)91007-3)
- [30] Kristine M Rosfjord; Joel KW Yang; Eric A Dauler; Andrew J Kerman; Vikas Anant; Boris M Voronov; Gregory N Gol'tsman; Karl K Berggren (2006). „Nanowire single-photon detector with an integrated optical cavity and anti-reflection coating“. *Optics Express*. 14 (527): 527. <https://doi.org/10.1364/OPEX.14.000527>.
- [31] Andrew J Kerman; Eric A Dauler; Joel KW Yang; Kristine M Rosfjord; Vikas Anant; Karl K Berggren; Gregory N Gol'tsman; Boris M Voronov (2007). „Constriction-limited detection efficiency of superconducting nanowire single-photon detectors“. *Applied Physics Letters*. 90 (10): 101110. arXiv:physics/0611260. <https://doi.org/10.1063/1.2696926>.
- [32] J. Zhang et al., „Response time characterization of NbN superconducting single-photon detectors“, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 13, 180 (2003), <https://doi.org/10.1109/TASC.2003.813675>
- [33] J. Kitaygorsky et al., „Origin of dark counts in nanostructured NbN single-photon detectors“, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 15, 545 (2005), <https://doi.org/10.1109/TASC.2005.849914>
- [34] G. A. Steudle et al., „Measuring the quantum nature of light with a single source and a single detector“, *Physical Review A* 86, 053814 (2012), <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.053814>

- [35] <https://www.etsi.org/>
- [36] ETSI GS QKD 011 V1.1.1 (2016-05), [https://www.etsi.org/deliver/etsi\\_gs/QKD/001\\_099/011/01.01.01\\_60/gs\\_QKD011v010101p.pdf](https://www.etsi.org/deliver/etsi_gs/QKD/001_099/011/01.01.01_60/gs_QKD011v010101p.pdf)
- [37] J. Chunnillal, I. P. Degiovanni, S. Kück, I. Müller, A. G. Sinclair; „Metrology of single-photon sources and detectors: a review“ *Opt. Eng.* 0001;53(8):081910. <https://doi.org/10.1117/1.OE.53.8.081910> (2014).
- [38] Single-Photon Generation and Detection, Volume 45: Physics and Applications (Experimental Methods in the Physical Sciences), edited by: Alan Migdall, Sergey V. Polyakov, Jingyun Fan, Joshua C. Bienfang, ISBN-13: 978-0123876959, ISBN-10: 0123876958, Academic Press, 2013.
- [39] Burnham, D.C; Weinberg, D.L. *Phys. Rev. Lett.* 1970, 25, 84–87.
- [40] Klyshko, D.N. *Kvantovaya Elektron.* 1977, 4, 591–595.
- [41] Klyshko, D.N. *Kvantovaya Elektron.* 1980, 7, 1112–1116.
- [42] Rarity, J.G.; Ridley, K.D.; Tapster, P.R. *Appl. Opt.* 1987, 26, 4616–4619.
- [43] Penin, A.N.; Sergienko, A.V. *Appl. Opt.* 1991, 30, 3582–3588.
- [44] Kwiat, P.G.; Steinberg, A.M.; Chiao, R.Y.; Eberhard, P.H.; Petroff, M.D. *Phys. Rev. A* 1993, 48, 867–870.
- [45] Ware, M.; Migdall, A.L. *J. Mod. Opt.* 2004, 15, 1549–1557.
- [46] Castelletto, S.; Degiovanni, I.; Migdall, A.L.; Ware, M. *New J. Phys.* 2004, 87, 1–16.
- [47] Migdall, A.L.; Datla, R.U.; Sergienko, A.; Shih, Y.H. *Metrologia* 1996, 32, 479–483.
- [48] Brida, G.; Castelletto, S.; Degiovanni, I.P.; Novero, C.; Rastello, M.L. *Metrologia* 2000, 37, 625–628.
- [49] Ghazi-Bellouati, A.; Razet, A.; Bastie, J.; Himbert, M.E.; Degiovanni, I.P.; Castelletto, S.; Rastello, M.L., *Metrologia* 2005, 42, 271–277.
- [50] Cheung, J.Y.; Chunnillal, C.J.; Woolliams, E.R.; Mountford, N.P.F.J.R.; Wang, J.; Thomas, P.J. *J. Mod. Opt.* 2007, 54, 373–396.
- [51] Chen, X.H.; Zhai, Y.H.; Zhang, D.; Wu, L.A. *Opt. Lett.* 2006, 15, 2441–2443.
- [52] Polyakov, S.V.; Migdall, A.L. *Opt. Express* 2007, 15, 1390–1407.
- [53] Beaumont, A.; Cheung, J.Y.; Chunnillal, C.J.; Ireland, J.; White, M.G. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 2009, 610, 183–187.
- [54] J. Chunnillal, I. P. Degiovanni, S. Kück, I. Müller, A. G. Sinclair; „Metrology of single-photon sources and detectors: a review“ *Opt. Eng.* 0001;53(8):081910. <https://doi.org/10.1117/1.OE.53.8.081910> (2014)
- [55] M. López, H. Hofer, S. Kück, „Detection efficiency calibration of single-photon silicon avalanche photodiodes traceable using double attenuator technique, *Journal of Modern Optics* 62, S21–S27 (2015), <http://dx.doi.org/10.1080/09500340.2015.1021724>.
- [56] K. Dhoska, H. Hofer, B. Rodiek, M. López, T. Kübarsepp, S. Kück, „Improvement of the detection efficiency calibration and homogeneity measurement of Si-SPAD detectors“, SpringerPlus: 5, [Online only], 2065-1 – 2065-14 (2016).
- [57] W. Schmunk et al., „Radiometric Calibration of Single Photon Detectors by a Single Photon Source based on NV-centers in diamond“, *Journal of Modern Optics* 58, 1252 (2011)
- [58] Müller, R. M. Klein, J. Hollandt, G. Ulm, L. Werner, „Traceable calibration of Si avalanche photodiodes using synchrotron radiation“, *Metrologia* 49, S152 (2012)
- [59] Müller, R. M. Klein and L. Werner, „Traceable calibration of a fibre-coupled superconducting nano-wire single photodetector using characterized synchrotron radiation“, *Metrologia* 51 (2014) S329–S335, <https://doi.org/10.1088/0026-1394/51/6/S329>.
- [60] G. Porrovecchio, M. Šmid, M. López, H. Hofer, B. Rodiek, S. Kück, „Comparison at the sub-100-fW optical power level between a high sensitive, low noise Silicon photodiode and a low optical flux measurement facility based on a double attenuator technique“, *Metrologia* 53 1115–1122, (2016), <https://doi.org/10.1088/0026-1394/53/4/1115>.
- [61] P. Lombardi, M. Trapuzzano, M. Colautti, G. Margheri, I. P. Degiovanni, M. López, S. Kück, and C. Toninelli, „A Molecule Based Single Photon Source Applied in Quantum Radiometry“, *Advanced Quantum Technologies*, 1900083 (2019), <https://doi.org/10.1002/qute.201900083>.
- [62] Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement, 1st ed., BIPM, September 2008.
- [63] H. Georgieva, M. López, H. Hofer, J. Christinck, B. Rodiek, P. Schnauber, A. Kaganskiy, T. Heindel, S. Rodt, S. Reitzenstein, S. Kück, „Radiometric characterization of a triggered narrow-bandwidth single-photon source and its use for the calibration of silicon single-photon avalanche detectors“
- [64] <https://www.bipm.org/kcdb/>
- [65] [https://www.euramet.org/technical-committees/tc-projects/details/project/pilot-study-on-the-detection-efficiency-of-single-photon-detectors-si-spad/?tx\\_euramettcp\\_project%5Baction%5D=show&tx\\_euramettcp\\_project%5Bcontroller%5D=Project&cHash=17354d6fe69f9690d6e294f89b5576b4](https://www.euramet.org/technical-committees/tc-projects/details/project/pilot-study-on-the-detection-efficiency-of-single-photon-detectors-si-spad/?tx_euramettcp_project%5Baction%5D=show&tx_euramettcp_project%5Bcontroller%5D=Project&cHash=17354d6fe69f9690d6e294f89b5576b4)
- [66] G. S. Buller and R. J. Collins, „Single-photon generation and detection“, *Measurement Science and Technology* 21, 012002 (2010).

- [67] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov, „Single-photon sources and detectors“, *Review of Scientific Instruments* 82, 071101 (2011).
- [68] N. Sangouard and H. Zbinden, „What are single photons good for?“, *Journal of Modern Optics* 59, 1458 (2012).
- [69] C. J. Chunnillall, I. P. Degiovanni, S. Kück, I. Müller, and A. G. Sinclair, *Metrology of single-photon sources and detectors: a review*, *Optical Engineering* 53, 081910 (2014).
- [70] Y. Cheung, C. J. Chunnillall, E. R. Woolliams, N. P. Fox, J. R. Mountford, J. Wang and P. J. Thomas, „The quantum candela: a re-definition of the standard units for optical radiation“, *Journal of Modern Optics* 54, 373 (2007).
- [71] R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, „A test of a new type of stellar interferometer on sirius“, *Nature* 178, 1046–1048 (1956); <https://doi.org/10.1038/1781046a0>.
- [72] B. Rodiek, „Eignung von Einzelphotonenemittern basierend auf Stickstofffehlstellen in Nanodiamanten als Strahlungsquelle für die Radiometrie“, Dissertation, TU Braunschweig, 2018.
- [73] W. Schmunk, private Mitteilung
- [74] H. J. Kimble, M. Dagenais, und L. Mandel: Photon antibunching in resonance fluorescence. In: *Phys. Rev. Lett.* Nr. 39, 1977, S. 691.
- [75] F. Diedrich und H. Walther: Nonclassical radiation of a single stored ion. In: *Phys. Rev. Lett.* Nr. 58, 1987, S. 203.
- [76] Brahim Lounis, Michel Orrit: Single-photon sources. In: *Rep. Prog. Phys.* Band 68, Nr. 5, 21. April 2005, S. 1129, <https://doi.org/10.1088/0034-4885/68/5/R04>.
- [77] S. M. W. Doherty, N. B. Manson, P. Delaney, F. Jelezko, J. Wrachtrup, and L. C. L. Hollenberg, „The nitrogen-vacancy colour centre in diamond“, *Physics Reports* 528, 1 (2013).
- [78] B. Rodiek, M. López, H. Hofer, G. Porrovecchio, M. Šmid, X.-L. Chu, S. Götzinger, V. Sandoghdar, S. Lindner, C. Becher, S. Kück, „Experimental realization of an absolute single-photon source based on a single nitrogen vacancy center in a nanodiamond“, *Optica* 4, 71 (2017).
- [79] B. Rodiek, M. López, H. Hofer, S. Kück, „The absolutely characterized nitrogen vacancy center-based single-photon source – measurement uncertainty of photon flux and angular emission properties“, *J. Phys.: Conf. Ser.* 972 012008 (2018).
- [80] S. Mayer: „N/V-Zentren als Einzel-Photonen-Quelle“, LMU München, Diplomarbeit, 2000.
- [81] J. Christinck, B. Rodiek, M. López, H. Hofer, H. Georgieva, S. Kück, "Characterization of the angular-dependent emission of nitrogen-vacancy centers in nanodiamond", *Appl. Phys. B* 126, 161 (2020). <https://doi.org/10.1007/s00340-020-07508-2>
- [82] A. Beveratos, R. Brouri, T. Gacoin, J.-P. Poizat, and P. Grangier, „Nonclassical radiation from diamond nanocrystals“, *Phys. Rev. A* 64, 061802(R) (2001)
- [83] J. Storteboom, P. Dolan, S. Castelletto, X. LI, M. GU, „Lifetime investigation of single nitrogen vacancy centres in nanodiamonds“, *Optics Express* 23, 11327 (2015); <https://doi.org/10.1364/OE.23.011327>
- [84] X.-L. Chu, T. J. K. Brenner, X.-W. Chen, Y. Ghosh, J. a. Hollingsworth, V. Sandoghdar, and S. Götzinger, „Experimental realization of an optical antenna designed for collecting 99% of photons from a quantum emitter“, *Optica*, vol. 1, no. 4, pp. 203–208, 2014.
- [85] D. Zhang, R. Badugu, Y. Chen, S. Yu, P. Yao, P. Wang, H. Ming, and J. R. Lakowicz, „Back focal plane imaging of directional emission from dye molecules coupled to one-dimensional photonic crystals“, *Nanotechnology*, vol. 25, no. 14, 2014.
- [86] W. Lukosz and R. E. Kunz, „Light emission by magnetic and electric dipoles close to a plane dielectric interface II Radiation patterns of perpendicular oriented dipoles“, *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 67, no. 12, pp. 1615–1619, 1977.
- [87] Masterarbeit von Herrn J. Christinck, „Einfluss von dielektrischen Grenzflächen auf die Abstrahlcharakteristik von NV-Zentren in Nanodiamant“, Masterarbeit, Technische Universität Braunschweig (2019)
- [88] A. A. L. Nicolet, C. Hofmann, M. A. Kol'chenko, B. Kozankiewicz, M. Orrit, *ChemPhysChem* 2007, 8, 1215.
- [89] a) J.-B. Trebbia, P. Tamarat, B. Lounis, *Phys. Rev. A* 2010, 82, 063803; b) S. Grandi, K. D. Major, C. Polisseni, S. Boissier, A. S. Clark, E. A. Hinds, *Phys. Rev. A* 2016, 94, 063839.
- [90] S. Pazzagli, P. Lombardi, D. Martella, M. Colautti, B. Tiribilli, F. S. Cataliotti, C. Toninelli, *ACS Nano* 2018, 12, 4295.
- [91] A. Sperling, S. Kück, „The SI Unit Candela“, *Annalen der Physik* 531, 1800305 (2019). <https://doi.org/10.1002/andp.201800305>
- [92] J. Zwinkels, A. Sperling, T. Goodman, J. Campos, Y. Ohno, M.L. Rastello, M. Stock, E. Woolliams: *Mise en pratique for the definition of the candela and associated derived units for photometric and radiometric quantities in the International System of Units (SI)*. *Metrologia*: 53, G1(2016).
- [93] A. Vaigu et al., „Experimental demonstration of a predictable single photon source with variable photon flux“, *Metrologia* 54, 218 (2017)

