

4 Experimenteller Aufbau

Das Experiment besteht aus drei Teilen. Ein kommerziell erhältliches Femtosekundenlasersystem erzeugt die verwendeten Lichtpulse. Daran schließt sich der Aufbau zur Tropfengeneration- und Beobachtung an. Das vom Tropfen emittierte Licht wird anschließend über eine optische Faser an die Detektionseinheit weitergeleitet. Auf jede dieser drei Komponenten möchte ich in den folgenden Unterkapiteln genauer eingehen.

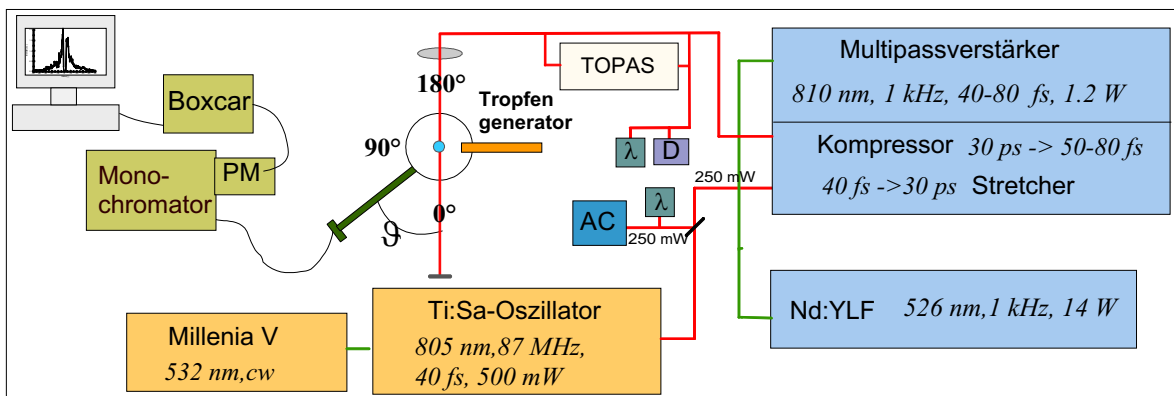


Abbildung 4.1: Zentrale Komponenten des Experiments.

4.1 Das Lasersystem

Die Femtosekundentechnologie eröffnet einige Möglichkeiten, die gerade bei der Erzeugung von nichtlinearen Prozessen von größtem Interesse sind:

Die Energie kann in einem zeitlichen Intervall konzentriert werden, das je nach System zwischen 10^{-13} s und 10^{-14} s kurz ist. Wenn man die räumliche Ausdehnung eines solchen Pulses betrachtet, hat man es nur mit einer Länge von einigen Mikrometern zu tun. Die Spitzenleistung der Pulse kann so bei ganz moderaten Pulsenergien extrem hoch werden. Für einen 50 fs langen Puls mit einer Energie von 1 mJ (das entspricht $4 \cdot 10^{15}$ „roten“ – 810 nm - Photonen) erhält man eine Spitzenleistung von 20 Gigawatt. Wenn diese Pulse nun zusätzlich auf einen Strahldurchmesser von 100 μm fokussiert werden, erhält man eine Intensität von 10 PW/cm², was einer elektrischen Feldstärke von ungefähr 3 GV/cm entspricht. Eine Vielzahl nichtlinearer Prozesse wird so Dank der hohen Intensitäten zugänglich.

Bei dem in unserer Arbeitsgruppe verwendeten Femtosekunden-Lasersystem handelt es sich um einen Titan-Saphir-Oszillator mit nachgeschaltetem Multipass-Verstärkersystem. Die Komponenten werden nachfolgend im einzelnen beschrieben.

4.1.1 DER TITAN:SAPHIR-LASER

Der Titan:Saphir-Oszillator wurde an der Washington State University von H. C. Kapteyn und M. M. Murnane entwickelt [Asaki et al. 1993]. Der Bausatz ist kommerziell erhältlich und wurde in unserer Arbeitsgruppe aufgebaut. Als Lasermedium dient ein Saphir-Kristall (Al_2O_3), der mit Ti_2O_3 dotiert ist. Die Titanionen fügen sich in die Oktaederlücken der rhomboedrischen Kristallstruktur des Saphirs ein. Aufgrund ihrer Größe kommt es jedoch zu einer trigonalen Verzerrung der Kristallstruktur und damit zu einer Aufspaltung der 3d-Orbitale des Ions. Nach der Kristallfeldtheorie entstehen so ein Satz dreifach entarteter t_{2g} -Orbitale und zwei zweifach entarteter, energetisch höher liegender e_g -Orbitale. Die beiden so entstandenen Zustände ${}^2T_{2g}$ und 2E_g sind durch eine Ankopplung an die Gitterschwingungen verbreitert. Dieser Effekt bewirkt einen sehr breiten Emissionsbereich um 800 nm und ist der Grund dafür, daß sich der Titan:Saphir-Kristall sehr gut als Lasermedium zur Erzeugung ultrakurzer Pulse eignet.

In unserem System wird ein diodengepumpter Festkörperlaser (532 nm) der Firma Spectra Physics als Pumplaser für den Oszillator eingesetzt. Bei der Erzeugung von Femtosekundenpulsen im Oszillator nutzt man die sogenannte Modenkopplung aus, also eine konstruktive Überlagerung der anschwingenden, longitudinalen Moden. Bei hinreichend hoher Lichtintensität kommt es innerhalb des Kristalls durch den optischen Kerr-Effekt zu einer Selbstfokussierung des Laserstrahls. Der Brechungsindex des Lasermediums enthält dann neben der intensitätsunabhängigen, linearen Komponente $m_0(\omega)$ einen intensitätsabhängigen, nichtlinearen Term $m_2I(t)$ [Eichler, Eichler 1998]. Der Resonator ist so konfiguriert, daß die stärker fokussierten Anteile eine größere Verstärkung erfahren, d.h. daß die Resonatormoden mit Kerrlinsenwirkung und Pumpvolumen optimal überlappen. Eine Verlustmodulation der ungekoppelten Moden, welche zu einer schwächeren Selbstfokussierung führen, kann mit einer einfachen Blende erzielt werden. Die Gruppengeschwindigkeitsdispersion führt zu einem Auseinanderlaufen des so erzeugten Pulses, da alle Frequenzanteile eine unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit in den Medien - Kristall und Luft - des Lasers besitzen. Zwei

Prismen kompensieren diese Dispersion, indem die verschiedenen Frequenzanteile eine längere („rot“), bzw. kürzere („blau“) optische Wegstrecke durchlaufen. Diese Anordnung limitiert die minimale Pulslänge in dieser Konfiguration auf ca. 40 fs. Die Unschärferelation gibt für das Verhältnis von spektraler Breite und Pulslänge die theoretischen Grenzen vor. Dementsprechend wird für einen Laserpuls das sogenannte Pulslängen-Bandbreite-Produkt (PBP) oder kurz Bandbreitenprodukt definiert

$$t_{Puls} \Delta\lambda \geq \frac{K\lambda^2}{c}. \quad (4.1)$$

$\Delta\lambda$ und t_{Puls} sind die Halbwertsbreiten (Full Width Half Maximum, FWHM) des spektralen bzw. zeitlichen Intensitätsprofils. c ist die Lichtgeschwindigkeit und die Konstante K gibt eine untere Grenze für das Bandbreitenprodukt an und ist abhängig von der Pulsform. Für einen räumlich und zeitlich gaußverteilten Puls beträgt sie 0.441 [Diels, Rudolph 1996]. Das Gleichheitszeichen gilt nur für sogenannte fourier- bzw. transformlimitierte Pulse, also in einem Fall ohne Phasen- oder Frequenzmodulation. Man erhält für einen idealen Gauß-Puls mit einer Pulslänge von 40 fs und einer zentralen Wellenlänge von 805 nm eine spektrale Breite von $\Delta\lambda = 23$ nm.

Die Repetitionsrate liegt entsprechend der Resonatorlänge bei 87 MHz. Die Pulsenergie beträgt etwa 8 nJ. Die Charakterisierung der Pulse erfolgt routinemäßig durch Messung der Autokorrelationsfunktion und des Spektrums.

4.1.2 DAS VERSTÄRKERSYSTEM

Die Pulsenergie des Oszillators ist jedoch für die Anforderungen, die bei der Erzeugung nichtlinearer optischer Prozesse in Mikrotröpfchen gestellt werden, zu niedrig. Deshalb schließt sich nun das Verstärker-System „Odin“ der Firma Quantronix an. Es beruht auf dem Prinzip der Chirped Pulse Amplification (CPA). Die Femtosekundenpulse werden zunächst in einem Pulsaufweiter (Stretcher) in den Pikosekundenbereich hinein verlängert. Dadurch wird die Pulsleistungsdichte während der Verstärkung moderat gehalten und eine Beschädigung der optischen Komponenten vermieden. Darauf erfolgt die Verstärkung über die Technik der Multipassverstärkung mit anschließender Kompression zurück in den Femtosekundenbereich. Den schematischen Aufbau dieser Komponenten zeigt die Abbildung 4.2.

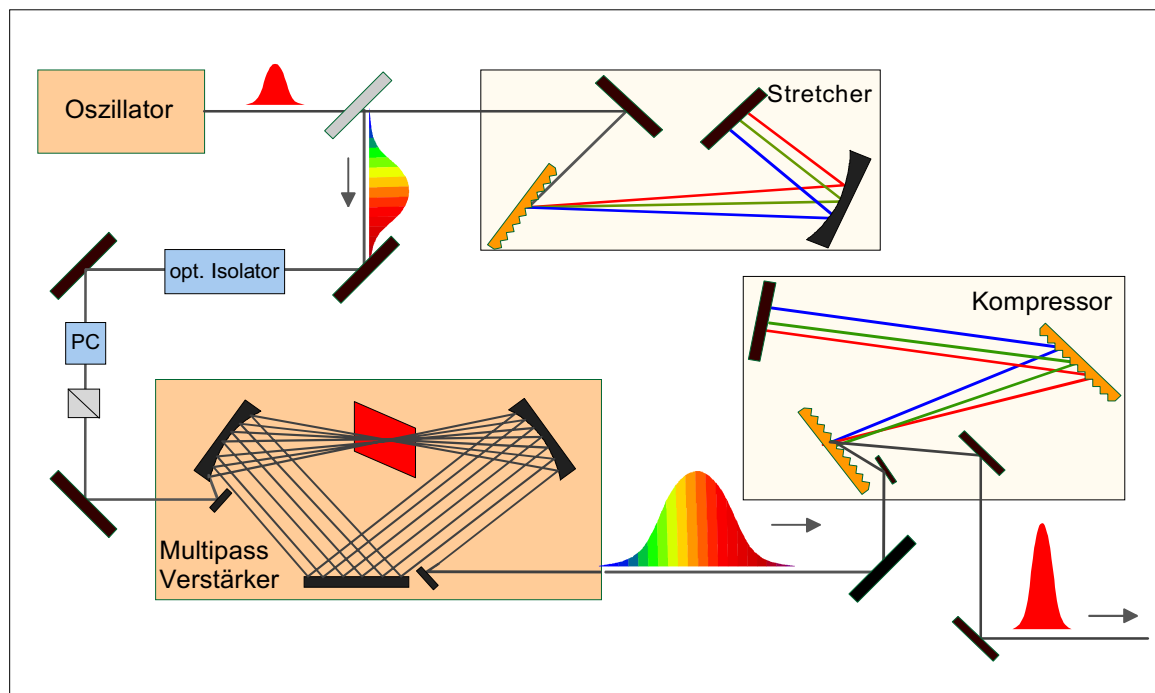


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Verstärkersystems.

Die Konstruktion des Stretchers entspricht einem im Fokus des gekrümmten Spiegels gefalteten 1:1 Teleskop. Durch viermaliges Auftreffen auf ein Beugungsgitter, welches zur Minimierung von Astigmatismen in Littrow-Anordnung installiert ist, wird der Puls in erster Ordnung spektral - und somit auch zeitlich - aufgespalten und auf etwa 30 ps verlängert. Diesen Prozeß nennt man auch „chirpen“¹.

Nach der Pulsaufweitung passiert das Licht einen optischen Isolator, um sicherzustellen, daß ungewollte Reflexionen keine Rückkopplung verursachen und damit den Seed-Laser² negativ beeinflussen oder zerstören. Der in diesem System verwendete Isolator besteht aus einem Polarisator und einem Faraday-Rotator, welcher durch Einwirkung eines Magnetfeldes die Polarisationssebene um 45° dreht. Hinter dem Faraday-Rotator befindet sich ein $\lambda/2$ -Plättchen, welches die Polarisationssebene um zusätzliche 45° dreht, so daß Licht vom

¹Wenn alle Frequenzen eines Pulses in Phase sind, spricht man von einem „chirp-freien“ oder „transformationsbeschränkten“ Puls. Das Bandbreiten-Zeit-Produkt der Fourier-Transformation ist minimal. Ist das nicht der Fall, hat der Puls einen chirp. Von einem up-chirp spricht man, wenn der Puls zeitlich zuerst die langwelligen (‘roten’) und dann die kurzwelligen (‘blauen’) Frequenzen enthält. Der down-chirp beschreibt dementsprechend genau den umgekehrten Prozeß.

²Der zu verstärkende Puls wird als Seed-Puls und der entsprechende Laser als Seed-Laser bezeichnet.

Polarisator kommend durchgelassen wird. Zurückreflektiertes Licht wird vom Faraday-Rotator ebenfalls in der Polarisation um 45° gedreht, jedoch in gleicher Richtung wie zuvor, so daß es gegenüber der Durchlaßrichtung des Polarisators um 90° gedreht ist und damit abgelenkt wird.

Zur Synchronisation mit der Repetitionsrate des Oszillators von 87 MHz dient eine Photodiode. Ihr Signal wird an einen Pockelszellentreiber weitergeleitet. Die Pockelszelle fungiert als optischer Schalter. Sie wird in Kombination mit einem Polarisator als sogenannter Puls-Picker eingesetzt, um die gewünschte Repetitionsrate von 1 kHz zu erzielen. Die Pockelszelle dreht die Polarisation jedes 87000. Pulses um 90° , der dann von dem Polarisator durchgelassen wird und in die Multipassverstärkung gelenkt werden kann. Bei dem zur Verstärkung eingesetzten Lasermedium handelt es sich wiederum um einen Titan:Saphir-Kristall, dessen Besetzungsinversion beim Durchgang des Seed-Pulses abgebaut wird. Eine größere Verstärkung wird bei Mehrfachdurchläufen erzielt. Das Hauptproblem bei der Pulsverstärkung liegt in der ungewollten, verstärkten spontanen Emission. Sie führt zu einem vorzeitigen Abbau der Inversion und damit zu einem nichtkohärent überlagerten Pulshintergrund. Um die spontane Emission zu unterdrücken, werden Raumfilter und mit dem Seed-Puls synchronisierte Pumpulse eingesetzt. Der Raumfilter wird zusätzlich dafür verwendet, aus den Moden die transversale TEM_{00} Mode auszuschneiden. Für eine optimale Verstärkung passiert der zu verstärkende Puls in dem verwendeten System acht Mal die 3-Spiegel-Multipass-Konfiguration (Abbildung 4.2). Im Gegensatz zu ähnlichen Systemen, wie beispielsweise dem Regenerativen Verstärker [Le Blanc et al. 1999], liegt der Vorteil hier bei den Materialeinsparungen, die die Dispersion minimal halten, und bei der Anwendung einer relativ einfachen Pockelszelle. Als Pumplaser dient ein Nd:YLF-Laser. Die Pumpulse haben eine Wellenlänge von 532 nm bei einer Energie von 14 mJ.

Der verstärkte Puls wird schlußendlich wieder komprimiert. Der Kompressor im „Odin“ verwendet eine Standardgitteranordnung, die zwei Gitter mit identischer Strichzahl enthält.

4.1.3 DER TOPAS

Der Frequenzbereich des Basislasers kann durch den Einsatz eines optisch parametrischen Oszillators (OPO) erweitert werden. Ein OPO besteht im wesentlichen aus einem geeigneten nichtlinearen Kristall in einem optischen Resonator. Die Wechselwirkung

zwischen der Strahlung eines kohärenten Pumpfeldes und der nichtlinearen Suszeptibilität des Kristalls erzeugt zwei frequenzveränderliche Wellen, die als Signal- und Idlerwelle bezeichnet werden. Ihre Wellenlängen werden durch die Energieerhaltung und die Impulserhaltung in Form der Phasenanpassungsbedingung bestimmt. Wie bereits in Kapitel 3.1 angesprochen, können zwei Wellen in einem nichtlinearen Medium eine Polarisation mit einer dritten Frequenz erzeugen. Im Falle der parametrischen Verstärkung sind die Amplituden von Signal- und Idlerfeld zunächst klein gegenüber dem Pumpfeld. Die Kopplung von Pump- und Signalfeld bewirkt eine Verstärkung des Idlerfeldes, die Kopplung zwischen Pump- und Idlerfeld eine Verstärkung des Signalfeldes. Die Verstärkung der beiden erzeugten Wellen führt demnach zu einem Abbau der Pumpwelle. Im Sinne des Photonenbildes stellt die Phasenanpassungsbedingung $\Delta k = k_p - k_s - k_I = 0$ die Impulserhaltung der Photonen und $\omega_p = \omega_s + \omega_I$ die Energieerhaltung dar. Zu einer Verstärkung von Signal- und Idlerwelle kommt es auch, wenn beide Felder zu Beginn des Prozesses den Wert Null besitzen. Der Prozeß startet dann aus der parametrischen Fluoreszenz, der Wechselwirkung des Pumplichtes mit dem Vakuumfeld [Gordon et al. 1963]. In unserem System wird ein TOPAS (Traveling-wave Optical Parametric Amplifier of Superfluorescence) der Firma Light Conversion eingesetzt, der auf diesem Prinzip beruht. Anders als bei einem synchron gepumpten OPO, bei dem sich der nichtlineare Kristall in einem Resonator befindet, wird bei diesem Frequenzkonverter der Kristall nur drei Mal durchlaufen. Grundlage hierfür ist die hohe Pulsleistung des Verstärkersystems. Im TOPAS wird der verstärkte Puls in einen Pump-, einen Vorverstärker- und einen Verstärkerstrahl geteilt. Der Vorverstärkerstrahl sorgt für die ersten Signal- und Idlerphotonen, wobei die parametrische Fluoreszenz ein Intensitätsmaximum für ein bestimmtes Frequenzpaar ω_s und ω besitzt, bei dem die beteiligten Wellenvektoren parallel zueinander stehen. In diesem Fall folgt aus der Impulserhaltung mit der Beziehung

$$\frac{\omega}{k} = \frac{c_0}{m} \quad (4.2)$$

die Bedingung

$$m_p \omega_p = m_s \omega_s + m_I \omega_I . \quad (4.3)$$

Wobei m für die jeweiligen Brechungsindizes steht. Vorverstärker- und Verstärkerstrahl vervielfachen dann in zwei Zyklen die Intensität von Signal- und Idlerwelle. Durch Drehen des Kristalls steht mit Signal und Idler ein Wellenlängenbereich von 1180 bis 2600 nm zur

Verfügung, der zusätzlich durch Verdopplungskristalle auf den sichtbaren Spektralbereich ausgedehnt werden kann. Eine ausführliche Darstellung von optisch parametrischen Oszillatoren und den Einsatz von BBO-Kristallen ist in der Dissertation von A. Fix zu finden [Fix 1995].

4.1.4 PULSPARAMETER DES LASERSYSTEMS

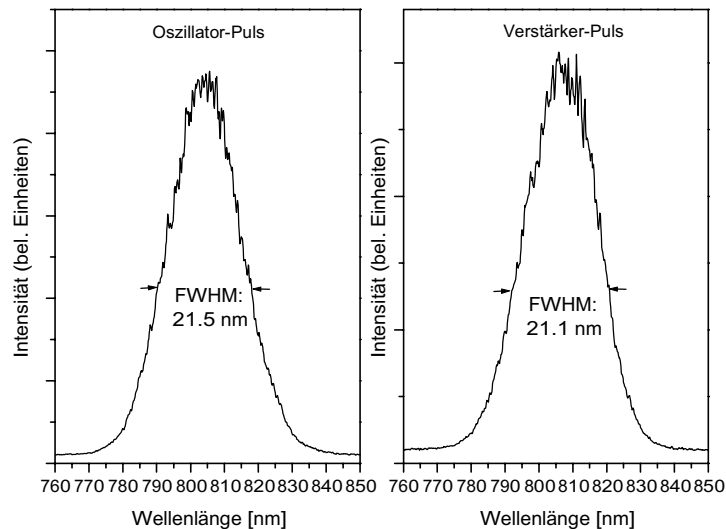


Abbildung 4.3: Spektrum von Oszillator- und Verstärker-Pulsen.

Die Pulse des Oszillators und des Verstärkers werden routinemäßig mit einem Spektrometer der Firma Ocean Optics und einem Autokorrelator, der in unserer Gruppe entwickelt wurde, kontrolliert. Die Standardtechnik zur Charakterisierung von Pulsen in der zeitlichen Domäne ist eine Autokorrelation 2. Ordnung. Da kein kürzeres Ereignis als der Puls selbst zur Verfügung steht, wird er mit sich selbst „abgetastet“. Dazu wird der Strahl geteilt und beide identischen Teilpulse mit variierbarer relativer Verzögerung τ zueinander in einem nichtlinearen Medium zur Überlappung gebracht. Ein KDP-Kristall³ erzeugt die Zweite Harmonische des einfallenden Strahls, deren Intensität proportional zum Produkt der Intensitäten der beiden einfallenden Pulse ist. Auf dem Oszilloskop wird dann die Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung dargestellt

$$A(\tau) \propto \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)E(t-\tau)dt \right|^2. \quad (4.4)$$

Daraus kann mit $\Delta\tau_{Ak} = t_{Puls} \cdot F$ die Pulslänge ermittelt werden. Die Konstante F hängt von der Pulsform ab und beträgt für einen gaußförmigen Puls $2^{1/2}$ [Demtröder 1996]. Die Spektren von Seed- und verstärktem Puls sind in Abbildung 4.3 gezeigt. Die gemessene spektrale Breite (FWHM) der Oszillator-Pulse betragen 21.5 nm. Die vom Autokorrelator angezeigte Pulslänge ist etwa 50 fs. Das Bandbreiteprodukt ergibt nach Gleichung (4.1) für einen Gaußpuls mit der spektralen Breite von 21.5 nm jedoch eine Pulsdauer von 44 fs. Der Puls ist damit 1.14 mal bandbreitebegrenzt. Der Verstärker liefert Pulse mit einer spektralen Breite von 21.1 nm und einer Länge von 50 fs. Hier ergibt sich bei einer fourierlimitierten Pulsdauer von 45 fs eine Abweichung von 1.1.

Der verstärkte Puls wird zusätzlich von Zeit zu Zeit mit Hilfe der FROG-Technik (Frequency Resolved Optical Gating) charakterisiert. Wie bei der Autokorrelation wird der Puls mit sich selbst abgetastet, allerdings wird zusätzlich das resultierende Signal spektral aufgelöst [Lupulescu 1999]. Auch hier wird als nichtlinearer optischer Effekt die Frequenzverdopplung genutzt. Der Detektor mißt die Intensität des Signalfeldes am Austrittsspalt des Spektrometers.

Das von ihm aufgenommene Bild wird als Spektrogramm bezeichnet

$$S^{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)E(t-\tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2. \quad (4.5)$$

Bis auf die spektrale Information $e^{-i\omega t}$ ist das Spektrogramm identisch mit der Autokorrelationsfunktion. Für jede Verzögerungszeit τ , gemittelt über mehrere Schüsse, wird das Spektrum des Signalfeldes aufgenommen. Werden diese Spektren über τ aufgetragen, so ergibt sich das Spektrogramm $S^{SHG}(\omega, \tau)$. Der Nachteil eines SHG-FROGs ist die Symmetrie der FROG-Spur bezüglich der Achse $\tau = 0$. Diese Zweideutigkeit (positiver oder negativer chirp) räumen wir dadurch aus, daß eine Vergleichsmessung mit einem zusätzlich in den Strahlengang eingebrachten Glasplättchen durchgeführt wird. Diese Glasplatte weist eine normale Dispersion auf, d. h. ruft einen positiven linearen chirp hervor.

³ Kaliumdihydrogenphosphat

Für den verstärkten Puls zeigt das mittels FROG-Technik bestimmte zeitliche und räumliche Profil nahezu perfekten Gauß-Charakter (Abb. 4.4).

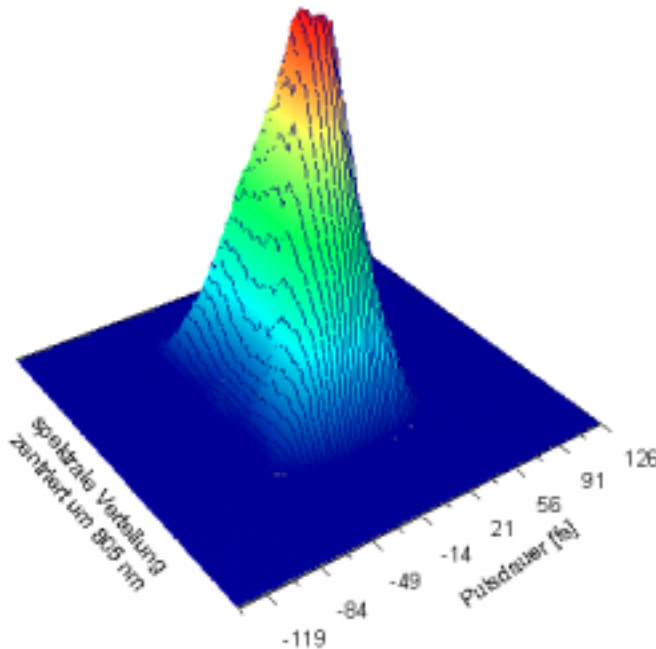


Abbildung 4.4: FROG-Spektrogramm des verstärkten Pulses.

4.1.5 FOKUSSIERUNG EINES GAUßSTRAHLS

Um die Intensität des Lichtes noch zu erhöhen, wird der Laserstrahl abschließend auf den Tropfen fokussiert. Um die genaue Intensität des gaußförmigen Laserpulses im und um den Brennpunkt herum näherungsweise berechnen zu können, bedienen wir uns einiger Begriffe, die sich zur Beschreibung des genannten Problems eignen [Meschede 1999]: Mit dem Rayleigh-Parameter z_R wird der Abstand vom Brennpunkt angegeben, bei dem sich die Strahlfläche verdoppelt hat

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (4.6)$$

Die Abbildung 4.5 zeigt den Zusammenhang zwischen dem Radius der Strahltaille $w_0 = w(z=0)$ und dem konfokalen Parameter b , der den Bereich $-z_R \leq z \leq z_R$, die Rayleighzone, beschreibt. Er ist ein Maß für die longitudinale Ausdehnung des Brennpunktes und wird definiert als

$$b \equiv 2z_R = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (4.7)$$

Die Rayleighzone ist um so kürzer je stärker der Laserstrahl fokussiert wird.

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (4.8)$$

repräsentiert den Strahlradius w am Ort z . Der Strahlradius ist definiert als der Radius, bei dem die Intensität des Gaußstrahls auf das $1/e$ -fache abgefallen ist und 86% beträgt.

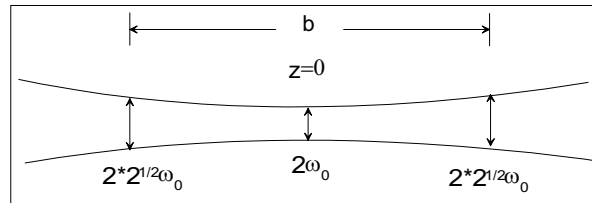


Abbildung 4.5: Zusammenhang zwischen dem Radius der Strahltaile und dem konfokalen Parameter [Boyd 1992].

Angenommen es befindet sich eine Linse mit der Brennweite f an der Position $z = f$. Wenn der Strahldurchmesser am Ort der Linse $2w(f)$ beträgt, dann läßt sich die Intensität im Brennpunkt unter Berücksichtigung von

$$A_L(z) = \pi w(z)^2 \quad \text{und} \quad I(z) = \frac{E}{t_{Puls} \cdot A_L}$$

berechnen zu

$$I(z) = \frac{\pi E w^2 f^2}{t_{Puls} (f^4 \lambda^2 + \pi^2 z^2 w^2)} \quad (4.9)$$

In unserem Experiment ist die Linse auf einem Verschiebetisch angebracht. Der Fokus liegt im Tropfen (bei $z = 0$) und läßt sich derart verschieben, daß er entlang der z -Achse Positionen mit negativem z annehmen kann. Es ist somit möglich den Brennpunkt der Linse bis zu 3 cm hinter den Tropfen zu verschieben. Interessant ist nun, welcher Strahldurchmesser bei den verschiedenen Brennpunktpositionen vorliegt.

Typische Parameter bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten sind:

Pulslänge t_{Puls} : 50 fs

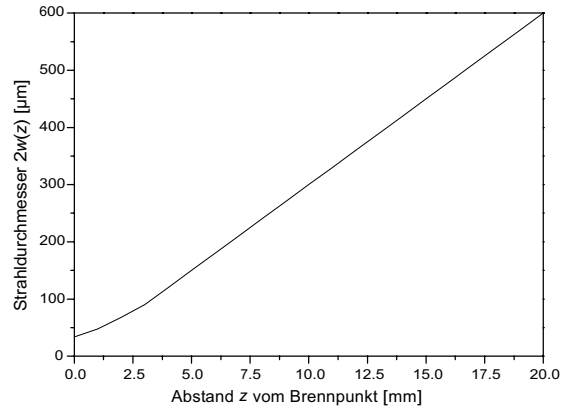
Brennweite f : 200 mm

Strahlradius w beim Auftreffen auf die Linse: 3 mm

Zentralwellenlänge der Laserpulse λ : 810 nm

Abbildung 4.6 zeigt die Änderung des Strahldurchmessers mit dem Abstand zum Brennpunkt. Für den minimalen Fokusdurchmesser erhält man $34.2 \mu\text{m}$.

Abbildung 4.6: Abhängigkeit des Strahldurchmessers von der Entfernung zum Brennpunkt.



Der Verlauf der Laserintensität $I(z)$ unter Verwendung der oben angegebenen Parameter ist für drei Pulsenergien in Abbildung 4.7 dargestellt. Bei einer Energie von 0.8 mJ erhält man eine maximale Intensität direkt im Brennpunkt von $1.745 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Man kommt durch eine Fokussierung der Laserpulse also auf Leistungen im Petawattbereich.

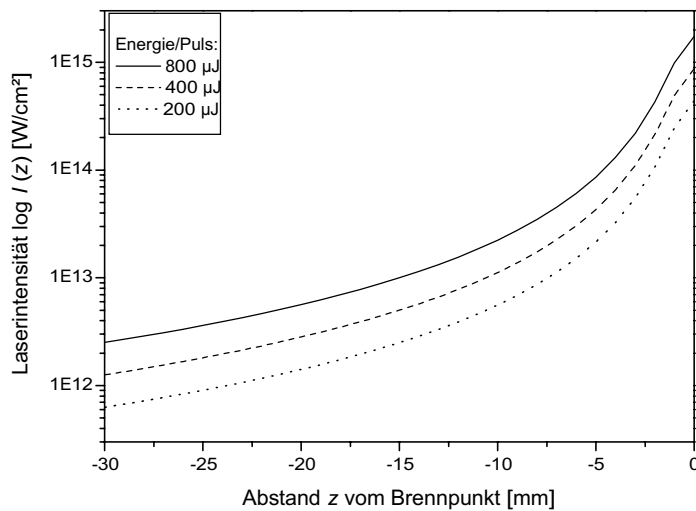


Abbildung 4.7: Abhängigkeit der Laserintensität vom Abstand zum Brennpunkt.

4.2 Tropfengeneration

Um reproduzierbar Mikrotropfen mit einer Repetitionsrate von bis zu einem Kilohertz herzustellen, wird ein kommerziell erhältlicher Tropfengenerator der Firma MicroDrop verwendet. Prinzipiell funktioniert er wie ein Tintenstrahldrucker. Bei den Hauptkomponenten, die in Abbildung 4.9 gezeigt sind, handelt es sich um eine Glaskapillare und einen zylindrischen Piezokristall. Die Kapillare, die sich zu einem Ende hin konisch verjüngt, ist in den Kristall geklebt. Die Außen- und Innenflächen des Piezos sind elektrisch kontaktiert. Wird nun ein Spannungspuls angelegt, zieht sich der Kristall kurzzeitig zusammen, übt einen Druck auf die

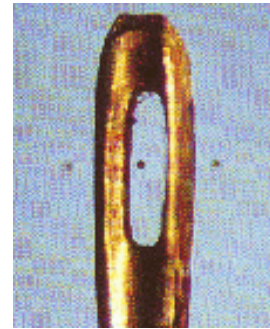


Abbildung 4.9: Mikrotropfen im Vergleich mit einem Nadelöhr. Das Bild ist von der Firma MicroDrop erstellt worden.

Kapillare aus und erzeugt somit in der Flüssigkeitssäule eine Druckwelle, durch die dann ein Tröpfchen aus der Düse herausgeschossen wird. Durch Variieren der Spannungspulse in Amplitude und Länge kann der Generator auf die Viskosität verschiedener Substanzen eingestellt und die Tropfengröße geringfügig beeinflusst werden. In der Regel wurde eine Pulsdauer von $50 \mu\text{s}$ und eine Spannung zwischen 60 und 100 Volt an den Piezo angelegt, so daß die Tropfengröße etwa $40 - 60 \mu\text{m}$ betrug. Typische Austrittsgeschwindigkeiten für den Tropfen liegen bei etwa 1 m/s . Die zu untersuchende Flüssigkeit befindet sich in einem Flüssigkeitsreservoir und gelangt über einen Teflonschlauch zu der Glaskapillare. Durch die Oberflächenspannung an der Austrittsöffnung der Düse bleibt die Flüssigkeitssäule in Schlauch und Kapillare erhalten ohne zurück- oder auszulaufen.

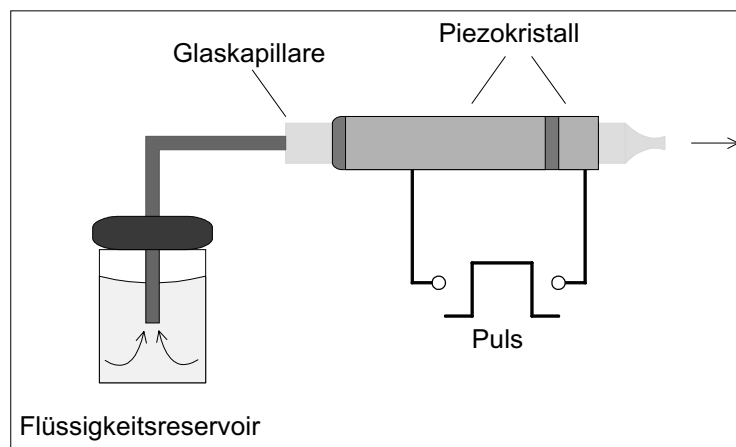


Abbildung 4.8: Der Tropfengenerator.

Da der Düsendurchmesser im Bereich von $50\ \mu\text{m}$ liegt, ist ein sehr sorgfältiges Arbeiten notwendig, um Verstopfungen zu vermeiden. Aus diesem Grund werden nur Flüssigkeiten in das Reservoir gefüllt, die zuvor mit einem Mikroporenfilter - Durchmesser $0.2\ \mu\text{m}$ - gereinigt wurden.

4.3 Experimentsteuerung und Meßverfahren

Um die Tropfengeneration zu kontrollieren, ist die Düse unter einem Mikroskop angebracht. Eine Leuchtdiode, der ein Puls mit variabler Verzögerung zugeführt wird, dient als stroboskopische Lichtquelle. Je nach Verzögerungszeit zwischen Spritzen- und Diodenpuls sind verschiedene Stadien der Tropfenbildung zu beobachten. Diese Information wird kontinuierlich über eine CCD-Kamera an einen Monitor weitergegeben, so daß während des Experiments eine reproduzierbare Tropfengeneration sichergestellt ist.

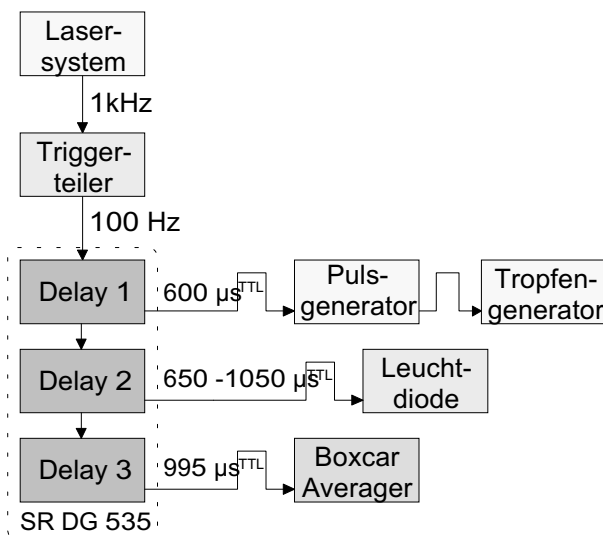


Abbildung 4.10: Zeitliche Steuerung des Experiments.

Die Laserpulse werden mit einer 200 mm Linse auf den Tropfen fokussiert. Ein wichtiger Schritt hierbei ist die Synchronisation der Tropfenerzeugung, des Laserpulses und der Signalerfassung mit Hilfe eines Boxcar-Averagers. Diese zeitliche Steuerung des Experiments wird mit einem Gate- und Delaygenerator Model SR DG 535 der Firma Stanford Research realisiert. Das Blockschaltbild der verwendeten Elektronik zeigt die

Abbildung 4.10. Zentraler Zeitgeber ist die Pockelszelle des Lasersystems. Sie generiert den 'Master'-Trigger und startet alle weiteren Geräte. Da der Laser mit einer Repetitionsrate von einem Kilohertz läuft, der Tropfengenerator aber seine optimale Betriebsleistung bei 100 Hz hat, ist vor den Delaygenerator noch ein variabler Triggerteiler zwischengeschaltet. Im Einzelnen schaltet die Pockelszelle bei $t = t_0$. Mit der Verzögerung $t_1 = 600\ \mu\text{s}$ wird der Pulsgenerator für die Düse geschaltet. Um den Tropfen zu beobachten, wird die Verzögerungszeit t_2 für die Diode zwischen 650 und $1050\ \mu\text{s}$ gewählt. Zur Detektion erhält der Boxcar-Averager seinen Impuls bei $t_3 = 995\ \mu\text{s}$. Der Laserpuls, der nun den Tropfen trifft, kommt bei etwa

1000 μs an. Zu diesem Zeitpunkt befindet sich der Tropfen etwa 4 mm vor der Düse. Die nächsten 9 Laserpulse sind für die Messung unwichtig und werden verworfen.

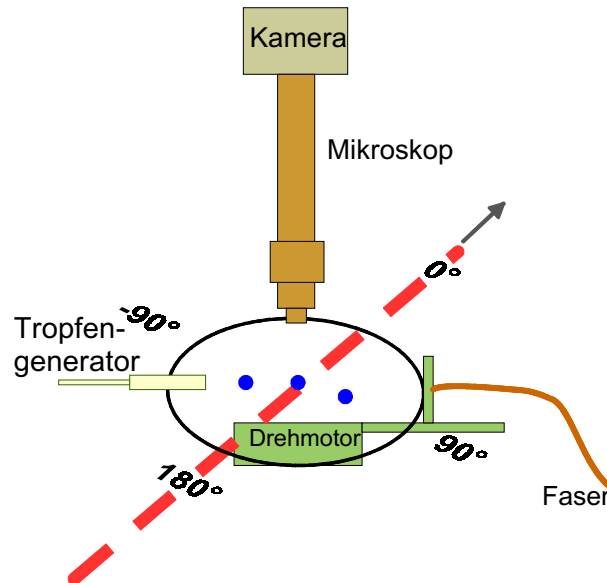


Abbildung 4.11: Schematische und photographische Darstellung des Meßaufbaus.

Um die Winkelabhängigkeit des emittierten Lichtes untersuchen zu können, ist eine optische Faser an einen M-037.DG Drehtisch der Firma PI angebracht. Dieser Drehtisch hat seinen Mittelpunkt direkt unter dem Tropfen. Die Faser ist auf einer Schiene befestigt, damit man die Entfernung zum Tropfen je nach Signalintensität und gewünschter Winkelauflösung variieren kann. Mit einem LabView-Programm läßt sich der DC-Drehmotor vom Computer aus ansteuern. Seine Auflösung liegt bei 2000 Zählern pro Umdrehung. Mit dem im Abbildung 4.11 gezeigten Aufbau wird eine Winkelbestimmung von -60° bis 178° erreicht, wobei der Winkel $\vartheta = 0^\circ$ in Laserrichtung definiert ist. Der Rückstreuwinkel liegt dementsprechend bei 180° . An der 0° -Position ist ein 4 mm breiter Beamblocker angebracht, um die Faser vor dem fokussierten Laserstrahl zu schützen. Die direkte Vorwärtsstreuung läßt sich somit nicht messen.

Das emittierte Licht wird über ein Faserbündel an den Monochromator weitergeleitet. Es handelt sich hierbei um einen flexiblen, 1,5 m langen Lichtleiter aus Quarzfasern mit einem Transmissionsbereich von 190 – 2500 nm. Der Bündeldurchmesser an den beiden rechteckigen Enden beträgt $0,8 \times 9,7 \text{ mm}^2$. Die Winkelauflösung α , die man mit diesem Aufbau erreicht, läßt sich über

$$\alpha = 2 \cdot \arctan(d/2\Delta l) \quad (4.10)$$

berechnen. Mit einem Abstand Δl zwischen Faser und Tropfen von typischer Weise 10 cm und einer Spaltbreite d der Faser von 0.8 mm in horizontaler Richtung erhält man eine Auflösung von etwa 0.5° . Diese ist zu kleinen Streuwinkeln hin jedoch mit einem Fehler behaftet, da der Spalt der verwendeten Faser vertikal ausgerichtet ist und einen Winkelbereich $\varphi = \pm 2.8^\circ$ „sieht“. Dadurch ergibt sich gerade zu kleineren Winkeln hin ein Meßfehler.

Vor dem Eintritt in das Spektrometer ist zusätzlich die Möglichkeit gegeben, einen Filter in den Strahlengang zu bringen. Bei allen Messungen im sichtbaren Spektralbereich wurde ein BG39-Filter eingesetzt, der seine Transmission in einem Bereich von 320 nm bis 650 nm hat. Er wurde aus den jeweiligen Meßdaten herausgerechnet. Das Gitterspektrometer in Czerny-Turner-Anordnung hat eine Brennweite von 0.32 m und enthält ein 58x58 mm großes Gitter mit einer Strichzahl von 1299 l/mm bei einer Blazewellenlänge von 250 nm. Direkt an seinen Ausgangsspalt ist ein Photomultiplier Typ R1508 der Firma Hamamatsu angebracht, der im Bereich von 185 nm - 850 nm arbeitet. Die Wellenlänge mit maximaler Quanteneffizienz (15%) liegt bei 420 nm. Bei 270 nm - der Frequenzverdreifung - beträgt sie 11 % und bei 589 nm - der Natriumemission - 6.5 %. Bei der Auswertung der spektral aufgelösten Messungen wurde die Effizienz des Photomultipliers berücksichtigt. Um das Rauschen, das durch die Pockelszelle des Lasersystems verursacht wird, möglichst gering zu halten, wird das Signal zunächst über ein Boxcar Averager Modul geleitet. Dieses Modul (SR 250), das seinen Impuls ebenfalls über den Delaygenerator erhält (Abb. 4.10), integriert in einem einstellbaren Zeitfenster das Photomultiplier-Signal. Dieses Zeitfenster kann an einen Punkt direkt vor das Signal geschoben werden. Seine Breite beträgt bei den Messungen etwa 30 ns. Zusätzlich werden die in diesem kurzen Zeitbereich integrierten Signale über 100 Messungen gemittelt. Um die analoge Information dem PC zugänglich zu machen, ist ein Computerinterface SR 242 zur Digitalisierung der Daten zwischengeschaltet. Die erstellten Meßprogramme (LabView) ermöglichen die Steuerung des Experiments und die Meßwerterfassung unter zwei verschiedenen Gesichtspunkten:

- Winkelabhängigkeit der Signalintensität bei einer bestimmten Wellenlänge
- Spektrum des emittierten Lichtes bei einem ausgewählten Winkel.

