

N/V-Zentren als Einzelphotonenquellen

Bachelorarbeit



Arbeitsgruppe Prof. Dr. H. Weinfurter

Angefertigt am Lehrstuhl Prof. Dr. T. Hänsch

Lukas Knips

9. Mai 2011

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	4
2.1	Einzelphotonenquellen	4
2.2	Eigenschaften von Diamant	4
2.3	Das N/V-Zentrum	5
2.4	Photonenstatistik	8
3	Laseraufbau und -charakterisierung	12
3.1	Gauß'sche Strahlenoptik	12
3.2	Optische Komponenten	13
3.3	Lasersystem	14
3.4	Fabry-Perot-Interferometer	15
4	Konfokales Mikroskop und Messungen an einem N/V-Zentrum	20
4.1	Konfokales Mikroskop	20
4.2	Polarisationsstabilität der Faser	22
4.3	Nanodiamanten und Bulkdiamanten	23
4.4	Messungen an einem N/V-Zentrum	24
5	Zusammenfassung und Ausblick	33
6	Anhang	34
6.1	Kalibrierung Spektrometer	34
6.2	Verwendete Proben	34
6.3	Spezifikationen optischer Komponenten	35
6.4	Programme	36
	Literatur	37

1 Einleitung

In vielen Bereichen der Quantenoptik eröffnet die Nutzung einzelner Photonen vielversprechende Möglichkeiten [1, 2, 3]. Systeme, die gleichzeitig nie mehr als ein Photon emittieren, bezeichnet man als Einzelphotonenquellen. Ein aussichtsreiches System zur Nutzung als Einzelphotonenquelle ist die Kombination eines Gitterdefekts in Diamant und eines substituierten Stickstofffremdatoms, das sogenannte *N/V-Zentrum*. Dieses Festkörpersystem zeichnet sich unter anderem durch eine gute Photostabilität sowie die Nutzbarkeit bei Raumtemperatur aus [4]. Aktuell fokussiert sich unsere Arbeitsgruppe auf Experimente mit Nanodiamanten, Diamantstrukturen mit einem Durchmesser weitaus kleiner als $1\ \mu\text{m}$. Ein wichtiger Aspekt ist dabei, dass der Nanodiamant kleiner als die Wellenlänge des vom Zentrum emittierten Fluoreszenzlichtes ist. Dadurch vermeidet man z. B. Totalreflexion des Fluoreszenzlichts und erhält damit sehr effiziente Einzelphotonenquellen. Ein nächster interessanter Schritt für unsere Arbeitsgruppe wäre die effiziente Einkopplung von Fluoreszenzlicht von N/V-Zentren in Glasfasern. Zu diesem Zweck beabsichtigen wir, spezielle Lichtwellenleiter zu verwenden, bei denen ein bedeutender Teil des Lichtfeldes als evaneszentes Feld geführt wird [5]. Befindet sich ein Nanodiamant in Reichweite dieses Feldes, kann das Fluoreszenzlicht direkt in die Glasfaser einkoppeln. Da N/V-Zentren anisotrop an das Lichtfeld koppeln [6], spielt die Orientierung der Dipolmomente dieses Punktemitters zur Symmetrierichtung der Faser eine entscheidende Rolle. Diese Orientierung lässt sich bestimmen, indem die Fluoreszenz in Abhängigkeit von der Anregepolarisation gemessen wird [7].

Ziel meiner Arbeit war im ersten Schritt die Integration eines neuen Lasers in den bereits vorhandenen Versuchsaufbau. Eine wichtige Anforderung - und der Grund für den Austausch des bisher verwendeten Lasers - ist eine gute Leistungsstabilität. Nur so können wir über Zeitskalen von mehreren Stunden bis wenigen Tagen zuverlässig messen. Anschließend galt es, mehrere Proben auf ihren Gehalt und die Stabilität der N/V-Zentren hin zu untersuchen. Im ersten Schritt suchen wir mithilfe eines Konfokalmikroskops in unseren Nanodiamantproben mögliche N/V-Zentren. Die gefundenen Punktstreuer wurden anschließend mit einem Spektrometer überprüft. Zum Nachweis einzelner N/V-Zentren wurde zusätzlich die Photonenstatistik (die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung) mit einem Aufbau nach Hanbury Brown und Twiss gemessen. Ferner wurden erste polarisationsabhängige Fluoreszenzmessungen von N/V-Zentren durchgeführt, die es ermöglichen sollen, die Orientierung des strahlenden Dipols im Raum zu rekonstruieren.

Nachdem im nächsten Kapitel eine theoretische Einführung sowie grundlegende Gedanken folgen, werde ich im dritten Kapitel auf das neue Lasersystem sowie dessen Charakterisierung eingehen. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der eigentlichen Messapparatur - dem konfokalen Mikroskop - und den damit durchgeführten Experimenten. Anschließend möchte ich eine kurze Zusammenfassung sowie einen Ausblick unserer Gruppe geben, bevor im Anhang Ergänzungen zu verwendeten Proben, Geräten und technischen Details folgen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Einzelphotonenquellen

Lichtquellen, die zu keinem Zeitpunkt mehr als ein Photon emittieren, bezeichnet man als Einzelphotonenquellen. Der mittlere Abstand zwischen zwei Photonen liegt dabei je nach Lebensdauer des angeregten Zustands in der Größenordnung einiger Nanosekunden. Bei einem Zwei-Niveau-System relaxiert der angeregte Zustand statistisch nach einer endlichen Zeit in den Grundzustand. Mögliche Einzelphotonenquellen sind daher Atome, die angeregt werden und nach einer endlichen Zeit unter Emission eines Photons relaxieren. Ebenso kann man Quantenpunkte oder Farbstoffmoleküle als Einzelphotonenquellen nutzen.

Wir untersuchen einzelne Stickstoff-Fehlstellen-Zentren (N/V-Zentren) in Diamant. Die Vorteile von N/V-Zentren sind u.a. eine hohe Photostabilität sowie die relativ einfache Handhabung [4].

Reduziert man hingegen einfach die Leistung eines Lasers durch Verwendung geeigneter Abschwächer, kann man im Mittel zwar Photonen mit geeignetem zeitlichem Abstand erhalten; es besteht allerdings unverändert die Gefahr, dass mehrere Photonen gleichzeitig mit derselben Information versandt werden. Eine ideale Einzelphotonenquelle sendet auf der einen Seite zu keinem Zeitpunkt zwei Photonen gleichzeitig; auf der anderen Seite sollte der zeitliche Abstand zwischen zwei Photonen nicht zu groß sein, damit genügend große Datenraten möglich werden.

2.2 Eigenschaften von Diamant

Bei den von uns betrachteten Stickstoff-Fehlstellen-Zentren (*nitrogen-vacancy*: N/V) handelt es sich um Punktdefekte in einem Diamantgitter. Diamant kristallisiert in einem kubisch flächenzentrierten Gitter (fcc) [3]. Die Bindungen liegen in Form von sp^3 -hybridisierten Bindungen vor. Der Brechungsindex liegt zwischen 2,41 und 2,42. Lediglich von Bor und Stickstoff konnte bisher nachgewiesen werden, dass sie in die Diamantstruktur substituieren, während andere Atome als Einschlüsse vermutet werden [8]. Daher werden Diamanten auch anhand ihrer Bor- und Stickstoffkonzentration klassifiziert. Für unsere Zwecke ist die Unterscheidung in folgende Klassen [3, 8, 9, 10] hilfreich:

- Typ Ia:
Diese Diamant-Klasse definiert sich durch eine sehr hohe Stickstoff-Konzentration von bis etwa 3000 ppm. Etwa 98% aller natürlichen Diamanten zählen zu diesem Typ.
- Typ Ib:
Diamanten, deren Stickstoff-Verunreinigungen meist einzeln substituiert und damit in einer Konzentration von weniger als etwa 800 ppm auftreten, zählt man zu dieser Klasse. Während nur ca. 0,1% [8] bis 0,2% [3] der natürlichen Diamanten diesem Typ zugerechnet werden, werden die meisten synthetischen Diamanten, die unter hohem Druck mit hoher Temperatur (HPHT) hergestellt werden, hierzu gezählt. Diamanten mit N/V-Zentren sind meist vom Typ Ib.

- Typ IIa:
Die Konzentration an Stickstoff-Verunreinigungen ist bei Typ IIa-Diamanten sehr gering; ebenso weisen sie eine relativ geringe Bor-Konzentration auf. Synthetische IIa-Diamanten zählen zu den reinsten Diamanten. Knapp 2% der natürlichen Diamanten zählen zu dieser Klasse.
- Typ IIb:
Durch eine recht hohe Konzentration an Bor-Substitutionen (bis etwa 50 ppm) zeichnen sich IIb-Diamanten aus. Sie kommen in der Natur sehr selten vor; charakteristisch ist eine bläuliche Farbe.

2.3 Das N/V-Zentrum

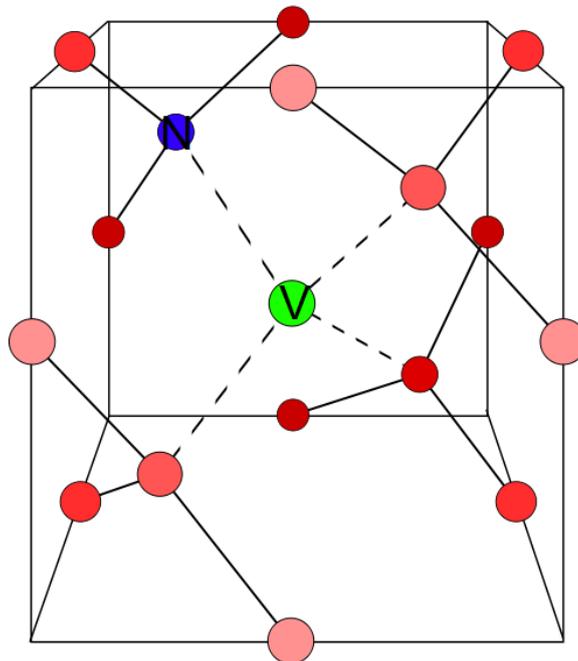


Abbildung 1: Kristallstruktur eines N/V-Zentrums [6]

Hat ein Stickstoff-Atom die Position eines Kohlenstoff-Atoms eingenommen, während sich an einem benachbarten Gitterplatz eine Fehlstelle befindet, d.h. ein Platz des Kohlenstoff-Gitters ist unbesetzt, bezeichnet man diese Kombination von Defekten als N/V-Zentrum.

Werden einzelne N/V-Zentren mit einem Laser geeigneter Wellenlänge angeregt, relaxieren sie unter Aussendung von Fluoreszenzlicht. Sie bieten u.a. die Vorteile, dass sie mit vergleichsweise einfachen Aufbauten wie konfokalen Mikroskopen gut lokalisierbar und auch auf größeren Zeitskalen stabil gegen Ausbleichen sind [4]. Zur Herstellung von N/V-Zentren werden künstliche Diamanten vom Typ Ib verwendet. Um die bereits vorhan-

denen Stickstoff-Fremdatome für die Bildung von N/V-Zentren zu nutzen, müssen mithilfe von Elektronen- oder Neutronenbestrahlung Fehlstellen erzeugt werden [4]. Durch mehrstündiges Ausheilen im Vakuum bei etwa 800° C [11] bis 1000° C [12] können die Fehlstellen zu den Stickstoff-Atomen diffundieren und so Farbzentren bilden; für unsere Zwecke genügen allerdings auch unbehandelte Typ Ib-Diamanten mit einer geringeren Dichte an N/V-Zentren [4].

Durch Polarisationsmessungen wurde herausgefunden, dass N/V-Zentren zwei zueinander orthogonal stehende Dipolmomente besitzen [6]. N/V-Zentren weisen bei einer ESR-Messung (Elektronen-Spin-Resonanz) einen Spin von $S = 1$ auf [13] und liegen daher als Triplett vor. Da Elektronen einen halbzahligen Spin besitzen, verfügen N/V-Zentren über eine geradzahlige Anzahl an Elektronen. Eine nähere Untersuchung [13] legt nahe, dass der Grundzustand ebenso wie der angeregte Zustand als Triplett vorliegt; ferner gibt es einen metastabilen Singulett-Zustand. Für unsere Zwecke ist es geeignet, das System als Drei-Niveau-System [14] (siehe Abbildung 3) zu betrachten.

Zero Phonon Line

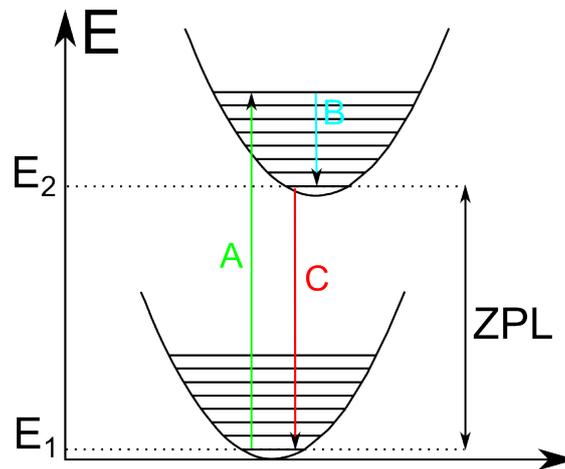


Abbildung 2: Energieschema [15] des Grundzustands (E_1) sowie des angeregten Zustands (E_2). Der grüne Übergang A wird vom Laser getrieben. Übergang B entspricht der Relaxation des angeregten Niveaus. Die Zero-Phonon-Line entspricht Übergang C.

Das N/V-Zentrum kann durch ein Dreiniveausystem modelliert werden. Da vibronische Anregungen auftreten können, fächern die Zustände gemäß Abbildung 2 auf. Die Übergangsenergie aus dem angeregten Zustand ohne Beteiligung von Phononen in den Grundzustand wird als *Zero Phonon Line* (ZPL) bezeichnet. Für ein N/V-Zentrum entspricht die ZPL einer Energie von $E = 1,945$ eV [16] bzw. einer Wellenlänge von $\lambda = 637,96$ nm. Im Emissionsspektrum ist bei dieser Wellenlänge ein Peak zu erwarten.

Modellierung mithilfe eines Dreiniveausystems

Die Anregung mit dem Laser treibt den Übergang von Niveau 1 in Niveau 2. Da Niveau 3 als metastabil betrachtet werden kann, ist der Übergang von Niveau 3 in Niveau 1 vernachlässigbar. Bereits bei Raumtemperatur kann das Zentrum von Niveau 3 durch thermische Anregung in Niveau 2 übergehen [4]. Die Lebensdauer des angeregten Zustands 2 von N/V-Zentren liegt für synthetische Ib-Diamanten bei 11,6 ns, für natürliche Diamanten bei $12,9 \pm 0,1$ ns [11].

Für die Besetzungen ρ_1 , ρ_2 und ρ_3 gilt mit den im Text erwähnten Näherungen:

$$\dot{\rho}_1(t) = -k_{12}\rho_1(t) + k_{21}\rho_2(t) \quad (1)$$

$$\dot{\rho}_2(t) = -k_{21}\rho_2(t) - k_{23}\rho_2(t) + k_{12}\rho_1(t) + k_{32}\rho_3(t) \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_3(t) = -k_{32}\rho_3(t) + k_{23}\rho_2(t), \quad (3)$$

wobei die Randbedingungen $\rho_1(0) = 1$, $\rho_2(0) = 0$ sowie $\rho_3(0) = 0$ gelten [4].

Um den Gleichgewichtszustand zu berechnen, werden $\dot{\rho}_1 = 0$, $\dot{\rho}_2 = 0$, $\dot{\rho}_3 = 0$ sowie

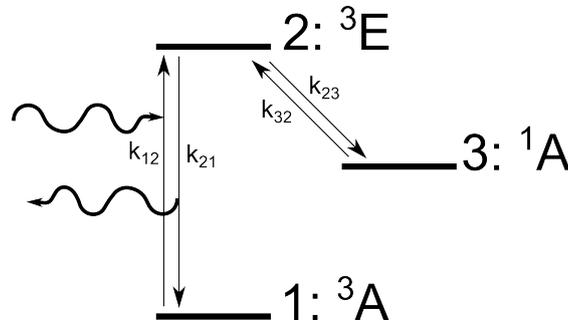


Abbildung 3: Modellierung mithilfe eines Drei-Niveau-Systems

$\rho_1 + \rho_2 + \rho_3 = 1$ benutzt. Hiermit lässt sich die Population des angeregten Zustands ρ_2 im Gleichgewicht bestimmen:

$$\rho_2^{eq.} = \frac{k_{12}k_{32}}{k_{12}k_{32} + k_{21}k_{32} + k_{12}k_{23}}. \quad (4)$$

Da k_{12} die Rate des vom Laser gepumpten Übergangs ist, lässt sich direkt aus Gleichung 4 ein Sättigungsverhalten erkennen [4]: $\rho_2^{eq.}(k_{12}) = \frac{\alpha}{\beta + \gamma/k_{12}}$.

Mithilfe der Abkürzungen

$$\begin{aligned}
A &= k_{12} + k_{21} + k_{32} + k_{31} \\
B &= k_{12}k_{23} + k_{12}k_{32} + k_{21}k_{32} \\
\tau_2 &= \frac{2}{A + \sqrt{A^2 - 4B}} \\
\tau_3 &= \frac{2}{A - \sqrt{A^2 - 4B}} \\
c_2 &= \frac{1 - \tau_2 k_{32}}{k_{32}(\tau_2 - \tau_3)} \\
c_3 &= -1 - c_2 \\
h &= \frac{B}{k_{23}k_{12}} \\
i &= hc_2 \\
j &= hc_3 \\
l &= \frac{B}{k_{23}k_{12}} (1 + A - k_{12}) - 1 \\
m &= c_2 (A - \tau_2^{-1} - k_{12}) \\
n &= c_3 (A - \tau_3^{-1} - k_{12}) \\
o &= 2 + \frac{B}{k_{23}} (1 - A/k_{12}) \\
p &= -m - \frac{Bc_2}{k_{23}k_{12}} \\
q &= -n - \frac{Bc_3}{k_{23}k_{12}}
\end{aligned}$$

können wir die gekoppelten Differentialgleichungen in Gleichungen 1 bis 3 lösen [4] und erhalten schließlich die zeitabhängige Besetzung der Zustände

$$\rho_1(t) = l + me^{-t/\tau_2} + ne^{-t/\tau_3} \quad (5)$$

$$\rho_2(t) = h + ie^{-t/\tau_2} + je^{-t/\tau_3} \quad (6)$$

$$\rho_3(t) = o + pe^{-t/\tau_2} + qe^{-t/\tau_3}, \quad (7)$$

wobei die Größen τ_2 und τ_3 die mittleren Lebensdauern der Zustände 2 und 3 angeben.

2.4 Photonenstatistik

Bunching und Antibunching

Vergleicht man eine thermische Lichtquelle mit einem Laser, wird man unterschiedliche Photonenstatistiken messen. Die thermische Lichtquelle zeigt ein Phänomen, das man als *Photon Bunching* bezeichnet. Wird in einem Photonenstrom ein Photon detektiert, ist die Wahrscheinlichkeit, innerhalb kurzer Zeit ein weiteres zu messen, gesteigert. Eine

kohärente Lichtquelle wie ein Laser zeigt hingegen ein anderes Bild: die Wahrscheinlichkeit, ein Photon zu detektieren, ist unabhängig davon, ob bereits kurz zuvor ein Photon nachgewiesen wurde. Einzelphotonenquellen weisen *Photon Antibunching* auf. Nach der Emission eines ersten Photons ist die Wahrscheinlichkeit, ein weiteres zu messen, für einige Nanosekunden reduziert. Bei einer perfekten Einzelphotonenquelle beträgt die Emissionswahrscheinlichkeit für ein zweites Photon zur selben Zeit Null.

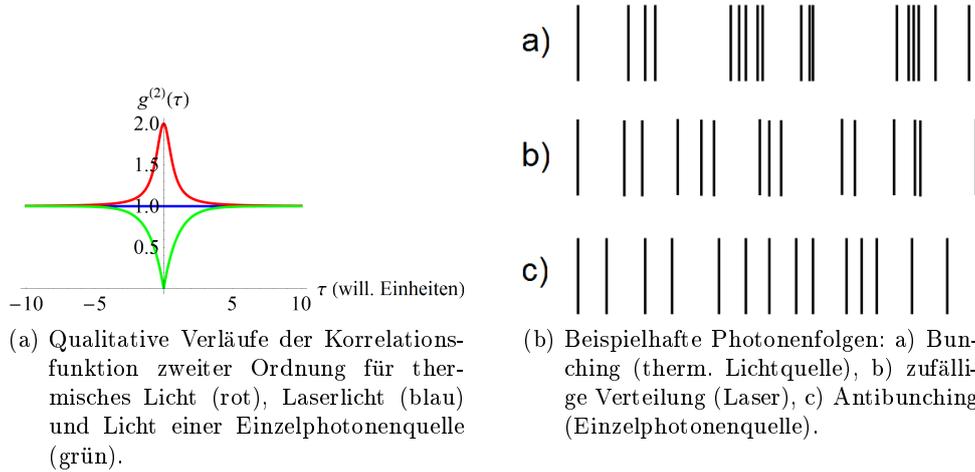


Abbildung 4: Veranschaulichung von Bunching und Antibunching [17].

Korrelationsfunktion zweiter Ordnung

Die klassische Korrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\tau)$ beschreibt Intensitätskorrelationen.

$$g_{\text{klassisch}}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t+\tau)I(t) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \quad (8)$$

Im nicht-klassischen Fall ist eine von der Intensität gelöste Formulierung wünschenswert. Als Korrelationsfunktion erweist sich daher folgende Formulierung [18] als nützlich:

$$g_{\text{nicht-klassisch}}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}(t+\tau) \hat{a}(t) \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t) \rangle^2} \quad (9)$$

mit dem Vernichtungsoperator \hat{a} und dem Erzeugungsoperator \hat{a}^\dagger . Unter Zuhilfenahme des Besetzungszahloperators (siehe z.B. [19]) $\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$ erhalten wir für $\tau = 0$

$$g^{(2)}(\tau = 0) = \frac{\langle \hat{n}(\hat{n} - 1) \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2}. \quad (10)$$

Im Folgenden verwenden wir Gleichung 9 als Definition für $g^{(2)}(\tau)$.

Eine perfekte Einzelphotonenquelle erfüllt die Bedingung $\hat{n} = 1$, wodurch nach Gleichung 10 die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung zum Zeitpunkt $\tau = 0$ auf Null absinkt. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4a erkennbar. Es kann vorkommen, dass mehrere

N/V-Zentren dicht beieinander liegen. In diesem Fall überlagern sich verschiedene Einzelphotonenquellen, wodurch $g^{(2)}(\tau = 0) > 0$ wird. Die Einbruchtiefe, im Folgenden *Dip* genannt, mehrerer unabhängiger N/V-Zentren verhält sich bei $\tau = 0$ gemäß

$$g^{(2)}(\tau = 0) = 1 - \frac{1}{N}, \quad (11)$$

wobei N die Anzahl der N/V-Zentren angibt. Aus dem Verhältnis der Besetzungen vom Niveau 2 zum Zeitpunkt τ zum stationären Fall $\tau \rightarrow \infty$ (siehe Gleichung 12) lässt sich der Verlauf der Korrelationsfunktion herleiten [3, 20, 4]:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\rho_2(\tau)}{\rho_2(\tau \rightarrow \infty)}. \quad (12)$$

Für das Drei-Niveau-System ergibt sich damit und mit Gleichung 6 der Kurvenverlauf

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \alpha e^{-|\tau|/\tau_2} + \beta e^{-|\tau|/\tau_3} \quad (13)$$

mit entsprechenden Koeffizienten α und β .

HBT-Messung

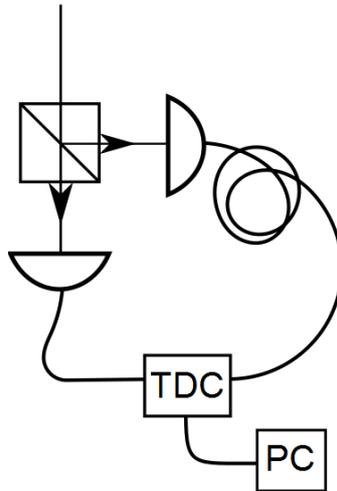


Abbildung 5: Schematischer Aufbau des Hanbury-Brown-Twiss-Versuchs

Zur Messung der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\tau)$ nutzen wir den ursprünglich auf die australischen Astronomen Hanbury Brown und Twiss zurückgehenden Versuchsaufbau [18]. Zwei Avalanche-Photodioden (APDs) sind so hinter einem Strahlteiler angebracht, dass ein einzelnes Photon zufällig von einem der beiden Detektoren nachgewiesen wird. Trifft nun ein erstes Photon zufällig auf eine der beiden APDs, startet eine Zeitmessung, die durch Registrierung eines zweiten Photons im anderen Detektor beendet wird. Die Zeitdifferenz des Auftreffens beider Photonen wird zur Erstellung des

Histogramms benötigt. Da APDs eine endliche Totzeit haben, könnte der Zeitbereich um 0 ns mit einer einzigen Photodiode nicht aufgelöst werden. Beide APDs sind mit einem Computer zur Signalverarbeitung verbunden, wobei der Signalweg eines Detektors um 60 ns verzögert wird (siehe Abbildung 5). Dadurch wird der Nullpunkt technisch um 60 ns verschoben, so dass beide Seiten des erwarteten Dips verarbeitet werden.

3 Laseraufbau und -charakterisierung

3.1 Gauß'sche Strahlenoptik

Zur Untersuchung von N/V-Zentren nutzen wir ein Konfokalmikroskop (siehe nachfolgendes Kapitel). Um die Ausbreitung des Lichts besser zu verstehen, lohnt sich ein Exkurs zur Theorie der Gauß'schen Strahlen. Die Gauß-Strahlen stellen eine für Laserlicht besonders geeignete Form der Beschreibung dar. Charakteristisch für Gauß-Strahlen ist, dass sie sich achsennah ähnlich wie ebene Wellen verhalten, während auf der anderen Seite die Divergenz des Lichtes für große Entfernungen von der Quelle ein kugelwellenähnliches Verhalten bewirkt. Gehen wir von einem homogenen Medium mit gleichbleibendem Brechungsindex aus, erhalten wir aus den Maxwellgleichungen die Wellengleichung [21]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \vec{E}(x, y, z) = 0, \quad (14)$$

wobei die Richtung des elektrischen Feld in einen ortsunabhängigen Vektor separiert werden kann: $\vec{E}(x, y, z) = \vec{e}E(x, y, z)$. Wählt man nun einen geeigneten Separationsansatz [21]

$$E(x, y, z) = E_0 X(x, z) Y(y, z) e^{-ikz}, \quad (15)$$

und beachtet die paraxiale Näherung, erhält man die Hermite-Gauß-Moden

$$\vec{E}_{m,n}(x, y, z, t) = \vec{e}E_0 X_m(x, z) Y_n(y, z) e^{-ikz} e^{i\omega t} \quad (16)$$

mit

$$X_m(x, z) = \sqrt{\frac{w_0}{w(z)}} \exp\left(-\frac{x^2}{w^2(z)} - i\frac{kx^2}{2R(z)} + i\frac{2m+1}{2}\eta(z)\right) \quad (17)$$

($Y_n(y, z)$ analog). $R(z) = z \left(1 + (z_0/z)^2\right)$ gibt den Radius der Wellenfronten an mit dem Rayleigh-Parameter z_0 . An der Stelle $z = z_0$ gilt für den Strahl $w(z = z_0) = \sqrt{2}w_0$ [18]. Als Strahlradius $w(z)$ bezeichnet man den Abstand zur Strahlachse, bei dem die Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist. Für den Strahlradius gilt hierbei $w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right)$.

Die Strahltaile w_0 entspricht dem kleinsten Strahlradius.

$\eta(z)$ ist hier die Gouy-Phase. Die Gouy-Phase verhält sich derart, dass nach dem longitudinalen Durchlaufen durch die Strahltaile eine Phase der Größe π aufgesammelt wurde. Mit diesen Bezeichnungen ergibt sich für die Intensität der Gauß'schen Grundmode [18]

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w(z)}{w_0}\right)^2 \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right). \quad (18)$$

Zur Untersuchung des transversalen Profils sei $z = 0$ gewählt, so dass sich die Intensitätsverteilung vereinfacht auf

$$I(r) |_{z=0} = I_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{w_0^2}\right). \quad (19)$$

Um das axiale Profil zu erhalten, setzen wir $r = 0$ und erhalten ein Lorentz-Profil:

$$I(z) |_{r=0} = I_0 \left(\frac{w(z)}{w_0} \right)^2 = \frac{I_0}{1 + (z/z_0)^2}, \quad (20)$$

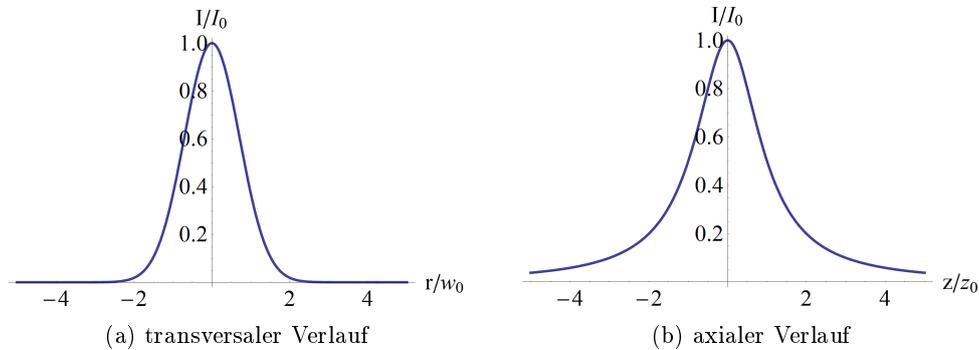


Abbildung 6: Darstellung des Intensitätsverlaufs eines Gauß'schen Strahls.

3.2 Optische Komponenten

Verzögerungsplatten

Als Verzögerungsplatten bezeichnet man optische Bauelemente doppelbrechenden Materials, die zur Manipulation der Polarisationsrichtung von Licht verwendet werden. Durch die Orientierung des Kristalls wird das eingestrahlte Licht in ordentliche und außerordentliche Komponenten zerlegt. Beim Propagieren durch die Verzögerungsplatte sammeln der ordentliche und der außerordentliche Strahl aufgrund unterschiedlicher Brechungsindizes verschiedene Phasen auf, so dass sie gegeneinander verzögert werden. Dadurch kann eine Rotation einer linearen Polarisationsrichtung ebenso erreicht werden wie die Konversion von linear polarisiertem in zirkular polarisiertes Licht und umgekehrt. Wichtige Spezialfälle sind die Halbwellenplatte ebenso wie die Viertelwellenplatte. Erstere bewirkt eine Rotation des eingestrahltten Lichtes um einen festen Winkel, der von der Stellung der optischen Achse abhängt. Dazu bekommen der ordentliche und der außerordentliche Strahl einen effektiven Phasenversatz von π zueinander. Die Viertelwellenplatte hingegen ist so gebaut, dass beide Strahlen einen Versatz von $\pi/2$ erhalten. Steht die optische Achse des Kristalls unter einem 45° -Winkel zur Eingangspolarisation, bewirkt diese Verzögerungsplatte den Wechsel zwischen linearer und zirkularer Polarisation. Durch ihre Funktionsweise bedingt sind Verzögerungsplatten für eine spezielle Wellenlänge optimiert.

Optischer Isolator

Treffen Rückreflexe in den Laser, verschlechtert sich dadurch die Laser-Stabilität und beeinträchtigt ggf. seine Lebensdauer. Um den Laser von Reflexionen, die im Aufbau auftreten können, abzuschirmen, nutzen wir einen optischen Isolator und können so den Laser

vom weiteren Versuchsaufbau entkoppeln. Bei dem von uns verwendeten Typ handelt es sich um einen Faraday-Isolator. Hierbei passiert das Licht ein optisch transparentes Medium, das durch Anlegen eines Magnetfeldes eine Polarisationsdrehung um 45° bewirkt. Sind vor und hinter dem Faraday-Rotator Polarisatoren angebracht, die in geeignetem

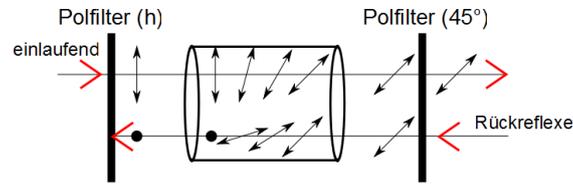


Abbildung 7: Optischer Isolator: Das in Durchlassrichtung kommende Licht passiert beide zueinander verkippte Polarisationsfilter. Das rücklaufende Licht hingegen wird vom linken Polfilter geblockt.

Winkel zueinander stehen, kann nur in Vorwärtsrichtung laufendes Licht den Isolator passieren, wie aus Abbildung 7 hervorgeht. Rückreflexe erfahren im Faraday-Rotator eine weitere Rotation um 45° in gleicher Richtung, so dass sie den aus ihrer Sicht zweiten Polarisator nicht passieren können.

Polarisationskompensator

Durch den polarisierenden Strahlteiler wird Licht einer festen linearen Polarisationsrichtung in die Glasfaser gekoppelt. Durch mögliche auftretende Spannungen der Glasfaser können Drehungen der Polarisation stattfinden. Zur Justage der Polarisation wird der Lichtwellenleiter in drei enge Schlaufen gelegt, die gegeneinander verkippt werden können. Etwaige Verdrehungen werden hierdurch kompensiert.

3.3 Lasersystem

Um den Übergang vom Grundzustand in den angeregten Zustand zu treiben (siehe Abbildung 3), ist ein Laser mit geeigneter Wellenlänge notwendig. Da die Anregung gemäß Abbildung 2 auch in einen höheren vibronischen Zustand des angeregten Zustands erfolgen kann, muss die Frequenz des Lasers mindestens der der Zero-Phonon-Line entsprechen. Es ist daher ein Laser mit einer Wellenlänge kleiner als 637 nm zu wählen. Konkret verwenden wir einen Festkörperlaser, der bei einer Wellenlänge von 532 nm emittiert. Dazu wird ein 1064 nm emittierender Nd : YAG-Laser (Neodym-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat) mithilfe eines nicht-linearen Kristalls wie LBO (Lithiumtriborat) oder BBO (Beta-Bariumborat) frequenzverdoppelt [18].

Die wichtigste Anforderung an den Laser ist eine hohe Leistungsstabilität. Schwankungen in der Laserleistung führen zu Schwankungen der gemessenen Fluoreszenz und erschweren die Interpretation der Messdaten erheblich. Abbildung 8 zeigt den schematischen Laseraufbau. Um den Laser vor rückgestreutem Licht zu schützen, ist ein optischer

Isolator in den Aufbau integriert. Die Einstellung der Laserleistung ist zweistufig geregelt. Für grobe Einstellungen wird der Diodenstrom des Lasers reguliert; um eine Feinjustage der Laserleistung vorzunehmen, wird an der Halbwellenplatte gedreht. Durch die Drehung der Polarisationsrichtung kann anteilig geregelt werden, wie viel Leistung vom polarisierenden Strahlteiler transmittiert und wie viel reflektiert wird. Der reflektierte Anteil wird auf eine Photodiode geleitet, die zur Messung der Laserstabilität genutzt wird. Der Photostrom wird als Spannungsabfall an einem $70\text{ k}\Omega$ -Widerstand gemessen. Das transmittierte Licht wird in eine Glasfaser eingekoppelt, die zum konfokale Mikroskop, den eigentlichen Messaufbau, führt. Um Polarisationsdrehungen innerhalb der Faser auszugleichen, wird ein Polarisationskompensator genutzt.

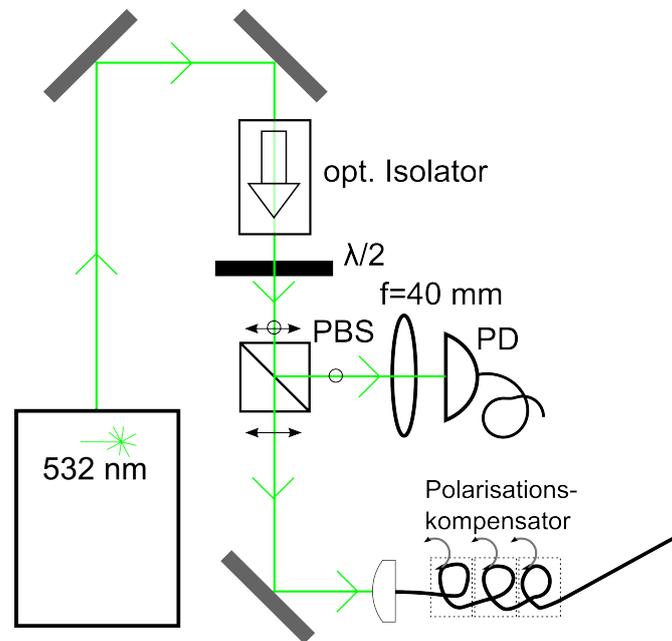


Abbildung 8: Schematischer Aufbau des Lasersystems. $\lambda/2$: Halbwellenplatte. PBS: Polarisierender Strahlteiler. PD: Photodiode.

3.4 Fabry-Perot-Interferometer

Zur spektralen Untersuchung des Laserlichtes bietet sich ein Fabry-Perot-Interferometer an. Das Kernstück besteht hierbei aus zwei teilreflektierenden Spiegeln, die einen optischen Resonator bilden. Das eingespeiste Licht wird an den Spiegeloberflächen reflektiert und sammelt bei jeder Reflexion sowie bei jedem Umlauf eine Phase auf. An den Spiegeln kommt es nun zu einer Vielstrahlinterferenz des Lichtes aller Umlaufzyklen. Wird bei jedem Umlauf ein geradzahliges Vielfaches von π aufgesammelt, interferieren die Strahlen konstruktiv und die durch den teilreflektierenden Spiegel ausgekoppelte Lichtintensität wird maximal. Beträgt die aufgesammelte Phase ein ungeradzahliges Vielfaches von π , kommt es zu destruktiver Interferenz, so dass hinter dem Resonator im Idealfall kein Licht

nachgewiesen werden kann. Durch Einstellen der Länge des Resonators (Abbildung 9)

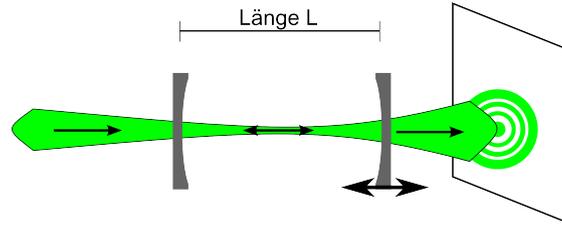


Abbildung 9: Die Resonatorlänge kann mithilfe einer Piezoeinheit verändert werden.

kann die vom Licht in einem Zyklus aufgesammelte Phase variiert werden. Damit lassen sich die Moden des Lasers in Abhängigkeit der Resonatorlänge vermessen. Aufgrund ihrer Stabilität empfiehlt sich die Nutzung eines konfokalen Resonators, bei dem im symmetrischen Fall der Spiegelabstand dem Krümmungsradius entspricht. Der Frequenzabstand für die Transversalmode TEM_{mn} in q -ter Ordnung lautet bei einem konfokalen Resonator [22]

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2nd} \left(q + \frac{m+n+1}{2} \right). \quad (21)$$

Der freie Spektralbereich eines auf die TEM_{00} -Mode angepassten Interferometers beträgt somit

$$\Delta\nu = \nu_{mn(q+1)} - \nu_{mnq} = \frac{c}{2nd}. \quad (22)$$

Die Finesse [23], die das Auflösungsvermögen eines Fabry-Perot-Interferometers angibt, ist als Verhältnis vom freien Spektralbereich zur Breite einzelner Maxima definiert und berechnet sich mit der Spiegelreflektivität R zu [18]

$$F = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{1/2}} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}, \quad (23)$$

so dass mit zunehmender Reflektivität der Spiegel die Finesse und damit das Auflösungsvermögen des Resonators steigt. Je höher die Reflektivität der Spiegel ist, desto mehr Umläufe finden im Resonator statt und desto mehr Strahlen können miteinander interferieren. Die sich ergebenden Maxima im Modenspektrum werden höher und schmaler, das Spektrum wird schärfer. Der Aufbau unseres Fabry-Perot-Interferometers entspricht Abbildung 10. Das Kernstück des Interferometers bilden zwei plankonkave Spiegel mit einer Reflektivität von $R = 95\%$ und Radien von $r = 10$ cm, die einen symmetrischen Resonator bilden. Das vom Laser stammende Licht wird mithilfe des Faserkopplers so fokussiert, dass der Fokus zwischen beiden Spiegeln liegt. Der Faserkoppler sorgt somit für die Modenanpassung [18]. Einer der Spiegel ist fixiert, der zweite Spiegel kann mithilfe einer Piezoeinheit verschoben werden. Um ein einfach auswertbares Ergebnis zu erhalten, legen wir mit einem Funktionsgenerator ein Dreieckssignal an die Piezos an, so dass sich die Resonatorlänge linear mit der Zeit ändert.

Als theoretischen Wert erhalten wir bei einer Spiegelreflektivität von 95% eine Finesse von $F \approx 61,24$.

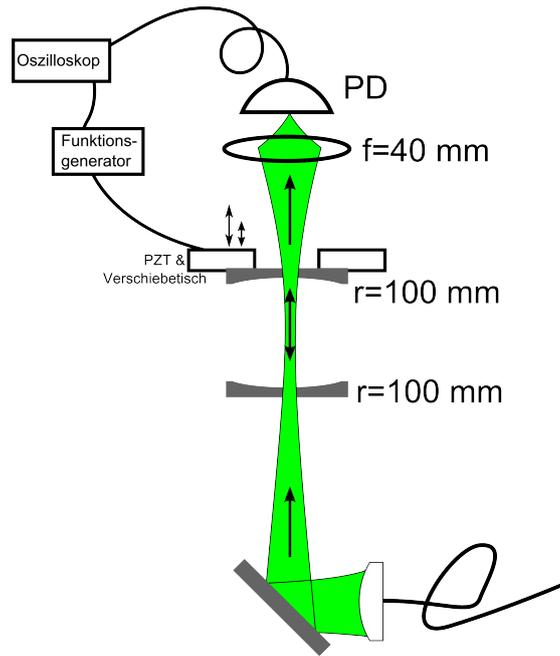


Abbildung 10: experimenteller Aufbau des Fabry-Perot-Interferometers

Frequenzuntersuchung

Mithilfe des beschriebenen Fabry-Perot-Interferometers wurden Modenspektren bei verschiedenen Diodenströmen gemessen. Aus den Abbildungen 11a bis 11d ist ein stabiles Modenverhalten des Lasers erkennbar. Der Abstand zwischen zwei periodischen Maxima beträgt (siehe Gleichung 22) $\Delta\nu = c/2nl$; für Luft gilt $n \approx 1$, aufgrund der konfokalen Einstellung ist $l = 10$ cm, so dass der freie Spektralbereich $\Delta\nu \approx 1,5$ GHz beträgt. Die aus den Abbildungen bestimmte Finesse (Gleichung 23) beträgt 64,02 und weist damit eine Abweichung von 4,5% verglichen mit dem theoretisch erwarteten Wert von 61,24 auf. Eine genaue Betrachtung legt nahe, dass die zwischen zwei hohen Maxima auftretenden Maxima durch eine nicht ideale Modenanpassung zustande kommen. Durch Feinjustage konnte die relative Intensität der kleineren Maxima bereits deutlich reduziert und der höheren Maxima vergrößert werden, so dass die niedrigeren Maxima bei exakter, leider nicht erreichter Justage verschwinden würden [22]. Bemerkenswert ist Abbildung 11e, in der ein vergrößerter Ausschnitt des Modenspektrums abgebildet ist. Hier sind deutlich zwei eng benachbarte Moden erkennbar, die gerade noch trennbar sind; ihr Abstand ist geringer als die jeweilige Halbwertsbreite. In Übereinstimmung mit den Spezifikationen des Herstellers konnte nachgewiesen werden, dass der Laser auf mehreren Longitudinalmoden läuft.

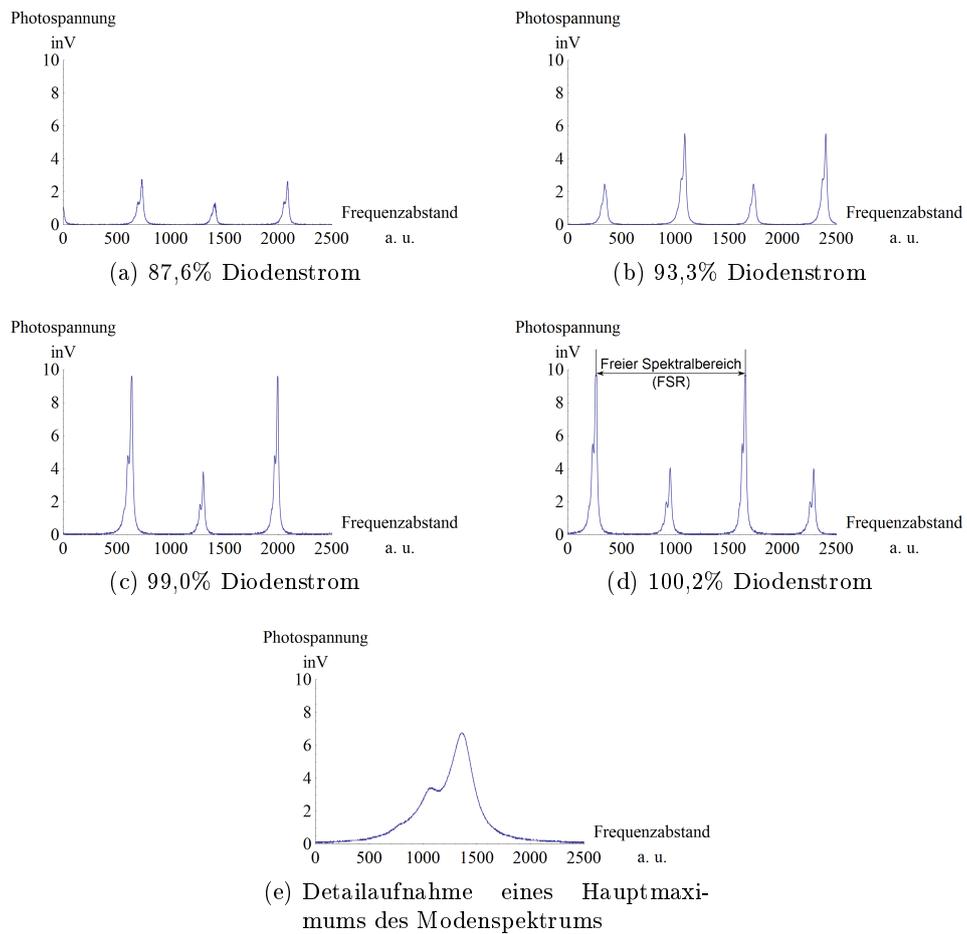


Abbildung 11: Modenspektren bei verschiedenen Diodenströmen.

Stabilitätsmessung

Da die Hauptanforderung an das Lasersystem eine gute Leistungsstabilität ist, haben wir mehrere Langzeituntersuchungen der Laserleistung durchgeführt. Dazu protokollieren wir die Photospannung im Lasersystem (siehe Photodiode in Abbildung 8). Die Laserleistung

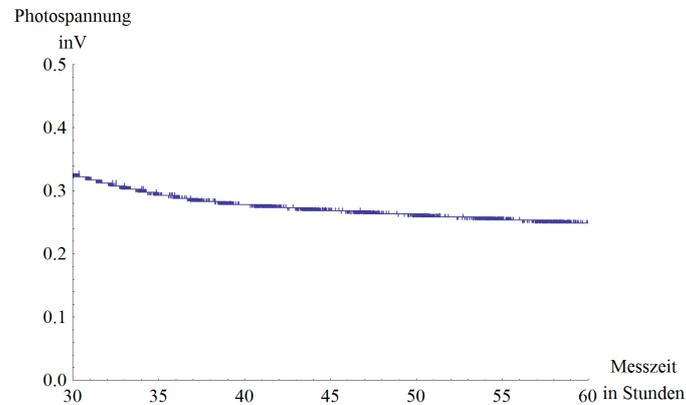


Abbildung 12: Plot der Photospannung bei Messung an der Photodiode *PD* in Abbildung 8.

wurde über einen Zeitraum von über 120 Stunden alle 10 s protokolliert. Aus der Messung geht hervor, dass der Laser zwar einen leichten Drift in der Leistung zeigt, sich diese aber auf relativ großen Zeitskalen abspielt und die Änderung vergleichsweise moderat ist. In Abbildung 12 ist ein Ausschnitt über die Dauer von 30 Stunden abgebildet. Die Leistung ging in den ersten zehn Stunden, die im Ausschnitt abgebildet sind, um etwa 10% zurück, die Driftrate liegt im gemessenen Intervall also unterhalb von $1\%/h$; in den folgenden 20 Stunden gibt es einen Drift von weniger als 5% ($0,25\%/h$).

Der Laser selbst genügt damit insgesamt unseren Anforderungen.

4 Konfokales Mikroskop und Messungen an einem N/V-Zentrum

4.1 Konfokales Mikroskop

Die optische Anregung und Untersuchung von N/V-Zentren erfolgt mithilfe eines konfokalen Mikroskops, dessen Aufbau in Abbildung 13 skizziert ist. Das vom Laser stammende Licht wird polarisiert und an einem Spiegel reflektiert. Schließlich wird es mithilfe eines Objektivs (siehe Anhang) auf die Probe fokussiert. Fluoreszenzlicht, das ggf. von der angeregten Probe ausgeht, durchstrahlt das Objektiv in entgegengesetzter Richtung und trifft auf den dichroitischen Spiegel. Da dieser für langwelligeres Licht als das des Anregungslasers transparent ist, kann es den Spiegel passieren und wird dann zu einem Faserkoppler geführt. An die Glasfaser kann zur Untersuchung des Fluoreszenzlichtes wahlweise ein Spektrometer oder die Photonenkorrelationseinheit angeschlossen werden. Die Eigenschaft des dichroitischen Spiegels, einen Bruchteil (weniger als 1%) der Anregungslicht zu transmittieren, machen wir uns für die Protokollierung der Leistung des Anregelichts zunutze. Der transmittierte Anteil der Anregung wird an einer mit Gold beschichteten Oberfläche reflektiert und dessen Intensität mit einer Photodiode gemessen. Die Probe wird an einem Probenstisch, der in alle Richtungen mithilfe von Piezo-Elementen auf Bruchteile eines Mikrometers genau verschiebbar ist, montiert. Um die vordere Oberfläche der Probe in die Fokalebene des Anregelasers zu bringen, wird der Probenstisch mithilfe eines Schrittmotors verschoben. Rückreflexe zeigen bei der manuellen Justage die Lage der Fokalebene.

Zur Charakterisierung der Proben werden diese gerastert. Dazu kann der Probenstisch mithilfe einer xyz-Piezoeinheit in jeder Richtung um maximal $80\ \mu\text{m}$ bei mindestens $0,1\ \mu\text{m}$ Schrittweite transversal und axial zum Anregelicht verschoben werden. Zu jedem Schritt wird die Fluoreszenzzählrate gemessen, so dass wir Punktstreuer und andere Emitter lokalisieren können. Die Ansteuerung der Piezos sowie des Schrittmotors erfolgt hierbei über einen Computer.

Justage des konfokalen Mikroskops

Eine Neujustage des Messaufbaus beginnt mit dem Anschließen der Glasfaser des Anregelasers sowie den Einstellungen des Faserkopplers. Dieser sollte waagrecht und entlang einer Lochreihe des optischen Tisches verlaufen; die Kopplungslinse sollte das Licht kollimieren, so dass das Licht keinen Fokus aufweist. Die nun eingestellte Strahlhöhe soll bei Reflektion auf den ersten Spiegel erhalten bleiben; ferner soll der Strahlverlauf ebenfalls entlang einer Lochreihe verlaufen. In der selben Höhe und mit den gleichen Bedingungen wird der Faserkoppler der Aufsammelohtik justiert. Zum Verfolgen des Strahlverlaufs bietet sich der Anschluss eines Justagelasers an. Der Einkoppelspiegel soll ebenfalls rechtwinklig und höhenhaltend reflektieren. In den Schnittpunkt von Anrege- und Justagelaser wird der dichroitische Spiegel eingesetzt. Der Dichroit wird feinjustiert, bis beide Strahlen auch im Fernfeld eine perfekte Überlappung aufweisen. An der Stelle, an der das Objektiv eingesetzt werden soll, wird das Strahlprofil überprüft. Es soll sichergestellt

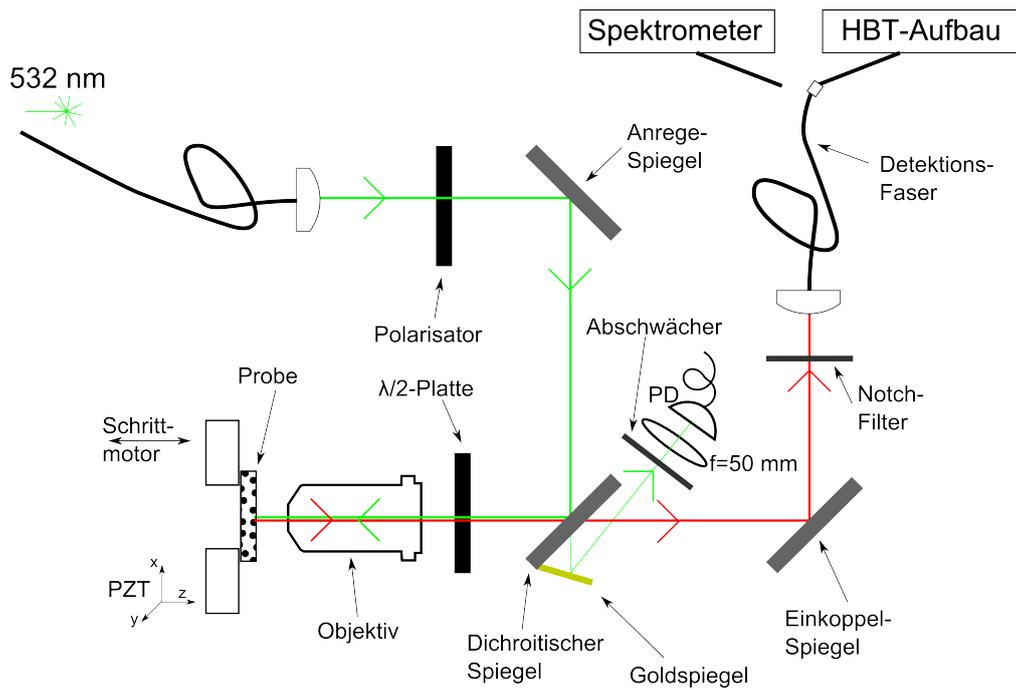


Abbildung 13: Schematischer Aufbau des konfokalen Mikroskops als Messbau. Der Notchfilter ist ein optischer Filter, der die Wellenlänge 532 nm stark abschwächt, für andere Wellenlängen allerdings hochtransparent ist. Weitere technische Details finden sich im Anhang.

sein, dass die Strahltaille $2w_0$ kleiner als die Eingangspupille des Objektivs ist. So wird gewährleistet, dass nur ein geringer Teil der Lichtleistung am Objektiv vorbeistrahlt. Das Strahlprofil des Anregelasers (siehe Abbildung 14a) an der Position des Objektivs wurde ebenso vermessen wie das Profil des Justagelasers (Abbildung 14b). Da in unserem Fall beide Strahlenbündel kleiner als die Eintrittspupille (3 mm) sind, kann auf eine Zwischenfokusjustage mithilfe der Kollimatoren verzichtet werden. Die Probenhalterung

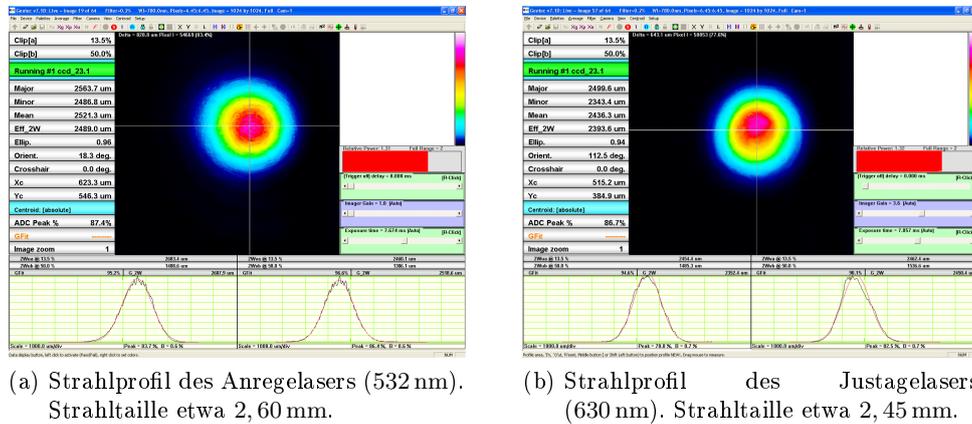


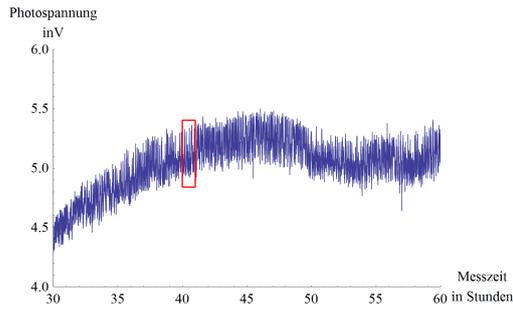
Abbildung 14: Mit einem Beamprofiler gemessene Strahlprofile an der Position des Objektivs.

wird mittig hinter das Objektiv montiert, so dass der Schrittmotor wenige Millimeter vor dem Objektiv den Anschlag erreicht. Der Goldspiegel wird nun hinter dem dichroitischen Spiegel so montiert, dass das transmittierte Licht auf eine Photodiode reflektiert wird. Zur Fokussierung wird eine Linse eingebaut; um im linearen Bereich des Detektors zu bleiben, wird die Licht-Intensität durch einen Abschwächer reduziert. Polarisator und Halbwellenplatte werden mithilfe ihrer jeweiligen Rückreflexe so justiert, dass sie senkrecht im Strahl stehen. Um sicherzustellen, dass die Aufsammeloptik den gleichen transversalen Fokus hat, kann ein Spiegel so vor das Objektiv gesetzt werden, dass Anrege- und Justagelaser in größerer Entfernung auf den selben Punkt eines im Fernfeld aufgestellten Beobachtungsschirms treffen. Korrekturen können am dichroitischen Spiegel vorgenommen werden.

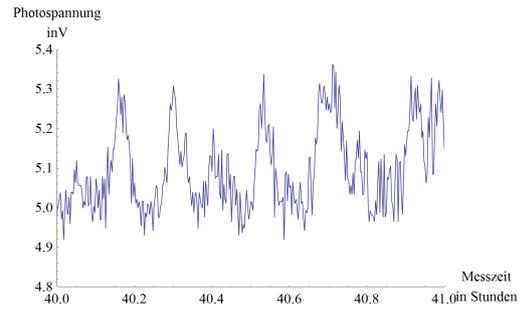
Eine endgültige Feinjustage kann durchgeführt werden, sobald ein N/V-Zentrum oder ein anderer Punktstreuer in der Probe gefunden wurde. Durch minimale iterative Änderungen in der Position des Faserkopplers der Aufsammeloptik sowie des Einkoppelspiegels kann die Zählrate der Fluoreszenzphotonen maximiert werden.

4.2 Polarisationsstabilität der Faser

Wie bereits im vorigen Kapitel gezeigt wurde, ist der verwendete Laser ausreichend leistungsstabil. Es zeigte sich allerdings, dass im Laufe der Zeit ein Drift der Polarisationsrichtung innerhalb der Glasfaser stattfindet. Durch den im Aufbau (siehe Abbildung 13) verwendeten Polarisator wird dadurch eine Schwankung in der Anregeleistung provoziert.



(a) Messung der Photospannung nach der Propagation durch die Glasfaser. Die Spannung ist auf den Drift der Laserleistung (vgl. Abbildung 12) normiert.



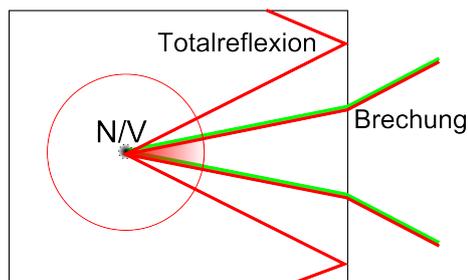
(b) Ausschnitt von Abbildung 15a (rot markierter Bereich).

Abbildung 15: Verlauf der Photospannung im Messaufbau.

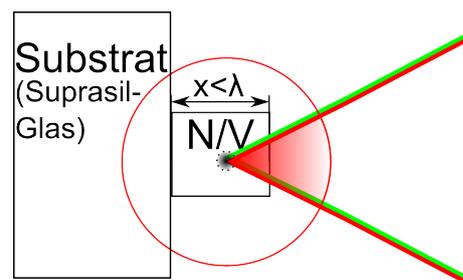
In Abbildung 15 ist die vom Photodetektor hinter dem dichroitischen Spiegel gemessene Photospannung dargestellt. Man erkennt deutlich ein periodisches Verhalten mit einem Rauschen von etwa 3,9% des Signals, was auf Resonatoreffekte der Glasfaser zurückzuführen ist.

4.3 Nanodiamanten und Bulkdiamanten

Nachdem unsere Gruppe im Vorfeld mit Bulkproben, bei denen sich die N/V-Zentren innerhalb eines makroskopischen Kristalls befinden, gearbeitet hatte, verwendeten wir nun Proben mit Nanodiamanten. Ein Vorteil bei einer Probengröße kleiner als die Wellenlänge des Fluoreszenzlichts ist eine höhere Aufsammleffizienz, da Brechung keine Rolle mehr spielt. Damit kann bei gleichem Öffnungswinkel des Objektivs ein größerer Raumwinkelanteil des Fluoreszenzlichts aufgesammelt werden. Ferner treten keine Verluste durch Totalreflexion an der Innenseite des Diamant auf. Abbildung 16 verdeutlicht die größere Aufsammleffizienz von Nanodiamantproben.



(a) Bei einer Bulkprobe reduzieren Brechung und Totalreflexion die Aufsammleffizienz.



(b) Bei einer Nanodiamantprobe können daher höhere Zählraten erreicht werden.

Abbildung 16: Unterschied zwischen Bulk-Diamanten und Nano-Diamanten.

Ein weiterer Unterschied zwischen einem Bulkdiamanten und den von uns verwendeten Nanodiamanten besteht in der Orientierung zweier permanenten Dipole der N/V-Zentren. Wie durch spätere Polarisationsmessungen bestätigt wurde, sind N/V-Zentren, die sich in verschiedenen Nanodiamanten befinden, völlig zufällig zueinander orientiert. Verwendet man hingegen einen makroskopischen einkristallinen Diamant, so liegen die sich darin befindlichen N/V-Zentren nur in gemäß der Gitterstruktur möglichen, diskreten Orientierungen vor [6]. Die Nanodiamanten betten wir in das Polymer PVA ein. Als Substratglas benutzen wir Suprasil, ein hochwertiges Quarzglas. Weitere Details zu den Proben sowie deren Herstellung finden sich im Anhang.

4.4 Messungen an einem N/V-Zentrum

Die Suche nach einem N/V-Zentrum ist ein mehrstufiger Prozess. Im ersten Schritt rastern wir die zu untersuchende Probe transversal mit etwa $1\ \mu\text{m}$ Schrittweite. Erkennen wir Regionen, in denen ein Punktstreuer mit einer Zählrate (je nach Justage) zwischen etwa 5000 counts/s und 18000 counts/s liegt, führen wir einen detaillierten Scan durch. Anschließend wird die z-Position der Probe angepasst. Dass es sich um N/V-Zentren handelt, kann mit einem Spektrometer nachgewiesen werden; die Eigenschaft der Einzelphotoemission wird mithilfe einer HBT-Messung überprüft.

Im Nachfolgenden sind, sofern nicht anders angegeben, Messungen an der Probe *I* bzw. der mit gleichen Parametern hergestellten Probe *II* abgebildet. Details zu den Proben finden sich im Anhang.

Großscan

Als Großscan bezeichnen wir eine Messung, bei der mithilfe der Piezoeinheiten die Probe größtmöglich gerastert wird. Es lässt sich ein erster Eindruck der Probe gewinnen; interessante Stellen müssen mit feinerem Raster genauer untersucht werden.

Im hier gezeigten Großscan (Abbildung 17) fällt besonders die recht hohe Zählrate am Ort $x = 27$, $y = 27$ auf. Dieser Ausschnitt erwies sich allerdings später als unerwünschte Verunreinigung.

Detailscan

Zur genaueren Untersuchung rastern wir interessante Stellen der Probe mit der feinsten Schrittweite von $0,1\ \mu\text{m}$. Hierbei können wir die genaue Position des möglichen N/V-Zentrums bestimmen sowie die Form abschätzen: für einzelne N/V-Zentren erwarten wir einen radialsymmetrischen Verlauf einer Gauß-Funktion.

Ein Ausschnitt eines (nicht gezeigten) Großscans findet sich in Abbildung 18. Bei dieser Auflösung kann nun ein radialsymmetrischer Verlauf erahnt werden. Transversal zeigt sich damit gemäß Gleichung 19 im Querschnitt (Abbildung 19) ein Gauß-Profil.

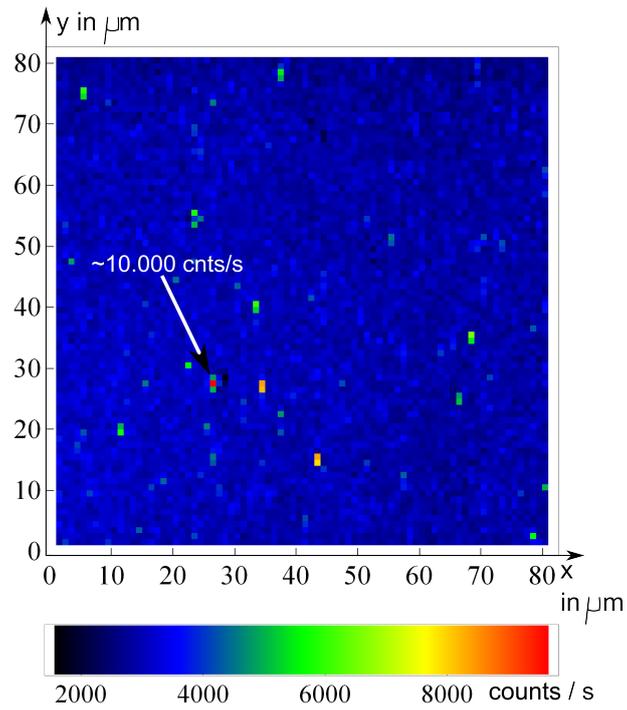


Abbildung 17: *Großscan* eines Ausschnitts der Probe II.

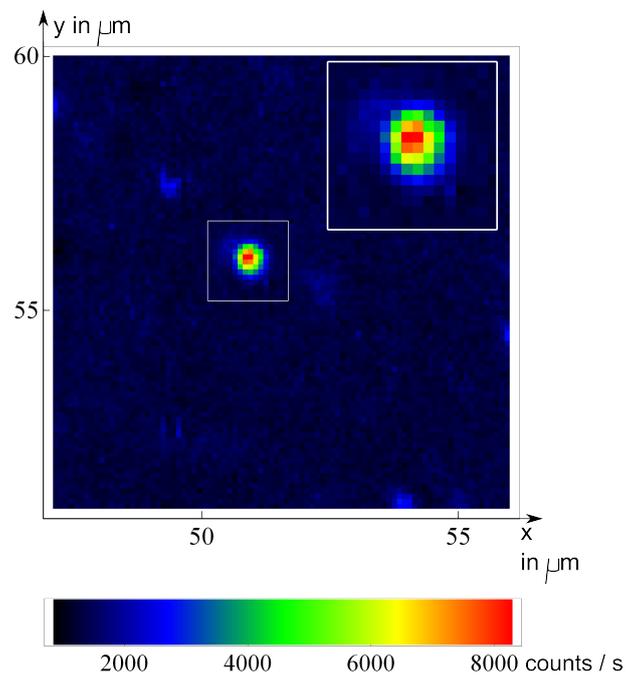


Abbildung 18: Detaillierterer Scan eines Ausschnitts der Probe II mit eingefügter Vergrößerung. Anregungsleistung: 1,5 mW.

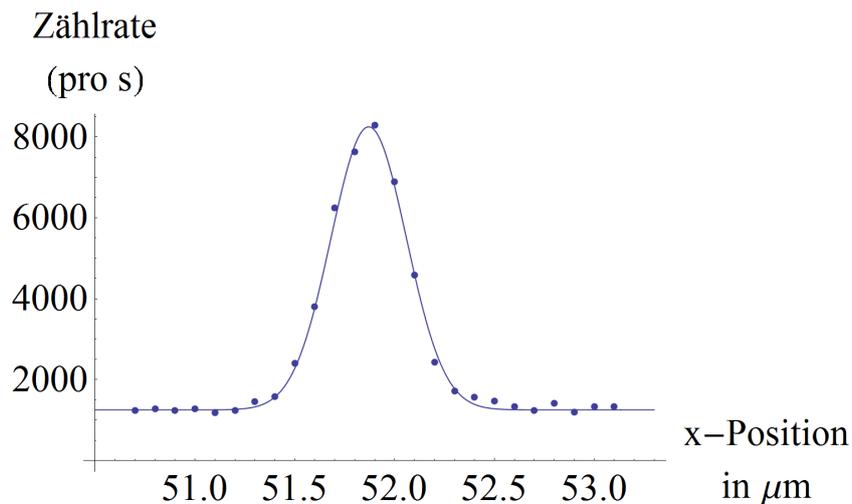


Abbildung 19: Querschnitt durch Abbildung 18. Anregungsleistung: 1,5 mW.

z-Scan

Der Längsschnitt durch ein N/V-Zentrum zeigt ein lorentzförmiges Profil, wie aus Gleichung 20 hervorgeht. Zusätzlich erwarten wir Fluoreszenzlicht, das vom Substrat ausgeht, so dass sich das gemessene z-Profil aus deren Summe ergibt. Abbildung 20 bestätigt die

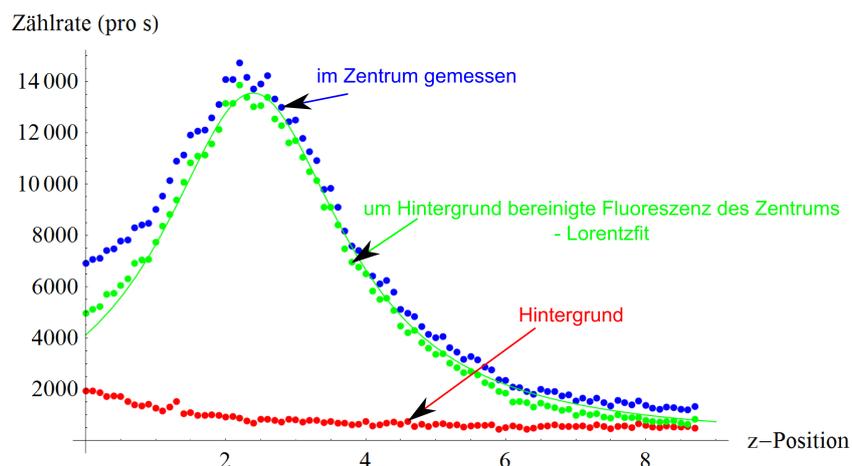


Abbildung 20: Piezogesteuerter axialer Scan durch die Probe I. Der Fit entspricht den um Hintergrund- und Substratfluoreszenz bereinigten Daten. Anregungsleistung: 0,6 mW.

Erwartung des lorentzförmigen Verhaltens, nachdem die gemessenen Daten um die Fluoreszenz des verwendeten Probenglases (Suprasil, siehe Anhang) bereinigt wurden. Die blauen Messwerte entsprechen der Fluoreszenzzählrate eines N/V-Zentrums während einer axialen Messung. Die roten Punkte kommen durch eine Messung der Fluoreszenz

im Hintergrund zustande. Subtrahiert man von den Zählraten im Zentrum die jeweilige Zählrate des Hintergrunds, erhält man die grünen Punkte, durch die zusätzlich eine lorentzförmige Fitkurve ($\alpha z / (\beta + z)$) gelegt wurde.

Zeitverlauf

Anhand eines Zeitverlaufs lässt sich die Stabilität eines N/V-Zentrums erkennen. Da N/V-Zentren photostabile Farbzentren sind [4], erwarten wir eine konstante Zählrate. Ein deutlicher Rückgang der Zählrate ist daher ein Indiz, dass es sich entweder nicht um ein N/V-Zentrum handelt oder ein *Drift* stattfindet, sich also das beobachtete Zentrum auf der Probe oder die Probenhalterung an sich bewegt.

Spektrum

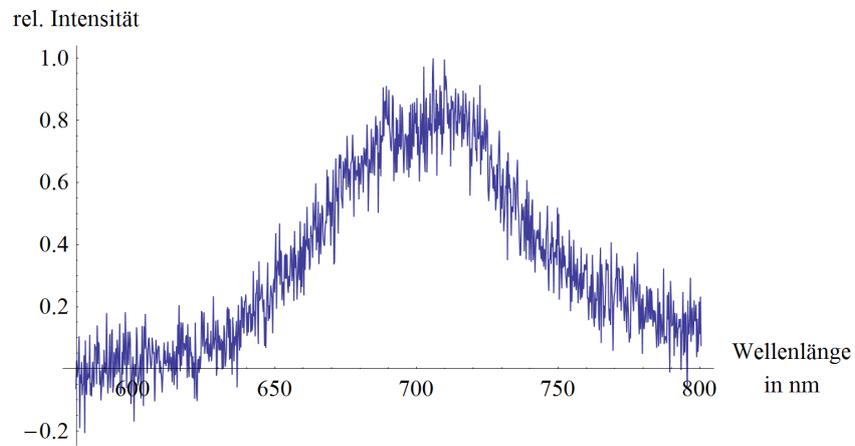
Der Nachweis, dass der angeregte Nanodiamant N/V-Zentren enthält, erfolgt über die Betrachtung des Spektrums (siehe Abbildung 21). Durch das Spektrum zum bereits in den vorigen Abschnitten besprochenen Punktstreuer konnten wir nachweisen, dass es sich tatsächlich um ein N/V-Zentrum handelte. Dieses Spektrum war jedoch recht undeutlich, wie in Abbildung 21a erkennbar ist; eine etwaige Zero Phonon Line ist kaum zu erahnen. Ein besonders deutliches Spektrum (Abbildung 21b) findet sich hingegen bei einem mehrfachen N/V-Zentrum, dessen starke Fluoreszenz ein sehr rauscharmes Spektrum hervorbringt. Ferner ist die Zero-Phonon Line, die charakteristisch für N/V-Zentren bei 638 nm liegt, sehr markant und deutlich breiter als bei einem einzelnen N/V-Zentrum.

Korrelationsfunktion

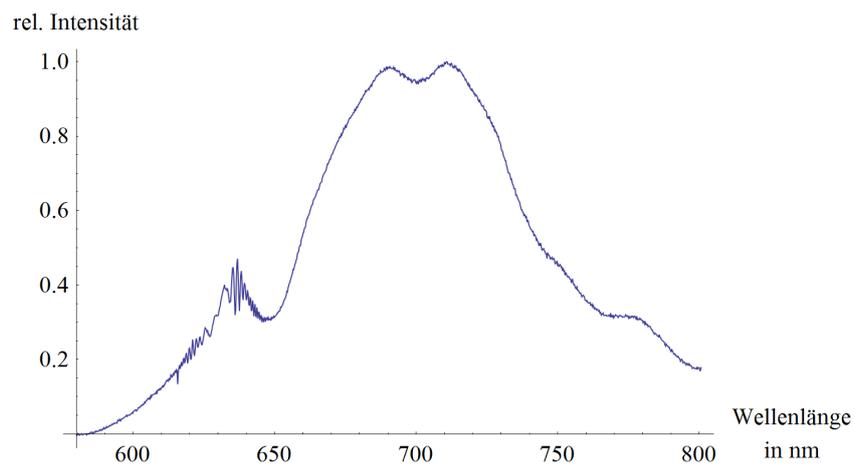
Wie im Theorieteil erläutert wurde, dient die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung zum Nachweis von Antibunching, ergo der Einzelphotoneneigenschaft des untersuchten Emitters. Zur Erstellung einer HBT-Messungen verwenden wir optische Filter (siehe Anhang), so dass nur Licht mit einer Wellenlänge zwischen 590 nm und 700 nm die APDs erreicht. Mit dieser Kombination von optischen Filtern erhalten Messdaten mit einem geringeren Rauschen. In Abbildung 22 ist ein deutlicher Dip um 0 ns herum zu erkennen. Da der Dip deutlich unterhalb von 50% liegt, handelt es sich hierbei gemäß Gleichung 10 um ein einzelnes N/V-Zentrum. Unmittelbar vor und nach dem Dip ist ein deutlicher Anstieg der Detektionswahrscheinlichkeit zu erkennen. Das den Dip umgebende *Bunching* lässt sich durch die Theorie des Dreiniveausystems erklären und hängt u.a. von der Lebensdauer des metastabilen Niveaus ab [20].

Für den eingefügten Fit nach Gleichung 13 ergeben sich als Fit-Parameter: $\alpha \approx 2,26$, $\beta \approx 1,43$, $\tau_2 \approx 14,76$ ns sowie $\tau_3 \approx 143,93$ ns. Die Lebensdauer τ_2 des angeregten Zustands weicht nur gering vom erwarteten Wert von 11,6 ns ab [11]; es sei auf [4] verwiesen.

Um möglichst aussagekräftige Korrelationsfunktionen zu erhalten, führen wir Messungen mit dem HBT-Aufbau (Abbildung 5) meist über einen Zeitraum von mindestens 12 Stunden durch. In Zyklen von 20 bis 30 Minuten werden kontinuierlich Messdaten aufgenommen; vor jedem Zyklus findet eine Positionskorrektur in allen Raumrichtungen statt,



(a) Spektrum des in Abbildung 19 abgebildeten Punktstreuers. Zählrate etwa 9.000 counts/s.



(b) Spektrum eines mehrfachen N/V-Zentrums mit sehr hoher Zählrate (über 200.000 counts/s).

Abbildung 21: Spektrum eines (mehrfachen) N/V-Zentrums der Probe *III*. Der deutliche Peak um 638 nm herum ist charakteristisch für die Zero Phonon Line eines N/V-Zentrums.

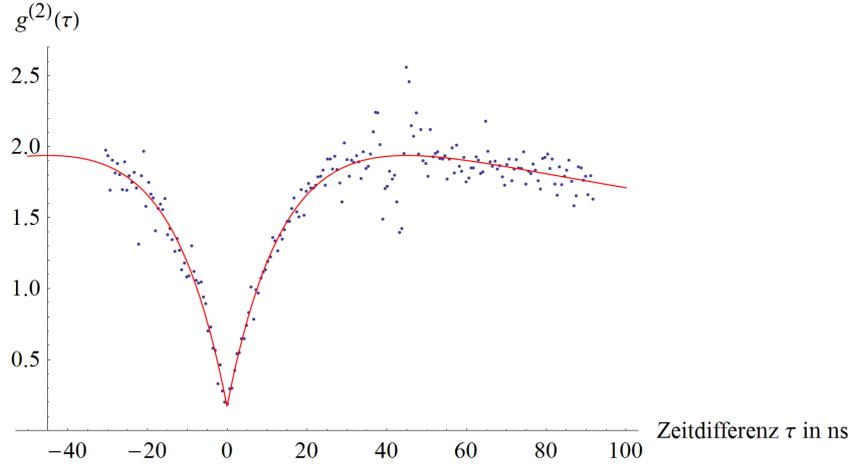


Abbildung 22: Verlauf der Korrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ eines einzelnen N/V-Zentrums der Probe II. Die rote Kurve kann durch Gleichung 13 beschrieben werden. Anregungsleistung: 4,1 mW.

bei der mithilfe der Piezoeinheiten der Punkt der höchsten Zählrate angesteuert wird, um eventuelle Drifts zu kompensieren. Anschließend erfolgt die Auswertung der Messung, indem alle Einzelstatistiken summiert und schließlich um die Hintergrundzählrate korrigiert werden. Für das Histogramm wird die Zeitdifferenz zwischen zwei Photonen gemessen. Um die Messung vom Hintergrund zu bereinigen, wird die Wahrscheinlichkeit bestimmt, dass bei der gemessenen Zeitdifferenz ein oder zwei Photonen der Hintergrundfluoreszenz beteiligt waren. Diese Ereignisse müssen aus dem Messung entfernt werden. Abschließend wird die Statistik normiert [4]; hierzu protokollieren wir während der gesamten Messung die Fluoreszenzzählrate des Zentrums.

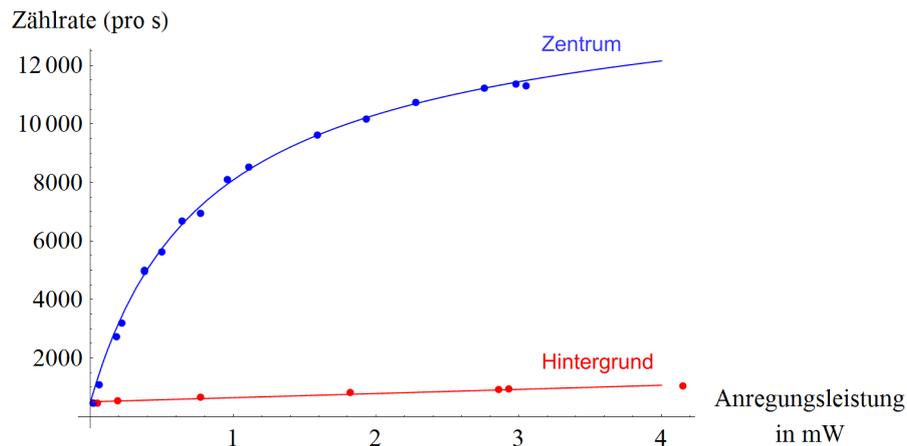
Sättigungsverhalten und Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Aufgrund der endlichen Lebensdauer des angeregten Zustands zeigen N/V-Zentren ein Sättigungsverhalten. Die Leistungsabhängigkeit anderer Defekte oder Verunreinigungen der Probe hingegen weist ebenso wie die des Substratglases keine oder eine später einsetzende Sättigung auf, so dass sich auch daraus ein Identifizierungskriterium für N/V-Zentren ergibt. Die Hintergrundfluoreszenz, die wenige Mikrometer neben dem N/V-Zentrum aufgenommen wurde, zeigt eine lineare Abhängigkeit von der Anregeleistung (siehe Abbildung 23a); der Fit für den Hintergrund lautet $g(P) = mP + n$, wobei die Dunkelzählrate der Avalanche-Photodioden durch den Achsenabschnitt berücksichtigt wird. Das Zentrum (samt Hintergrund) lässt sich durch

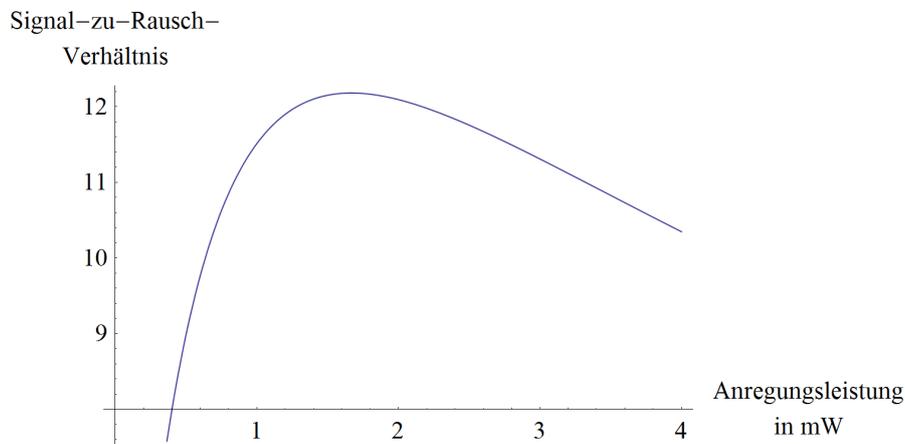
$$f(P) = \frac{R_{\infty}P}{P_{\text{sat}} + P} + aP + b \quad (24)$$

fiten [24], wobei die Parameter a und b ebenso wie m und n die Dunkelzählrate sowie die Hintergrundfluoreszenz berücksichtigen. Die Differenz beider Kurven zeigt daher für größere Anregungsleistungen ein Sättigungsverhalten und konvergiert gegen R_∞ (siehe Abbildung 23). Bereits aus Gleichung 4 konnten wir ein Sättigungsverhalten erkennen. Aus dem Vergleich der Gleichungen 24 und 4 lässt sich die Proportionalitätskonstante zwischen der Übergangsrate k_{12} und der Anregungsleistung bestimmen [4]. Bemerkenswert ist, dass sich die Sättigungszählraten unterschiedlicher Zentren deutlich unterscheiden können, da die Orientierung ihrer Dipolmomente und damit die Kopplung an das elektromagnetische Feld des Anregelasers variiert [24].

Um rauscharme Statistiken zu erhalten, empfiehlt es sich, die Leistung auf das beste



(a) Leistungsabhängigkeit der Gesamtfluoreszenz (blau, gemessen) sowie der Hintergrundfluoreszenz (rot, gemessen).



(b) Signal-Zu-Rausch-Kurve: berechnet aus den Fitkurven aus Abbildung 23a.

Abbildung 23: Leistungsabhängigkeit des Fluoreszenzlichtes sowie die daraus berechnete Signal-Zu-Rausch-Kurve

Signal-zu-Rausch-Verhältnis einzustellen. Bei unseren Messungen lag das bisher beste

Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei etwa 16. Ein dazu beispielhafter Graph findet sich in Abbildung 23b.

Vergleicht man axiale Profile (z-Scans) bei verschiedenen Anregungsleistungen, ist auch

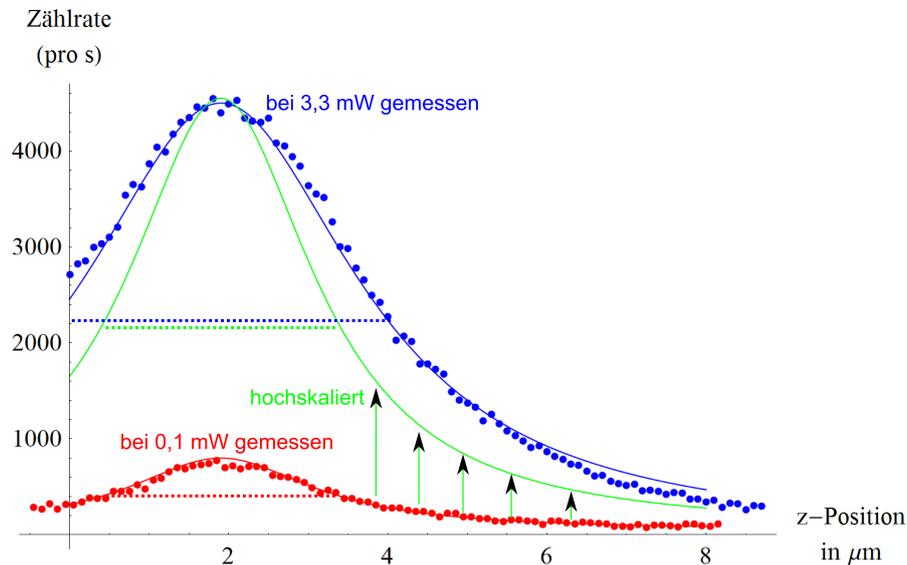


Abbildung 24: Vergleich axialer Scans deutlich unterhalb der Sättigungsleistung sowie bei Sättigung

hier eine *räumliche Sättigungsverbreiterung*¹ zu erkennen. Während die Zählrate des Maximums gemäß Abbildung 23a sättigt, wächst die Halbwertsbreite des axialen Verlaufs. In Abbildung 24 wird dies deutlich: die roten und blauen Punkte geben Messungen eines z-Scans bei etwa 0,1 mW bzw. bei etwa 3,3 mW wieder, während die rote und blaue Kurve durch entsprechende Lorentz-Fits zustande kommen. Es zeigt sich, dass bei der höheren Leistung ein Sättigungsphänomen in Erscheinung tritt: die Halbwertsbreite der blauen ist gegenüber der roten Kurve deutlich verbreitert. Zur Illustration ist eine weitere Kurve dargestellt. Für den grünen Kurvenverlauf wurde die gleiche Halbwertsbreite (gestrichelt angedeutet) wie für die rote Kurve gewählt; zum Vergleich wurde sie allerdings auf das Maximum der blauen Kurve hochskaliert. Die räumliche Sättigungsverbreiterung ist klar erkennbar.

Polarisationsabhängigkeit

In einem N/V-Zentrum liegen zwei zueinander orthogonale Dipolmomente vor [6]. Die Orientierung eines Dipolmoments hat dabei fundamentalen Einfluss auf die Kopplung an ein Lichtfeld, so dass im Fall eines einfachen Dipolmoments je nach Orientierung des Dipolmoments zwischen keiner und maximaler Kopplung variiert wird. Liegen zwei

¹Klassisch spricht man von einer *spektralen Sättigungsverbreiterung*, bei der durch eine hohe Anregungsleistung Spektrallinien verbreitert werden. Bei dem hier erwähnten Phänomen liegt der Fokus auf einer räumlichen Verbreiterung.

Dipolmomente vor, koppeln beide in Abhängigkeit ihrer jeweiligen Orientierung an das Lichtfeld. Es ist daher davon auszugehen, dass die Polarisation des Anregelichtes einen merklichen Einfluss auf die Anregung und damit die Fluoreszenzzählrate hat. Ausgehend von horizontaler Polarisation lässt sich mithilfe einer Halbwellenplatte jede lineare Polarisation erzeugen. In Abbildung 25 ist die Abhängigkeit der gemessenen Fluoreszenzzählrate

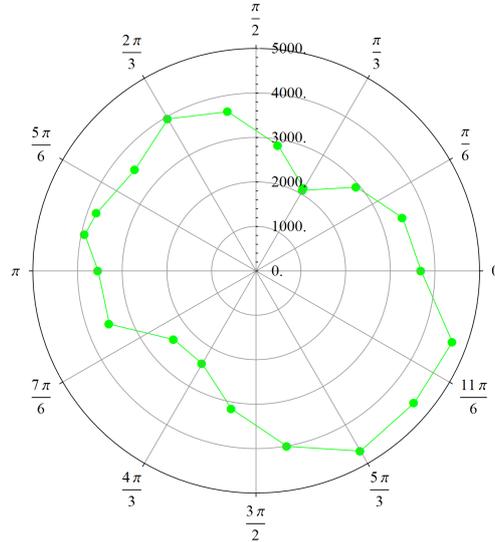


Abbildung 25: Polarisationsabhängigkeit der Fluoreszenz: Rotation der $\lambda/2$ -Platte mit der daraus resultierenden Fluoreszenz-Zählrate (als Radius). Anregungsleistung: 1,5 mW.

reszenzintensität eines einzelnen N/V-Zentrum von der Polarisationsrichtung des linear polarisierten Anregelichtes dargestellt. Damit eine etwaige Modulation der Kurve nicht durch Sättigungseffekte überlagert wird, ist darauf zu achten, eine relativ niedrige Anregungsleistung zu verwenden. Deutlich zu erkennen ist, dass der Kontrast $M = \frac{R_{max} - R_{min}}{R_{max} + R_{min}}$ nur bei etwa 0,3 liegt. Hätte ein N/V-Zentrum lediglich ein Dipolmoment, würde eine Modulation von 1 erreicht [7].

Mithilfe derartiger Messungen beabsichtigen wir in naher Zukunft die Orientierung der Dipolmomente bestimmen können [7]. Für weitere Anwendungen, bei denen beispielsweise N/V-Zentren an ein evaneszentes Feld eines Lichtwellenleiters gekoppelt werden soll, spielt dieses Kenntnis damit eine bedeutende Rolle [6, 25].

5 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Durch die Realisierung des neuen Lasersystems steht unserer Gruppe nun ein zuverlässiger und leistungsstabiler Anregungslaser zur Verfügung. Nachdem unsere Proben dahingehend verändert wurden, dass die Nanodiamanten in das Polymer PVA eingebettet wurden, konnten wir nach kurzer Zeit einzelne N/V-Zentren in Nanodiamanten lokalisieren und untersuchen. Im Vergleich zu den vorher verwendeten makroskopischen Diamanten erzielen wir mit Nanodiamanten eine etwa doppelt so große Aufsammeleffizienz. Nachdem mithilfe der Piezoeinheit auf der Probe Punktstreuer gefunden wurden, können sie mithilfe eines Spektrometers untersucht werden. Ihre Eigenschaft als Einzelphotonenquellen überprüfen wir mit dem dargestellten Messaufbau nach Hanbury Brown und Twiss. Die so gemessenen Korrelationsfunktionen zweiter Ordnung geben Aufschluss über die Anzahl der beteiligten Emitter. Für einzelne N/V-Zentren kann mithilfe des Sättigungsverhaltens die Anregungsleistung mit dem geringsten relativen Rauschen gefunden werden; es ergibt sich daraus außerdem eine Sättigungsleistung, ab der N/V-Zentren sättigungsverbreiterte transversale und axiale Profile zeigen. Bei geringer Leistung sind wir in der Lage, die Polarisationsabhängigkeit des Fluoreszenzlichtes eines N/V-Zentrum zu bestimmen und so einen Eindruck von der Orientierung der beiden Dipolmomente des Zentrum zu gewinnen.

Ausblick

In näherer Zukunft wird sich unsere Arbeitsgruppe damit beschäftigen, *gezogene Fasern* für die Einkopplung einzelner Photonen zu nutzen. Als *gezogene Faser (tapered fiber)* bezeichnet man eine Glasfaser, die durch Erhitzung gestreckt und dadurch verjüngt wird. Der Faserradius kann dabei ausgehend von $150\ \mu\text{m}$ auf eine Größenordnung von $50\ \text{nm}$ reduziert werden [5, 25]. Wir wollen uns zunutze machen, dass durch den kleinen Faserradius ein bemerkenswerter Teil des elektromagnetischen Feldes als evaneszentes Feld geführt wird. Bringen wir nun Nano-Diamanten mit N/V-Zentren auf die Faser auf, so kann ein Teil der Fluoreszenzphotonen des N/V-Zentrums in die Glasfaser gekoppelt werden [25]. Um die Kopplung möglichst effektiv zu gestalten, muss die Orientierung der Dipolmomente der N/V-Zentren passend sein; aus diesem Grund werden wir uns in Zukunft noch vermehrt mit Polarisationsmessungen beschäftigen.

6 Anhang

6.1 Kalibrierung Spektrometer

Um verlässliche Spektren zu erhalten, haben wir eine neue Kalibrierung des Spektrometers vorgenommen. Hierzu wird eine Eichquelle angeschlossen, die Licht einer Vielzahl verschiedener Wellenlängen emittiert. Die Kalibrierung liefert eine Geradengleichung, mit deren Hilfe die Positionen auf der Spektrometer-Kamera in Wellenlängenlängen umgerechnet werden können.

Ferner wurden die Halbwertsbreiten der einzelnen Peaks analysiert; die Justage des Spektrometers ist derart, dass Wellenlängen im interessanten Bereich zwischen etwa 625 nm und 680 nm besonders geringe Halbwertsbreiten haben. Die Umrechnung von Pixelposition in Wellenlänge ergibt sich zu $\lambda(x) = 579,974 \text{ nm} + 0,2198 \frac{\text{nm}}{\text{px}}x$. Die der Eichung entsprechende Kurve findet sich in Abbildung 26.

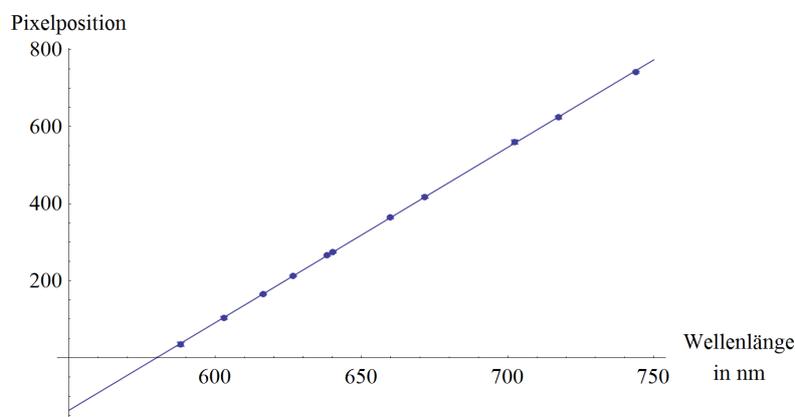


Abbildung 26: Eichung des Spektrometers: Pixelposition bei entsprechender Wellenlänge

6.2 Verwendete Proben

Als bestes Substrat erwiesen sich bisher *Suprasil*-Gläser der Marke *Heraeus*; dabei handelt es sich um qualitativ hochwertiges, einschussfreies Quarz-Glas. Die Fluoreszenz des Glases tritt im Gegensatz zu Mikroskopdeckgläsern in deutlich geringerem Maße und primär an den Oberflächen auf.

Da in einigen Proben mögliche N/V-Zentren nicht mehr auffindbar waren oder sich als lokal instabil zeigten, verwenden wir das Polymer Polyvinyl-Alkohol (siehe Abbildung 27). Die Nano-Diamanten werden in das PVA eingebettet und dadurch besser fixiert.

In Tabelle 1 sind die für die Ergebnisse dieser Arbeit verwendeten Proben aufgeführt. Aufgrund guter Messungen an der Probe *I* wurde später u.a. die Probe *II* mit gleichen Parametern hergestellt. Beide Proben verwenden synthetische Ib-Diamanten der Firma *Microdiamond*.

Die mit Hellmanex gereinigten Suprasilgläser werden mit einer Suspension aus DI-

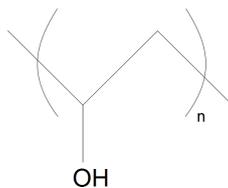


Abbildung 27: Lewis-Formel des Polymers Polyvinylalkohol C_2H_4O (PVA)

Probe	interner Name	Substrat	Diamant-Typ	Konzentrationen
<i>I</i>	<i>Berlin-PVA3</i>	Suprasil	ND, Berlin 1/50	Diamant: 1%, PVA: 0,02%
<i>II</i>	<i>A</i>	Suprasil	ND, Berlin 1/50	Diamant: 1%, PVA: 0,02%
<i>III</i>	<i>Berlin-PVA2</i>	Suprasil	ND, Berlin 1/50	Diamant: 1%, PVA: 0,05%

Tabelle 1: Übersicht über die für Ergebnisse dieser Arbeit verwendeten Proben. ND: Nanodiamant.

Wasser, Nanodiamanten und PVA betropft, die dann mithilfe einer Lackschleuder gleichmäßig verteilt wird.

Die Suprasil-Gläser werden mithilfe einer 2%-Hellmanex-Lösung gereinigt und zusammen mit dem PVA und der Diamant-Suspension in einem Ultraschallbad vorbereitet (65° C, 20 Minuten bei voller Leistung). Das PVA wird nach kurzer Zeit mit einer Magnetührplatte aufgelockert (etwa 10 Minuten bei 1000 rpm). In einem 1 ml-Eppendorf-Reaktionsgefäß werden 450 μ l DI-Wasser, 450 μ l Diamant-Suspension („Berlin 1/50“) sowie 40 μ l 0,5%iges PVA erst manuell, anschließend im Ultraschallbad vermischt. Das Gläschen wird mit DI-Wasser abgespült, getrocknet und mit 500 μ l der Suspension betropft. Abschließend wird das Glas mithilfe einer Lackschleuder („Spin coater“) 4:30 min bei 2000 rpm rotiert, damit eine gleichmäßige Oberfläche entsteht.

Die Suspension enthält durch die Mischung der aufgeführten Komponenten eine PVA-Konzentration von etwa 2,1% sowie eine Konzentration von etwa 0,96% der ursprünglichen Diamantsuspension.

6.3 Spezifikationen optischer Komponenten

Laser

Der verwendete Laser vom Typ *Gem* stammt von der Firma *Laser Quantum*. Laut Datenblatt erreicht er eine Maximalleistung von 600 mW und emittiert nur die TEM₀₀-Mode; die Polarisationsrichtung ist horizontal. Die vom Hersteller empfohlene Aufwärmzeit beträgt 10 Minuten.

Optischer Isolator

Der optische Isolator dreht laut Datenblatt die Polarisationsrichtung um 46,6°. Rückreflexe werden um 42 dB abgeschwächt.

Glasfaser

Für die Übertragung des Lichtes zwischen Lasersystem und Messaufbau sowie zwischen Messaufbau und APDs bzw. Spektrometer werden Glasfasern verwendet. Wir verwenden hier Glasfasern vom Typ *460 HP* der Firma Thorlabs. Für die betreffenden Wellenlängen handelt es sich hierbei um Single-Mode-Fasern mit einer Numerischen Apertur von 0,13 und einem Modenfelddurchmesser bei 532 nm von 3,18 μm . Die Glasfaser ist nicht polarisationserhaltend.

Dichroit

Der dichroitische Spiegel ist hochreflektierend für die Wellenlängen 532 nm und 1064 nm, hochtransmittierend für den Wellenlängenbereich 580 nm bis 750 nm.

Objektiv

Das im Konfokalmikroskop montierte Objektiv der Firma *Leica Microsystems* ist vom Typ *PL Fluotar L*, hat eine Numerische Apertur von 0,75 und eine Eingangspupille von 3,0 mm.

Filter

Im HBT-Aufbau wurden für die vorliegenden Messungen sowohl ein *OG 590*-Filter, der nur für Wellenlängen größer als 590 nm transparent ist, sowie ein *ARB2-VIS*-Filter, der im Bereich 450 nm bis 700 nm transparent ist, verwendet.

6.4 Programme

Viele Messungen an N/V-Zentren können halb- oder vollautomatisch durchgeführt werden, so dass die Eingabe geeigneter Startparameter für z.B. eine komplette HBT-Messung genügt. Die Programme wurden mit *C*, *Perl* oder der *Tool Command Language* (bzw. *Tcl/Tk*) geschrieben.

Literatur

- [1] J. Volz. *Atom-Photon Entanglement*. Promotion, Ludwig Maximilian Universität München, 2006.
- [2] P. Zarda. *Quantenkryptographie*. Diplomarbeit, Universität Innsbruck, 1999.
- [3] C. Wang. *Festkörperbasierte Einzelphotonenquellen*. Diplomarbeit, Ludwig Maximilians Universität München, 2003.
- [4] C. Kurtsiefer et al. Stable Solid-State Source of Single Photons. *Physical Review Letters*, 85:290–293, 2000.
- [5] A. Stiebeiner et al. Design and optimization of broadband tapered optical fibers with a nanofiber waist. *Optics Express*, 18:22677–22685, 2010.
- [6] R. J. Epstein et al. Anisotropic interactions of a single spin and dark-spin spectroscopy in diamond. *Nature Physics*, 1:94–98, 2005.
- [7] E. Neu. Single photon emission from silicon-vacancy colour centres in CVD-nano-diamonds on iridium. *arXiv:1008.4736v2*, 2010.
- [8] J. E. Field. *The Properties of Natural and Synthetic Diamond*. Academic Press, London, 1997.
- [9] A. M. Zaitsev. *Optical Properties of Diamond*. Springer, Bochum, 2001.
- [10] C. Braig. *Festkörperbasierte Einzelphotonenquellen*. Diplomarbeit, Ludwig Maximilians Universität München, 2001.
- [11] A. T. Collins et al. Luminescence decay time of the 1.945 eV centre in type Ib diamond. *Journal of Physics C*, 16:2177–2181, 1982.
- [12] H. Hanzawa et al. Disorder effects of nitrogen impurities, irradiation-induced defects, and ^{13}C isotope composition on the Raman spectrum in synthetic Ib diamond. *Physical Review B*, 54:3793–3799, 1996.
- [13] N. B. Manson et al. The nitrogen-vacancy center in diamond re-visited. *arXiv:cond-mat/0601360v2*, 2008.
- [14] C. Braig. *N/V-Zentren als Einzelphotonenquellen*. Diplomarbeit, Ludwig Maximilians Universität München, 2000.
- [15] A. Gali. Theory of Spin-Conserving Excitation of the $N - V^-$ Center in Diamond. *The American Physical Society*, 103:186404, 2009.
- [16] G. Davies. Optical Studies of the 1.945 eV Vibronic Band in Diamond. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 348:285–298, 1976.

- [17] R. Vyas et al. Antibunching and photoemission waiting times. *Optical Society of America*, 17:634–637, 2000.
- [18] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Teubner, Bonn, 2005.
- [19] D. Griffiths. *Introduction to Quantum Mechanics*. Prentice Hall, Upper Saddle River, 1995.
- [20] C. Wang. *A Solid-State Single Photon Source Based on Color Centers in Diamond*. Promotion, Ludwig Maximilians Universität München, 2007.
- [21] W. Rosenfeld. *Versuch zu Gaußscher Strahlenoptik*. Praktikums-Versuchsanleitung, Ludwig Maximilian Universität München, 2009.
- [22] J. Hawkes. *Lasers - Theory and Practice*. Prentice Hall, Hemel Hempstead, 1995.
- [23] U. Zinth W. Zinth. *Optik - Lichtstrahlen, Wellen, Photonen*. Oldenbourg Verlag, München, 2009.
- [24] T. Schröder et al. Ultra-bright and efficient single photon generation based on N-V centres in nanodiamonds on a solid immersion lens. *arXiv:1011.1822v1 [physics.optics]*, 2010.
- [25] F. L. Kien et al. Scattering of an evanescent light field by a single cesium atom near a nanofiber. *The American Physical Society*, 73:013819, 2006.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

München, den 9. Mai 2011
Lukas Knips