

2 Messkampagnen

Im Zeitraum zwischen der Fertigstellung des Teramobile-Systems im Frühjahr 2001 und dem Ende des Jahres 2002 sind drei große Messkampagnen an unterschiedlichen Orten mit dem mobilen Labor durchgeführt worden. Diese sind einzeln in den Abschnitten 2.1 bis 2.3 beschrieben. Der Abschnitt 2.4 widmet sich einigen kleineren Experimenten, von denen eines mit dem Teramobile-System auf dem Gelände der Freien Universität Berlin, die übrigen mit den vorhandenen Terawatt-Lasersystemen der Institute in Jena und Palaiseau durchgeführt wurden. Letztere fanden zum Teil schon während der Aufbauphase des mobilen Labors statt.

In diesem Kapitel soll, neben der Beschreibung der Motivation, vor allem die Durchführung der Experimente veranschaulicht und ein Überblick über die erhaltenen Daten gegeben werden. Die Resultate sind in weitgehend roher Form dargestellt. Sie beinhalten lediglich geräteabhängige Korrekturen sowie einfachere Datenumwandlungen und Auswertungen. Die ausführliche Analyse und Interpretation der Daten wird, je nach ihrem Inhalt, erst in den Kapiteln 3 und 4 präsentiert. Die Einteilung der Abschnitte dieses Kapitels sowie die damit einhergehende Gewichtung der verschiedenen Experimente steht in Zusammenhang mit der thematischen Schwerpunktsetzung dieser Arbeit, wie sie in den Kapiteln 3 und 4 zum Ausdruck kommt. Die einzelnen Experimente werden um so genauer und ausführlicher beschrieben, je mehr sie in die Auswertung und Ergebnisinterpretation dieser Arbeit eingehen.

Eine Ausnahme stellt der Abschnitt 2.3 „Hochspannungsexperimente an der TU Berlin“ dar. Die darin beschriebene Messkampagne steht außerhalb der thematischen Struktur dieser Arbeit und wird nur in diesem Kapitel behandelt. Sie ist aber für das Projekt von großer Bedeutung und darf in einer kompletten Darstellung der bisherigen Teramobile-Aktivitäten nicht fehlen.

2.1 Messungen an der Thüringer Landessternwarte

(Kilometerweite Ausbreitung von TW-Pulsen in der Atmosphäre – Abbildung und Spektroskopie)

In einer Kooperation der Teramobile-Projektpartner mit der Thüringer Landesternwarte (TLS), die von Prof. Artie P. Hatzes geleitet wird, fand im Winter 2001/2002 eine Messkampagne auf dem Gelände der TLS bei Tautenburg, 15 km nördlich von Jena, statt. Der Teramobile-Container wurde auf dem Vorplatz des Observatoriums der TLS (Bild 2-1) aufgestellt. Der Kuppelbau beinhaltet ein Teleskop mit einem Spiegeldurchmesser von 2 m und einer Brennweite von 4 m („Alfred-Jensch-Teleskop“, Carl Zeiss Jena), das je nach Mondphase für Bildaufnahmen (Schmidt-Modus) oder Spektroskopie an Himmelsobjekten (Coudé-Modus) eingesetzt wird. Im Bildmodus ist das TLS-Teleskop die größte „Schmidt-Kamera“ der Welt (Siehe auch unter <http://www.tls-tautenburg.de/telesc.html>). Zu den Ergebnissen der Experimente, die im Rahmen dieser Kooperation durchgeführt wurden, sind bisher zwei Veröffentlichungen erschienen bzw. eingereicht worden [Méjean et al., 2003; Rodriguez et al., 2004]. Ein erster Bericht findet sich auch in einem Review-Artikel, der in *Science* erschienen ist [Kasparian et al., 2003].

2.1.1 Motivation

Jeder Atmosphärenphysiker, der mit Lidar arbeitet, wünscht sich zuweilen ein Teleskop von „astronomischen Ausmaßen“, das heißt von der Größe wie sie in der Astronomie üblich ist. Meint man damit nicht die Dimensionen heutiger internationaler Großprojekte, sondern Teleskope mittlerer Größe, wie das in Tautenburg, dann kann man sagen, dass für einige Lidar-Forscher dieser Wunsch Wirklichkeit wurde. Als Beispiel seien die zwei 1,8-m-Lidar-Teleskope an der ALOMAR-Station (Andøya, Norwegen) genannt [von Zahn et al., 2000]. Solche Spiegeldurchmesser ermöglichen die Messung des zurückgestreuten Laserlichts z.B. aus der oberen Stratosphäre in 50 km Höhe. Die Spiegel der Lidar-Teleskope sind aber üblicherweise paraboloid, das heißt dafür ausgelegt, parallel einfallendes Licht auf einen möglichst scharfen Punkt zu fokussieren. Die Möglichkeit, die Ausbreitung des Laserstrahls über lange Strecken abbilden zu können, indem man ihn aus leicht gekippter Richtung in einem relativ großem Winkelbereich ($0,6^\circ \times 0,6^\circ$) betrachtet, ist eine der Besonderheiten der hier vorgestellten Experimente.

Schon in den Anfängen der Atmosphärenfernerkundung, noch vor Erfindung des (gepulsten) Lasers, wurde die Rückstreuung von Scheinwerferlicht bis in Höhen von mehreren

Kilometern aus großer Distanz und mit sehr langer Belichtung fotografisch aufgenommen [Duclaux, 1936; Hulbert 1937]. Auf diese Weise konnte schon damals ein Dichteprofil der Atmosphäre berechnet werden. Diese Methode wurde allerdings durch die zeitaufgelöste Messung der Rückstreuung von Laserpulsen (Lidar) abgelöst.

Bei der Verwendung von monochromatischem Laserlicht könnte die **Abbildung des Strahls** über große Strecken in der Atmosphäre bereits interessant sein, da Mehrfachstreuung in Nebel- und Wolkenschichten die Strahlform verändern kann. Gemessen wurde dieser Effekt bisher durch eine grobe Aufteilung des Sichtfeldes von Teleskopen zum Beispiel in Ringe unterschiedlicher Raumwinkelbereiche (*multiple-field-of-view lidar* [Bissonnette und Hutt, 1995; Eloranta, 1998]). In unserem Fall ist aber die räumliche Entwicklung des Strahlprofils über lange Strecken in der Atmosphäre von grundlegendem Interesse. Die dabei auftretenden Prozesse, vor allen der Filamentierung, lassen sich nicht immer auf einen verkleinerten Maßstab ins Labor übertragen. Dies gilt sowohl für das Experiment als auch für die numerische Simulation. Bei der Arbeit mit langen Filamenten im Labor ist wiederum deren direkte Untersuchung schwierig, da ihre hohe Intensität jede Oberfläche zerstört.

Um Aufschluss über die nichtlinearen optischen Effekte zu erhalten, macht die Abbildung jedoch nur in Verbindung mit einer gewissen Wellenlängeninformation Sinn. Um diese zu erhalten, konnten spektrale Filter vor der Kamera des Schmidt-Teleskops eingesetzt werden. Es bestand die Möglichkeit, die von den Astronomen üblicherweise verwendeten

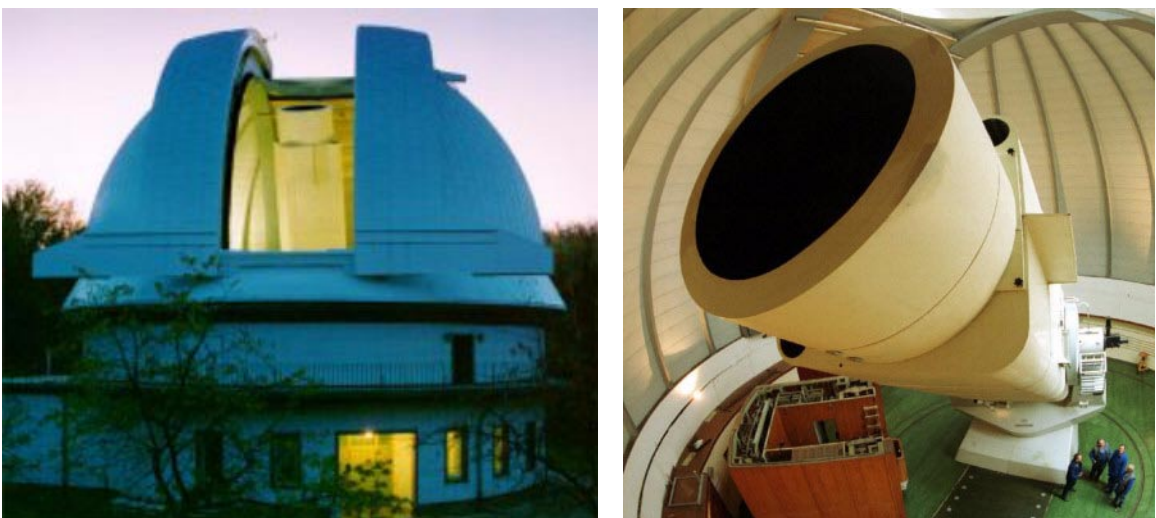


Bild 2-1. Das Karl-Schwarzschild-Observatorium der Thüringer Landesternwarte Tautenburg mit dem 2m-Teleskop von Zeiss. [Fotos: TLS]

Farbgläser (Bandbreite etwa 100 nm bis 200 nm) zu benutzen und diese durch andere zu ergänzen. Vor allem sollte dabei das in der Luft erzeugte Weißlicht vollständig getrennt von dem ursprünglichen Laserlicht im Wellenlängenbereich um 800 nm detektiert werden können. Ein Vergleich der mit unterschiedlichen Filtern aufgenommenen Strahlbilder würde quantitative Informationen über die (breitbandige) spektrale Veränderung der Laserpulse in der Luft liefern. Diese umfassende Charakterisierung des Strahls sollte die Besonderheiten der nichtlinearen Lichtausbreitung in der Atmosphäre direkt oder zumindest über ihre Auswirkung auf das abgestrahlte Licht sichtbar machen. Gleichzeitig ist das Wissen über den Zustand der Pulse in Abhängigkeit der Höhe wichtig für die Durchführung und Interpretation von Lidar-Experimenten. Beide Aspekte sollten systematisch unter Variation der steuerbaren Laserparameter untersucht werden.

Im Coudé-Modus bietet das Tautenburger Teleskop in Verbindung mit einem Echelle-Spektrograph eine hohe spektrale Auflösung bei gleichzeitiger Überdeckung eines großen Spektralbereichs in einer einzelnen Aufnahme. Aufgrund der Größe des Teleskops und der angenommenen Empfindlichkeit der Detektion war mit **hochaufgelösten Absorptionsspektren** zu rechnen, die die Ergebnisse früherer Experimente [Rairoux et al. 2000] in der Qualität übertreffen würden. Dazu zählt auch, dass die Höhe, aus der auswertbare Spektren gemessen würden, deutlich gesteigert werden könnte (gegenüber maximal 1,1 km bei [Rodriguez, 1998; Rairoux et al., 2000]). Der Echelle-Spektrograph erlaubt dabei die simultane Messung sehr vieler Absorptionslinien. Da die Empfindlichkeit des Spektrographen auf den Spektralbereich zwischen ca. 350 nm und 950 nm beschränkt ist, konnte jedoch nur von der gleichzeitigen Erfassung von Wasserdampf und Sauerstoff sicher ausgegangen werden. Von den atmosphärenrelevanten Gasen, die im sichtbaren bzw. UV-Bereich Absorptionsbanden besitzen, könnten unter Umständen noch die Stickoxide NO_2 und NO_3 detektiert werden. Diese absorbieren allerdings nicht, wie im langwelligeren



Bild 2-2. Künstlicher Stern erzeugt durch einen gelben Laserstrahl (589 nm). Natrium-Fluoreszenz in ca. 90 km Höhe (oben) und Rayleigh-Streuekegel (unten). [Foto: Calar Alto Observatorium, MPIA/MPE]

Bereich typisch, in Form einzelner getrennter Linien, sondern zeigen breitbandige Strukturen, was die Erkennung speziell im Echelle-Spektrogramm erschwert. Außerdem war keine erhöhte Konzentration dieser Schadstoffgase am Messort (Waldgebiet) zu erwarten.

Als dritter Punkt, der eine Verbindung zur Arbeit der Astronomen herstellt, sollte untersucht werden, ob mit dem Teramobile-Laser ein **künstlicher Leitstern** erzeugt werden kann. Hierbei handelt es sich um die Anregung der resonanten Fluoreszenz von Alkalimetallen in einer Schicht der Mesosphäre bei etwa 90 km bis 100 km. Am stärksten ist die Fluoreszenz der Natrium-D₂-Linie bei 589 nm. Die Konzentration von Natrium liegt in dieser Schicht bei 10^3 - 10^4 Atomen pro cm^3 . Prinzipiell wären auch Kalium und Kalzium geeignet. Der Nutzen dieser künstlichen Sterne resultiert daher, dass heutzutage viele Observatorien adaptive Optiken zur Korrektur von atmosphärischen Turbulenzen einsetzen. Hierfür wird, wie bei der automatischen Nachführung des Teleskops, das Bild eines ausreichend hellen Objekts benötigt. Es sind jedoch nicht genügend geeignete Sterne am Himmel vorhanden. Entsprechende Laserleitstern-Systeme wurden z.B. am deutsch-spanischen Calar Alto Observatorium (Almeria, Spanien) [Eckart et al., 2000] und am Lawrence Livermore National Laboratory (Kalifornien) entwickelt (Theorie in [Morris, 1994], Experimentelles in [Max et al., 1994]). Bei diesen wird mit Farbstofflasern gearbeitet, die auf die Natrium-D₂-Linie eingestellt sind (siehe Bild 2-2). Der Teramobile-Laser könnte dagegen mit dem verbreiterten Spektrum mehrere Alkali-Fluoreszenzen gleichzeitig anregen.

2.1.2 Allgemeiner experimenteller Aufbau

Der Teramobile-Container wurde einmalig neben dem Kuppelbau der TLS so aufgestellt, dass während der gesamten Kampagne ein konstanter Abstand von $d = 30 \text{ m} \pm 0,5 \text{ m}$ zwischen der Achse des Teleskops (Vertikale durch das Rotationszentrum) und dem Laserstrahl bestand (siehe Bild 2-3). In Verbindung mit der Justage der Lidar-Detektion im Container wurde der Laserstrahl bestmöglich vertikalisiert. Hierzu simuliert man senkrecht einfallendes Licht mit mindestens zwei Justierstrahlen, die von einer Wasseroberfläche auf sich selbst zurückreflektiert werden, und positioniert die Lochblende der Detektion in den Fokus bzw. Schnittpunkt dieser Strahlen. Um einen unverzerrten Fokus zu gewährleisten, muss zuvor der paraboloiden Hauptspiegel des Lidar-Teleskops mit einer Wasserwaage möglichst genau ausgerichtet werden (siehe Darstellung des Lidar-Teleskops in Bild 1-9). Durch Maximierung des Lidar-Signals in möglichst großer Höhe stellt man dann den Laser parallel zur vertikalen Lidar-Teleskopachse ein. Durchgeführt wurde dies einmalig am Anfang der Kampagne durch Justage des Sendespiegels (letzter Laserspiegel), dessen Stellung während aller Messungen gleich blieb. Die Auswertung der Azimutwinkel des Strahls

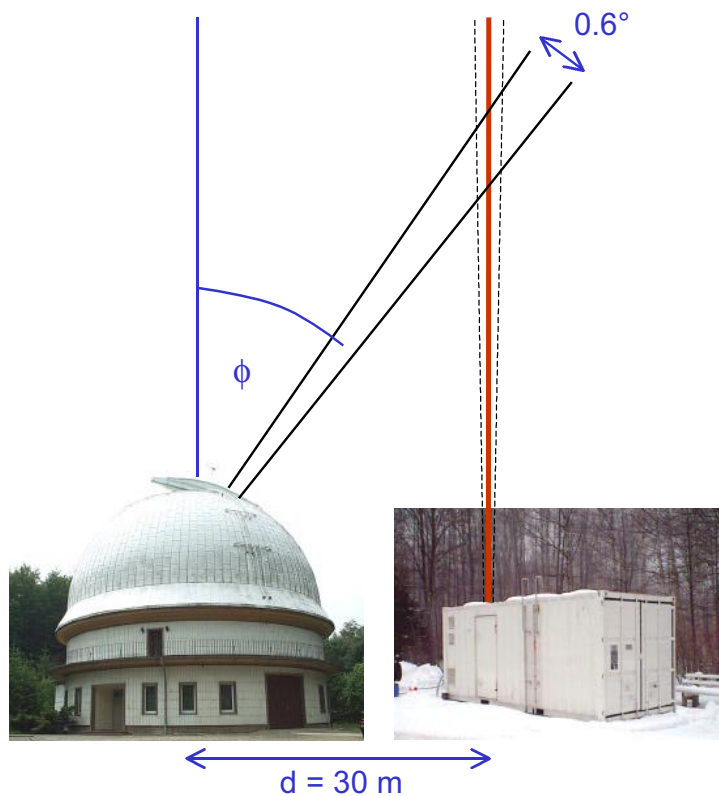


Bild 2-3. Messanordnung an der TLS Tautenburg. Der Winkel ϕ des Teleskops zur Vertikalen und der Abstand zwischen Teleskop und Laserstrahl (immer 30 m) ergeben zusammen die Messhöhe. Diese wird abgeglichen mit Lidar-Signalen, die mit der Teramobile-Detektion aufgenommen wurden (angedeutet durch gestrichelte Linien). Die Breite des Teleskopsichtfelds von $0,6^\circ$ gilt für die Bildaufnahmen (Schmidt-Modus). Das Spektrometer (Coudé-Modus) sieht nur einen Raumwinkelement von $1,2'' \times 9''$.

(zu den Koordinatensystemen siehe Anhang A) in den ersten Bildern ergibt eine maximale Abweichung der Strahlachse gegenüber der Vertikalen von lediglich ca. $0,01$ mrad. Allerdings ist dies nur senkrecht zur Blickrichtung „sichtbar“, über eine mögliche Abweichung entlang der Linie zwischen Teleskop und Laserstrahl kann keine sichere Aussage gemacht werden. Der Fehler, der durch Verstellung des Chirp, also des Gitterabstands im Pulscompressor entsteht, bewegt sich ebenfalls in der Größenordnung von weniger als $0,01$ mrad. Unter der Annahme, dass dies auch für die „unsichtbare“ Richtung gilt, ergeben sich Fehler bei der Höhenberechnung, die kleiner sind als die, die aus der Unsicherheit von d folgen. Diese liegen bei etwa 100 m in 5 km und etwa 400 m in 20 km Höhe (siehe Anhang A). Für die letzten Bildaufnahmen, die nach der Messung der hochaufgelösten Spektren gemacht wurden, wurde das fokussierende Sendeteleskop verwendet. Bei der Umstellung auf Fokussierung sowie durch die Verstellung der Fokusslänge ergaben sich maximale Verkippungen des Laserstrahls um $0,3$ bis $0,4$ mrad. Die entsprechenden Höhenfehler sind ca.

300 m bei 5 km und ca. 5 km bei 20 km. Die Bilder vom fokussierten Strahl werden jedoch ohnehin nicht oberhalb von 5 km ausgewertet.

Bei einem Großteil der Messungen, sprich Aufnahmen von Bildern oder Spektren, wurden zeitgleich Lidar-Signale vom Teramobile-Container aus gemessen (siehe Bild 2-5 rechts). Man kann diese als Aerosol-Rückstreuprofile bezeichnen, da sie vor allem die Struktur und Streuintensität der Nebel- und Wolkenschichten anzeigen. Um diese ohne Sättigung messen zu können, wurde der Detektor (Si-APD von Licel) so betrieben, dass der weit schwächere Rayleigh-Anteil der Signale nicht auswertbar ist. Die Signale dienen daher hauptsächlich zur Kalibrierung der Messhöhe, aber auch zum Vergleich der Atmosphäre bei verschiedenen Messungen, vor allem um Aufschluss über die Aerosolextinktion des Laserlichts unterhalb der Messhöhe (Bildausschnitt) zu erhalten.

Bei allen Messungen lag die Pulsenergie des Lasers zwischen 260 mJ und 290 mJ. Die minimale Länge des ungechirpten Pulses bei entsprechender Kompressoreinstellung war ca. 70 fs. Der Strahldurchmesser bei direktem Senden unter Umgehung des Sendeteleskops war ca. 3 cm (volle $1/e^2$ -Breite). Bei Benutzung des Sendeteleskops zur Fokussierung des Strahls vergrößert sich der Durchmesser je nach eingestellter Brennweite (Abstand der sphärischen Spiegel) um das 3- bis 4-fache.

2.1.3 Bildaufnahmen im Schmidt-Modus

Durch Einsetzen der im Durchmesser 1,34 m großen sogenannten Schmidt-Platte wird das Teleskop der TLS für die Aufnahme von Bildern eingerichtet. Die Methode, eine teilweise bündelnde, teilweise zerstreuende Korrekturplatte vor einem großen sphärischen Spiegel zu verwenden, entwickelte der Optiker Bernhard Schmidt, geboren 1879 in Estland, um das Jahr 1930 [Schmidt, 1931]. Diese Erfindung revolutionierte die astronomische Fotografie, indem es die großflächige Abbildung ungewohnt großer Sichtfelder erlaubte. An der TLS wurden früher Winkelsegmente von bis zu $3,3^\circ \times 3,3^\circ$ auf Fotoplatten abgebildet, die heutige Kamera füllt einen deutlich kleineren Ausschnitt der Bildfläche.

Die CCD-Kamera der TLS, ein 2048×2048 Pixel großer Chip von SiTe® mit einer Pixelgröße von $24 \mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$, hat eine minimale Belichtungszeit von einer Sekunde. Daher war ein vom Laser gesteuertes Triggern der Kamera weder möglich noch sinnvoll. Ein Bild stellt daher die Summe von mindestens zehn Laserpulsen dar und es gibt keine Möglichkeit, den Sensor während der relativ langen Pause zwischen den Pulsen zu schließen. Die daraus resultierende relativ hohe Intensität des Hintergrundlichts, vor allem der Sterne, bedeutet einen Nachteil dieser Kamera gegenüber einer schnell schließbaren intensivierten

CCD, wie sie in der Teramobile-Detektion für spektroskopische Messungen verwendet wird. Dafür besitzt die TLS-Kamera eine hohe Empfindlichkeit, eine gute Linearität bei einer Dynamik von 16 Bit und eine sehr gute Rauschunterdrückung. Letzteres erfordert eine Auslesezeit von drei Minuten pro Bild, was sich wiederum auf die Anzahl der Aufnahmen in einer bestimmten Messzeit auswirkte.

Tabelle 2-1. Liste der im Schmidt-Modus verwendeten Farbfilter. Alle Filter sind aus genormten Farbgläsern (SCHOTT Glas) zusammengesetzt, Johnson-Filter sind spezielle in der Astronomie verwendete Kombinationen. Die Wellenlängenbereiche der Transmission beinhalten die spektrale Effizienz der CCD. Die Schätzung des Anteils des fundamentalen Laserlichts am gesamten Licht, das durch einen Filter detektiert wird, basiert auf Labormessungen des Weißlichtspektrums (siehe Abschnitt 2.4.1, Bild 2-31).

Symbol	Filtertyp, -dicke	10% max. Transm.	50% max. Transm.	Beschreibung	Anteil fund. Laserlichts
B	Johnson B, 8 mm + BG39, 2 mm	370 – 510 nm	390 – 480 nm	Blauer Teil des Weißlichts	–
BG	BG39, 3 mm	340 – 610 nm	370 – 580 nm	Sichtbarer Teil des WL (grün)	–
R	Johnson R, 8 mm	560 – 800 nm	570 – 720 nm	Rotes Licht (WL und fund.)	30%
I	Johnson I, 8 mm	750 – 1000 nm	770 – 950 nm	Fundamentales Laserlicht	50%
RG	RG850, 3 mm	830 – 970 nm	840 – 950 nm	Nahes Infrarot (WL und fund.)	15%

Die Kamera bildet ein Winkelsegment von $0,6^\circ \times 0,6^\circ$ ab, bestimmt durch die Öffnung des Filterhalters. Da der Laserstrahl vertikal gesendet wurde, konnte er durch Ausrichten des Teleskops auf den Zenit sofort gefunden werden. Bei Platzierung des Zenitpunkts auf den Rand des Bildausschnitts war der Strahl bis hinunter zu einer Höhe von etwa 3 km sichtbar (siehe Bild 2-4). Darüber hinaus war der Strahl auf dem kontinuierlichen Bild der TV-Kamera des außen am Hauptteleskop angebrachten Leitteleskops deutlich zu sehen. Die Kanten der Hauptkamera liegen parallel zu den beiden Bewegungsrichtungen des Teleskops, also Deklination (ungefähr ein Maß der Strahlhöhe) und Stundenwinkel (Erddrehung). Daher verlaufen die Sternspuren, deren Länge der Belichtungszeit entspricht, waagrecht (siehe Bild 2-8). Die schräge Lage des Strahls in den Bildern rührt daher, dass der Teramobile-Container nicht exakt in Nordrichtung vom Observatorium stand, sondern 20° östlich.

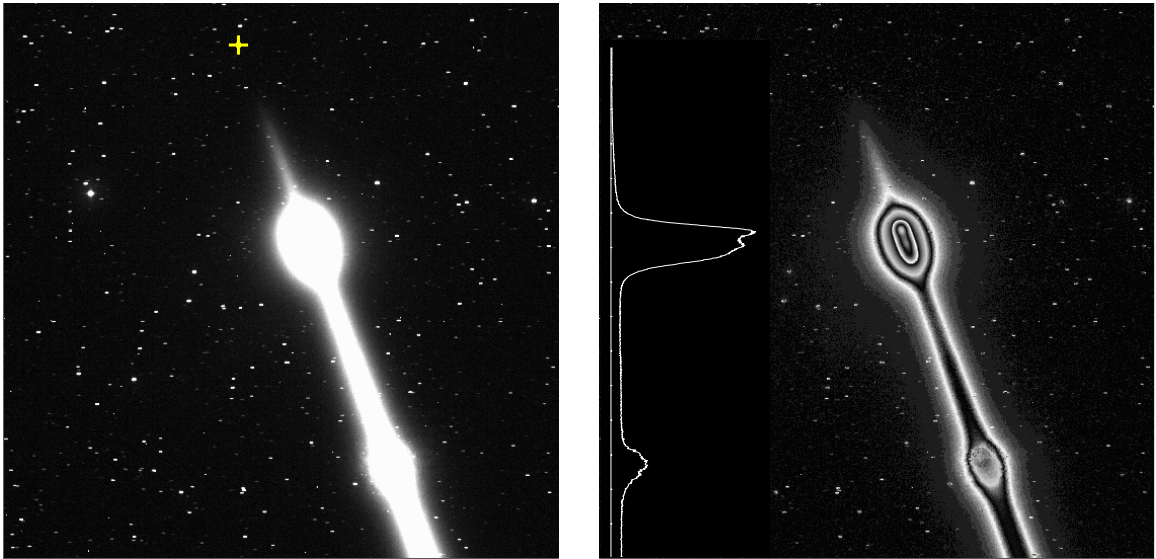


Bild 2-4. Schmidt-Kamerabild von 10 Laserpulsen (1 s) mit dem I-Filter (hauptsächlich fundamentales Laserlicht). Links: Darstellung der 16-Bit-Daten mit 8-Bit-Graustufen. Rechts: Konturdarstellung und Intensitätsprofil entlang der Strahlachse. Das Kreuz im linken Bild markiert den Zenit. Die Höhe der unteren Nebelschicht ist ca. 4 km, die mehrschichtige dünne Wolke befindet sich in 8 bis 9 km Höhe. Der Strahl ist bis ca. 25 km zu sehen.

In Tabelle 2-1 sind die Filter aufgelistet, die zur grob wellenlängenselektiven Abbildung des Strahls verwendet wurden. Sie konnten jederzeit vom Kontrollpult der Sternwarte aus gewechselt werden. Die Form der Transmissionskurve ist bei allen fünf Filtern etwa glockenförmig und die Halbwertsbreiten liegen in der Größenordnung von 100 nm bis 200 nm. Die Flanken der Glockenkurven sind jedoch nicht immer spiegelsymmetrisch, daher sind auch die Wellenlängenintervalle angegeben, in denen die Transmission höher als 10% des Maximalwerts ist. Das Transmissionsmaximum der Filter variiert zwischen 0,5 bei B und 0,8 bei R. Die Filter B und BG ermöglichten Messungen „reinen“ Weißlichts, da beide mit Transmissionswerten kleiner 10^{-15} um 800 nm das fundamentale Laserlicht vollständig unterdrücken. Wegen der verschiedenen Filterdicken wurde die Kamera jeweils auf der Teleskopachse präzise positioniert, um immer eine scharfe Abbildung parallel einfallenden Lichts zu erhalten. Bild 2-4 zeigt eine der ersten Aufnahmen der Kampagne, die mit dem I-Filter, also mit der maximalen Intensität, gemacht wurde. Beim I-Filter wurden typischerweise Belichtungszeiten von 1 s bis 5 s gewählt, bei R und RG 30 s, bei BG 180 s und bei B 360 s.

In mehreren Messnächten wurden verschiedene Bildserien aufgenommen, um die Abhängigkeit der Strahleigenschaften von den einstellbaren Parametern zu untersuchen. Variiert

wurden der Chirp, zwischen positiver Richtung mit 600 fs Pulslänge und negativer Richtung (Kompensation der Gruppengeschwindigkeitsdispersion) mit ebenfalls 600 fs Pulslänge, sowie die Brennweite der Sendeoptik, zwischen $f= 16$ m und $f= \infty$ (unter Umgehung des Sendeteleskops). In der Regel wurde in jeder Parameterkombination eine Serie von Bildern mit den verschiedenen Filtern aufgenommen. Der Großteil der Bilder zeigt den Höhenbereich von drei oder vier Kilometern bis zum Zenit. In einer Serie wurde allerdings der gesamte Strahl bis hinunter zu 580 m in acht überlappenden Aufnahmen abgebildet. Bild 2-5 zeigt das zusammengesetzte Gesamtbild. Die Graustufung der Intensität ist bei allen Teilbildern dieselbe. Die Sichtbarkeit einzelner Übergänge ist ein Anzeichen für die Instabilität der Aerosolverteilung im unteren Kilometer der Atmosphäre in der Zeitskala von drei Minuten. Vermutlich handelt es sich um vorbeiziehende Hochnebelfelder. Oberhalb der Planetaren Grenzschicht, die deutlich in Form einer scharfen Aerosol-/Nebelschicht bei 1,6 km zu erkennen ist, passen die Bilder perfekt aneinander. Da das Teleskop auf die Abbildung unendlich weit entfernter Objekte eingestellt ist, erscheint der Strahl im unteren Bereich unscharf. Der dunklere Streifen in der Mitte des Strahls resultiert aus der Verdeckung des Teleskopspiegels durch die Halterung für Kamera bzw. Umlenkspiegel. Der Unschärfefefferkt kann aber herausgerechnet werden (siehe Anhang A).

In Bild 2-5 erkennt man die Übereinstimmung der Wolkenhöhen in der Kameraaufnahme und im Lidar-Signal, obwohl letzteres ca. eine Stunde vor dem oberen Teilbild aufgenommen wurde (zu den meisten Bildern wurden exakt zeitgleich Lidar-Messungen durchgeführt). Dabei ist die Bestimmung beider Höhenskalen unabhängig voneinander. Bei der Festlegung einer für alle Bilder gültigen Funktion der Höhe in Abhängigkeit des Bildpunkts und der in der Sternwarte registrierten Himmelskoordinaten mussten allerdings Lidar-Signale verwendet werden (siehe dazu Anhang A). Das Lidar-Signal in Bild 2-5 ist in unbearbeiteter Form dargestellt. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Signalintensität einer konstanten Strahlungsquelle mit dem Quadrat der Höhe abnimmt ($1/R^2$ -Effekt). Daraus und aus dem Eintritt des Strahls in das Sichtfeld des Lidar-Teleskops resultiert das Signalmaximum bei ca. 800 m. Der breite Peak enthält jedoch auch die erhöhte Streuintensität der unteren Aerosolverteilung. Diese ist auch im Bild zu sehen, wobei man sich wegen der Unschärfe die Intensität über die Strahlbreite integriert vorstellen muss. Im Gegensatz zum Lidar-Signal mit seiner linearen Höhenskala wird im Bild der $1/R^2$ -Effekt durch die perspektivische Stauchung aufgehoben. Für den Höhenausschnitt dh , aus dem im Winkelsegment $d\phi$ Licht auf genau einen Kamerapixel fällt, gilt

$$dh(R) = \frac{R^2 d\phi}{d} , \quad (2-1)$$

wobei für die Strahlhöhe h und den Abstand R vom Teleskop $h \approx R$ gilt, wenn ϕ klein ist (siehe Bild 2-3). Das heißt, dass ein Lichtstrahl mit konstanter Divergenz bei gleichbleibender (Streu-)Intensität aus jeder Höhe die gleiche Lichtmenge auf eine horizontale Kamerazeile werfen würde (siehe Anhang A). Daher zeigt das Bild 2-5 (links) bei der oberen Wolke bei weitem die höchste Intensität.

Grundsätzlich wird der Strahl in zwei unterschiedlichen Formen abgebildet. In Bereichen, wo das Licht nur von der Luft gestreut wird, erhält man eine Seitenansicht des Strahls. In dem in Bild 2-6 (a) dargestellten Fall wäre dies der einzige Bestandteil des Bildes. Ein zum

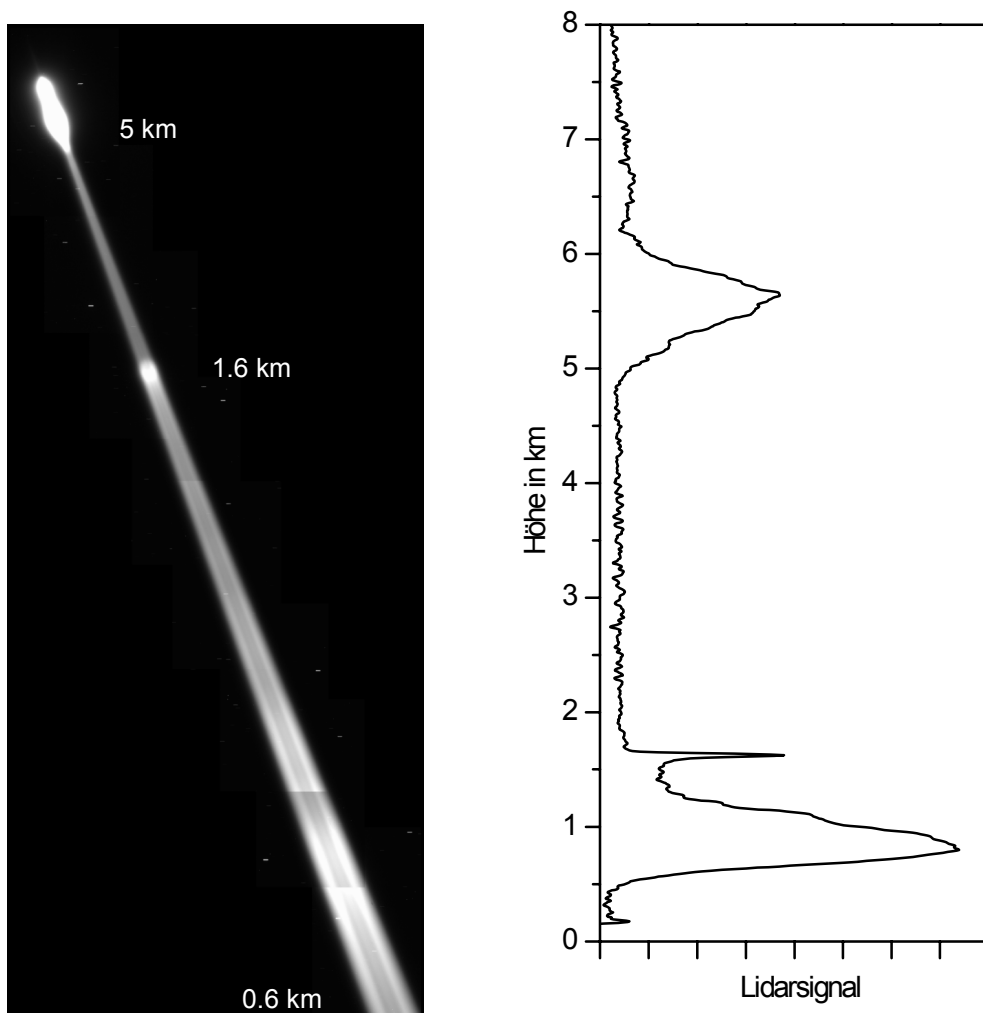


Bild 2-5. Links: Laserstrahl (I-Filter, 50 Pulse) im Höhenbereich von 600 m bis 45 km, zusammengesetzt aus acht überlappenden Einzelbildern, alle auf unendlich fokussiert (unscharf im unteren Bereich) und mit gleicher Graustufenscala. Rechts: Lidar-Signal aus dem Teramobile bei ähnlichem Atmosphärenzustand (ca. 1 h Zeitdifferenz gegenüber den Bildaufnahmen).

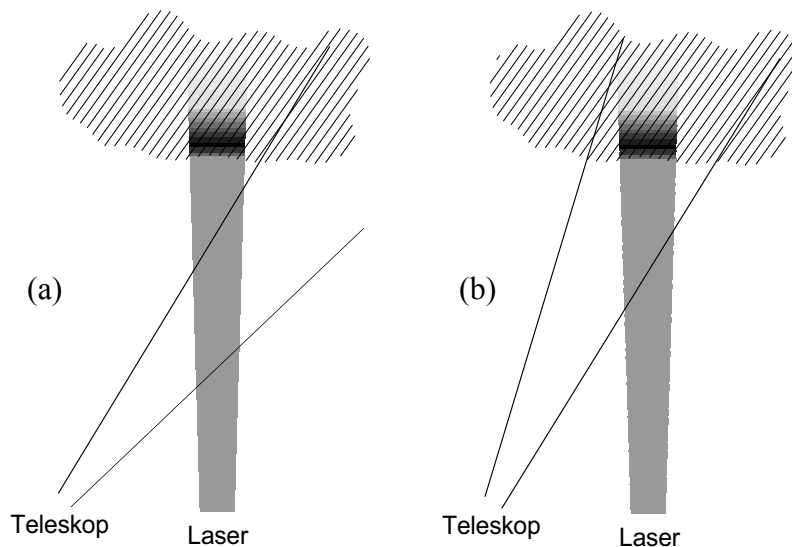


Bild 2-6. (a) Seitliche Abbildung des Laserstrahls und (b) Kombination mit dem Bildschirmeffekt an Nebel/Wolke. Die Streuintensität im Strahl ist durch Graustufung angedeutet. Die Dichte der Wolke bestimmt die Stärke der Streuung sowie die Abschwächung des Strahls.

Strahl senkrechter Schnitt in einem solchen Bild(-bereich) liefert die Breite und die integrierte Intensität, d.h. die Leistung in einer bestimmten Höhe. Da der Strahl eine transversale Ausdehnung hat und nicht unter 90° betrachtet wird, handelt es sich allerdings um eine Mittelung über den Höhenbereich dh . Solange keine größeren Schwankungen der Streuintensität (Nebel, Wolken, allgemein Aerosolschichten) auftreten, entsteht dadurch aber kein großer Fehler. Die zweite Form der Abbildung kann als Bildschirmeffekt der Aerosolschichten bezeichnet werden. Hierbei wird das Strahlprofil zweidimensional abgebildet. Das fast kreisförmige Aufleuchten der scharfen Streuschicht in 1,6 km Höhe in Bild 2-5 (links) ist ein Beispiel dafür. Die meisten Bilder sind Kombinationen des Bildschirmeffekts mit der schrägen Seitenansicht des von der Luft gestreuten Strahls. Dieser Fall ist in Bild 2-6 (b) schematisch dargestellt.

Bild 2-7 zeigt ein Beispiel für die **Chirpabhängigkeit der Weißlichterzeugung**. Die Wolkendichte in 6 km Höhe sowie die Aerosolverteilung in der unteren Atmosphäre ist bei beiden Aufnahmen vergleichbar, wie den zugehörigen Lidar-Signalen zu entnehmen ist. Für einen genaueren Vergleich der Intensitäten sind aber die Strahlen in der Rayleigh-Streuzone unterhalb der Wolkenstreuung zu betrachten. Bei gleicher Pulslänge von 600 fs ist die Erzeugung von Weißlicht im Bereich 370 nm bis 580 nm (BG-Filter) wesentlich höher, wenn die GVD durch einen negativen Chirp kompensiert wird, als wenn der voreingestellte Chirp schon die Richtung besitzt, wie ihn auch die Luft verursacht.

Bei kurzen Pulsen mit nur leichter GVD-Kompensation wurde in den Weißlichtbanden auf der kurzwelligen Seite **konische Strahlung** festgestellt, die den axialen Strahl umgibt. Bild

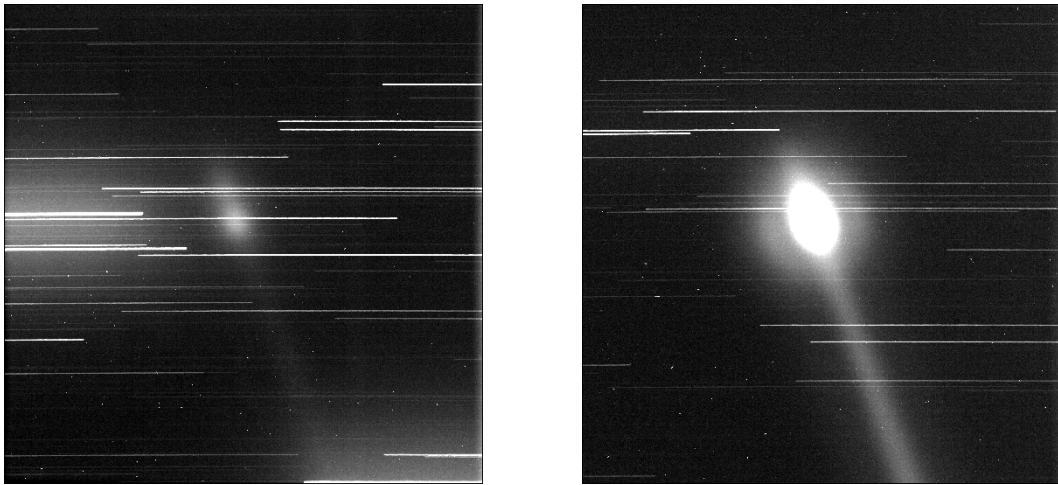


Bild 2-7. Chirpabhängigkeit der Weißlichtintensität im BG-Filter (blau-grünes Licht) bei 180 s Belichtung. Links: Pulse mit positivem Chirp (600 fs Pulslänge). Rechts: negativer Chirp (600 fs Pulslänge). Beide Bilder haben die gleiche Graustufung nach Abzug des Hintergrunds. Die Mitte der Wolkenschicht liegt bei 5,6 km. Zwei helle Bereiche im linken Bild (Mitte links und unten rechts) sind Spuren besonders heller Sterne.

2-8 zeigt dies in Aufnahmen mit den entsprechenden Filtern, dem schmalen B-Filter und dem BG-Filter, der die B-Bande an seinem blauen Rand einschließt und den sichtbaren Bereich bis 600 nm abdeckt. Die Intensität des axialen Strahls ist in der BG-Bande etwa eine Größenordnung höher als bei B. Der Vergleich der konischen Strahlung in beiden Aufnahmen zeigt, dass diese wellenlängenabhängig ist. Umgekehrt als bei der normalen Beugung nimmt der Winkel mit abnehmender Wellenlänge zu. Der breitere BG-Filter füllt daher die Lücke zum axialen Strahl, die in der B-Bande deutlich zu sehen ist. (Es sei angemerkt, dass die gesamte Breite des Konus nur scheinbar im rechten Bild größer ist als im linken. Die ringförmige Strahlung rechts ist in ähnlicher absoluter Intensität auch links enthalten. Jedoch ist sie gegenüber der in Richtung zur Achse zunehmenden Intensität des Lichts, das spektral der fundamentalen Laserwellenlänge näher ist, sehr schwach und kaum darstellbar.) Diese Strahlung kann im Labor an selbstfokussierenden Femtosekundenpulsen (bei Laserleitungen ab ca. 10-30 GW) qualitativ leicht beobachtet werden und wird als konische Emission von Laserfilamenten bezeichnet [Nibbering et al., 1996; Kosareva et al., 1997]. Die weitere Auswertung der Messergebnisse hinsichtlich der konischen Emission und anderer Aspekte, wie z.B. der Effizienz der Weißlichterzeugung und der Strahldivergenz sowie die daraus zu ziehenden Schlussfolgerungen über die Vorgänge bei der Filamentierung der Laserpulse werden in Kapitel 3 präsentiert.

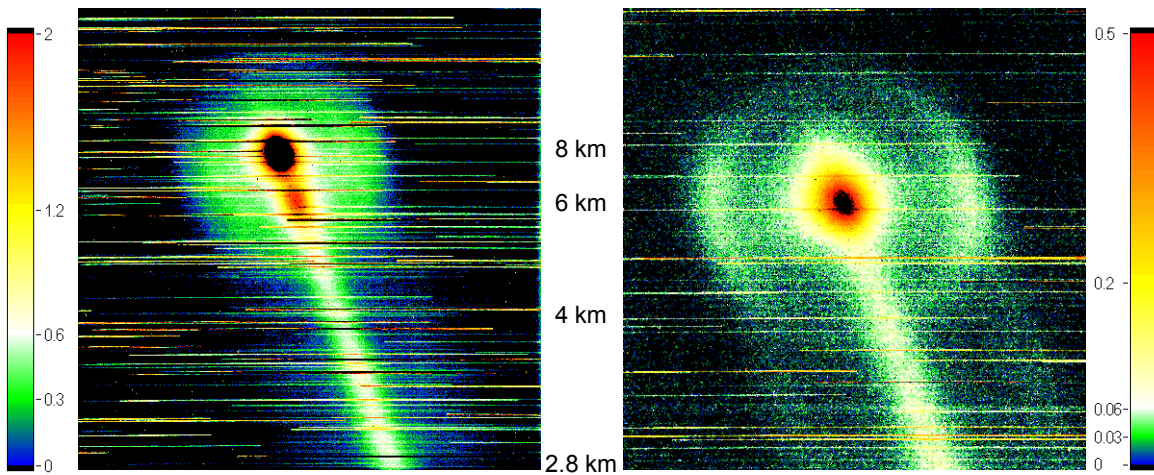


Bild 2-8. Abbildungen des Weißlichtstrahls bei leichtem negativem Chirp (150 fs Pulslänge). Links: BG-Filter (blau-grünes Licht), 180 s Belichtung. Rechts: B-Filter (blaues Licht), 360 s Belichtung. Die Höhenskala gilt für beide Seiten. Beide Farbskalen der Intensität sind auf eine Belichtungszeit von 1 s normiert. Die abgezogene Hintergrundintensität und Werte, die die Skalen übersteigen, sind auf Schwarz gesetzt. Zu erkennen ist die wellenlängenabhängige konische Emission von Laser-Plasma-Filamenten.

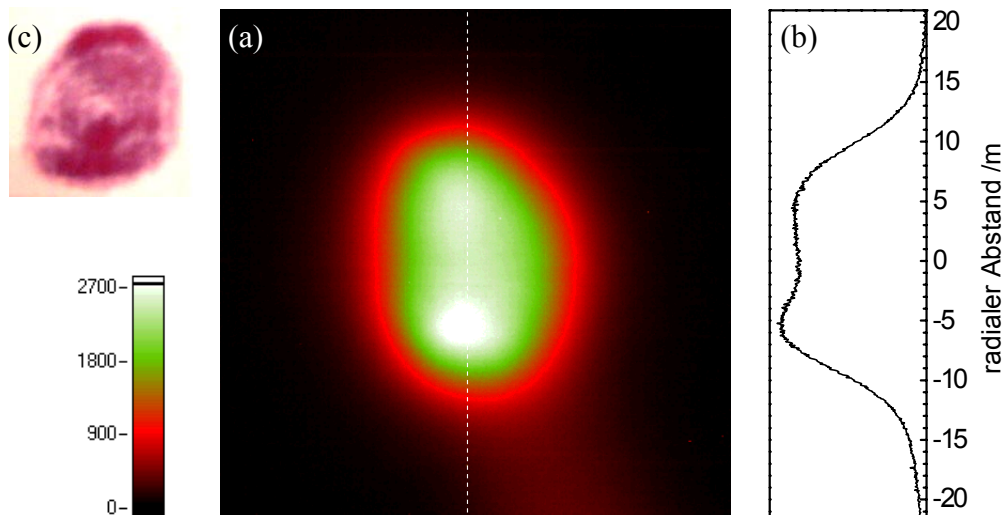


Bild 2-9. Wolkenreflektion eines leicht fokussierten Strahls. (a): Ausschnitt einer Aufnahme mit dem RG-Filter (nahes IR), Brennweite der Sendeoptik ca. 25 m, Belichtung 60 s, Wolkenhöhe 9,6 km. (b): Querschnitt durch die gestrichelte Linie in (a). Die Abstandsskala ist für eine Entfernung von 9,6 km berechnet. (c): Strahlprofil vor den Pulscompressor (Fotopapier, spiegelverkehrt).

Der **Bildschirmeffekt** ermöglicht die Bestimmung der genauen transversalen Strahlform, z.B. in Bild 2-8 rechts. Auf diese Weise ist es gelungen, das Ergebnis der Wechselwirkung der Terawattpulse mit der Luft über sehr lange Distanzen direkt zu beobachten. Das Verhältnis der Intensitäten der beiden Bildkomponenten, Seiten- und Bildschirmansicht des Strahls, hängt von der Dichte der Wolke ab. Tatsächlich war der Himmel bei den meisten Messnächten in Tautenburg nur schwach bewölkt, wie man an den Sternen sehen kann. Die Schichten erhöhter Streuung in den Aufnahmen sind wohl eher als Hochnebel zu bezeichnen. Eine dichte Bewölkung mit einer scharfen unteren Grenzfläche würde einen sehr guten fernen Bildschirm darstellen. Das Eindringen des Lichts in eine transparentere Schicht (angedeutet in Bild 2-6) hat eine gewisse Unschärfe des Bildes zur Folge, wie man an der Inhomogenität des Rings in Bild 2-8 sehen kann. Dabei ist auch Mehrfachstreuung innerhalb des Nebels zu berücksichtigen. Weiterhin wird das Querschnittsbild durch die Streuung an den Luftmolekülen unterhalb des Nebels gestört. Da die Rayleigh-Streuung an Luft im Gegensatz zur Aerosolstreuung stark mit der Wellenlänge abnimmt (λ^{-4}), ist die Störung im nahen Infrarot erheblich kleiner als im Sichtbaren. Bild 2-9 zeigt eine entsprechende Aufnahme des Strahlprofils mit dem RG-Filter. Hierbei handelt es sich um die Reflexion von einer Zirkuswolke. Trotz der leichten Fokussierung des Strahls mit $f \approx 25$ m – bei der, wie wir aus direkter Beobachtung wissen, ein dichtes Multifilamentbündel entsteht – kann man noch in fast 10 km Höhe die charakteristische Struktur des Strahlprofils erkennen, das zum Zeitpunkt des Experiments nicht sehr „sauber“, d.h. radialsymmetrisch, war.

Ein direktes Ergebnis der Messkampagne an der TLS sind die **maximalen Höhen** aus denen mit der Schmidt-Kamera Licht in den verschiedenen Wellenlängenbereichen detektiert werden konnte. Der I-Filter ist im Bereich der **Fundamentalen des Lasers** transparent und in seinen Transmissionsbereich fällt auch nach der spektralen Verbreiterung ein Großteil der gesamten Lichtleistung. (Aufnahmen ohne Filter wurden nicht gemacht, da alle Filterplätze auszunutzt wurden.) Mit ihm konnte der Strahl bis in mindestens 25 km Höhe bei einer Sekunde Belichtung und bis **30 km** bei einer Minute nachgewiesen werden. Dies zeigt, dass die Abbildung mit einem astronomischen Teleskop an die Reichweiten üblicher Lidar-Systeme mit ähnlichen Pulsenergien, also einigen hundert Millijoule, und einem Einpunktdetektor im Teleskopfokus heranreicht. Eine einstündige Aufnahme mit dem R-Filter (ca. 30% Anteil der Laserbande am gemessenen Licht) lieferte ebenfalls ein Signal aus bis zu 30 km Höhe. Das eigentliche Ziel dieser Langzeitmessung war der Nachweis der Alkalifluoreszenz in 80 km bis 100 km Höhe, da diese, vor allem die starken Natrium-D-Linie, in der R-Bande liegt. Ein entsprechendes Signal ist in den Bilddaten allerdings nicht erkennbar. Bei erheblicher Reduktion des Hintergrundlichts durch Schließen der Kamera

zwischen den Pulsen könnte dies eventuell möglich sein. In jedem Fall aber wäre das durch den Femtosekunden-Weißlichtstrahl erzeugte Signal wohl viel schwächer als bei Verwendung eines auf 589 nm eingestellten leistungsstarken Farbstofflasers.

Mit dem B-Filter, d.h. in der am weitesten von der Fundamentalen entfernten und schmalsten der benutzten **Weißlichtbanden**, konnte bei zehn Minuten Belichtung aus bis zu 14 km und bei einer Stunde aus bis zu **18 km** Höhe ein Bildsignal detektiert werden. Die entsprechenden Aufnahmen wurden bei fast klarem Himmel gemacht. Daher ist – gerade in diesem Spektralbereich – das Sternenlicht sehr intensiv. Auch hier könnten die Ergebnisse durch periodisches Schließen der Kamera wahrscheinlich deutlich verbessert werden. Trotzdem stellen die erreichten Höhen eine deutliche Steigerung gegenüber den frühen Weißlicht-Lidar-Messungen dar. Dort wurde das Aerosolsignal von Zirruswolken aus ca. 13 km Höhe gemessen, dies aber in der breiteren BG-Bande [Wöste et al., 1997].

2.1.4 Hochauflösende Weißlichtspektroskopie im Coudé-Modus

Das Coudé-System der TLS besitzt eine Brennweite von 92 m, das heißt, das Licht fällt mit $f/46$ auf den Spalt des Echelle-Spektrometers. Der Spalt hatte eine Breite von 0,52 mm, was eine spektrale Auflösung von etwa 67000 bedeutet. Die Spalthöhe war 4 mm. Die Spaltbreite entspricht einem Sichtwinkel des Teleskops von 1,2 Bogensekunden, in der Höhe werden etwa 9 Bogensekunden auf den Spalt abgebildet. In den Bildaufnahmen, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, wird der Raumwinkel von einer Bogensekunde auf weniger als einen Kamerapixel abgebildet. In den Bildern 2-4, 2-7 und 2-8 sind dagegen jeweils 1800×1800 Bildpunkte dargestellt. Die volle Halbwertsbreite der Strahlen liegt – je nach der Divergenz – in der Größenordnung von 100 Punkten. Das heißt, dass bei den Coudé-Messungen nur das Streulicht von einem sehr kleinen Ausschnitt des Strahls gemessen wurde. Die entsprechende Bildfläche ist etwa vergleichbar mit der Bildgröße eines Sterns bei kurzer Belichtung (siehe Bild 2-4).

Das Echelle-Spektrometer ist großflächig in einem begehbaren Raum installiert, der temperiert und vollständig verdunkelt wird. Es benutzt ein Gitter mit nur 31,6 Linien pro Millimeter. Dieses hat einen Blazewinkel von 65° und wird in den Ordnungen 62 bis 166 betrieben. Anschließend kann zwischen drei so genannten *grisms* (*grating + prism*), rechtwinklige Prismen mit Gittern auf der Hypothenusenfläche, gewählt werden, die die Ordnungen aufgefächert auf eine CCD-Kamera lenken (siehe Bild 2-10). Damit stehen drei Spektroskopiekanäle zur Verfügung, die als UV (340 nm – 550 nm), VIS (475 nm – 730 nm) und IR (550 nm – 950 nm) bezeichnet sind. Die Empfindlichkeit des Spektrographen ist im Zentrum der CCD am Höchsten und fällt entlang beider Achsen ab, d.h. inner-

halb einer Ordnung (siehe Bild 2-12) und in geringerem Maße auch zu den Rändern des Spektralbereichs eines Kanals. Je kleiner die Wellenlänge ist, desto stärker fällt die Intensität innerhalb einer Ordnung zu den Rändern hin ab, desto mehr überlappen aber benachbarte Ordnungen, was ersteres kompensiert.

In Anbetracht des extrem kleinen Sichtwinkels war die Ausrichtung des Teleskops auf den Laserstrahl nicht unproblematisch. Es wurde die gleiche Prozedur angewandt, mit der die Astronomen das Licht eines Sterns spektroskopieren. Wie im Schmidt-Modus wird erst ein Himmelsausschnitt auf dem Bild der TV-Leitkamera betrachtet, darin wird dann grob ein Beobachtungspunkt gewählt. Ob das anvisierte Objekt tatsächlich sein Licht auf den Spalt des Echelle-Spektrometers wirft – oder ein Leitobjekt auf einen definierten Punkt neben den Spalt –, wird schließlich über ein Okular und eine Kontrollkamera (Sichtfeld 29" × 24") direkt festgestellt. Auf diese Weise wird das Teleskop exakt ausgerichtet und bei Bedarf nachgeführt. Obwohl der Strahl, wie schon im vorigen Abschnitt erwähnt, mit dem TV-Leitsystem zu sehen war, konnte er in Bereichen reiner Rayleigh-Streuung nicht vermessen werden. Die gemittelte Intensität reichte nicht aus, um das Licht auf dem Spalt sehen zu können. (Zwar war die Rayleigh-Streuung vom Laserstrahl im Schmidt-Modus deutlich intensiver als viele sichtbare Sterne, aber möglicherweise ist ein solcher Stern wegen seines größeren Kontrasts mit der Kontrollkamera auf oder neben dem Spalt erkennbar.) Da man also nicht sicher sein konnte, ob der Strahl getroffen wurde, machte es keinen Sinn, mit langen Belichtungszeiten die Messung der Rayleigh-Streuung zu versuchen.

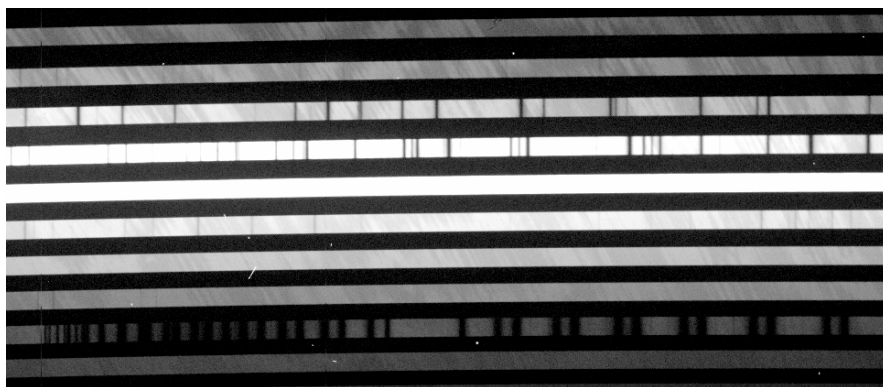


Bild 2-10. Ausschnitt eines Coudé-Spektrogramms ($\frac{1}{2} \times \frac{1}{4}$ der gesamten CCD-Detektorfläche) im so genannten IR-Kanal (538 nm - 927 nm). Absorptionsspektrum von ca. 8,5 km Luftweg. Die dargestellte Breite der einzelnen Ordnungen ist ca. 6 nm. Die Mitte des Bildes entspricht etwa 800 nm. Unten ist die teilweise gesättigte O₂A-Bande um 762 nm zu erkennen (sogar vereinzelte Isotopenlinien). Im oberen Bereich sind einige H₂O-Linien zu sehen. (Darstellung in logarithmische Graustufung.)

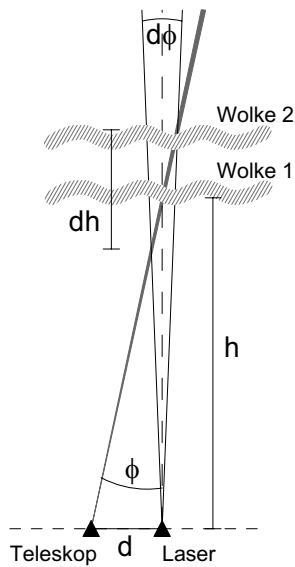


Bild 2-11. Höhenfenster dh , aus dem bei der Spektroskopie des divergenten Laserstrahls Licht empfangen wird, wenn das Sichtfeld die Mittelachse des Strahls in der Höhe h kreuzt. Die Streuung von einer Wolke trägt je nach ihrer Lage innerhalb von dh zum Signal bei.

So konnten keine beliebigen Sequenzen von Spektren aus verschiedenen Höhen aufgenommen werden. Stattdessen wurden Wolken bzw. Hochnebelschichten in 4 km bis 5,5 km Höhe genutzt, um das von dort gestreute Licht zu messen. Die jeweilige genaue Messhöhe ist im Prinzip durch die Teleskopkoordinaten gegeben, sie wird aber auch mit den Lidar-Signalen aus dem Teramobile abgeglichen. Da der Winkel ϕ zwischen Blickrichtung und Strahl (vergleiche Bilder 2-3 und 2-11) sehr klein ist, kann man dessen Divergenz wie eine Verkippung des Teleskops um $d\phi$ behandeln. Das heißt, Gleichung 2-1 liefert die Höhe dh der Schicht, aus der das Teleskop in einer festen Position Streulicht eines Strahls der Breite $d\phi$ empfängt. Am stärksten ist das Signal von einer Wolke in der formalen Messhöhe $h(\phi)$, wo der Schnittpunkt von Teleskop- und Laserachse liegt (Wolke 1 in Bild 2-11). Aber auch aus einer anderen Höhe innerhalb von dh (Wolke 2) fällt Streulicht auf den Spalt des Spektrometers. Nimmt man für $d\phi$ eine typische volle HWB des Laserstrahls von 0,25 mrad an – dies entspricht 51" und ist deutlich größer als der Sichtwinkel des Teleskops – ist nach Gleichung 2-1 $dh = 200$ m in 5 km Höhe.

Es wurden Messreihen unter Veränderung des Chirp (zwischen negativ/600 fs und positiv/600 fs) in den Kanälen IR und VIS aufgenommen. Die Belichtungszeiten lagen zwischen 5 min und 20 min. Während der Aufnahme einzelner Spektren – bzw. von einer zur nächsten, wenn die Teleskopstellung beibehalten wurde – veränderte sich teilweise die Bewölkung. Daher sind einige Messungen wegen eines zu schwachen Signals unbrauchbar. Unter Berücksichtigung der obigen Rechnung für dh konnte dies in den einzelnen Fällen anhand der Lidar-Signale nachvollzogen werden. Da die Aufnahmen aber erst nach Beendigung

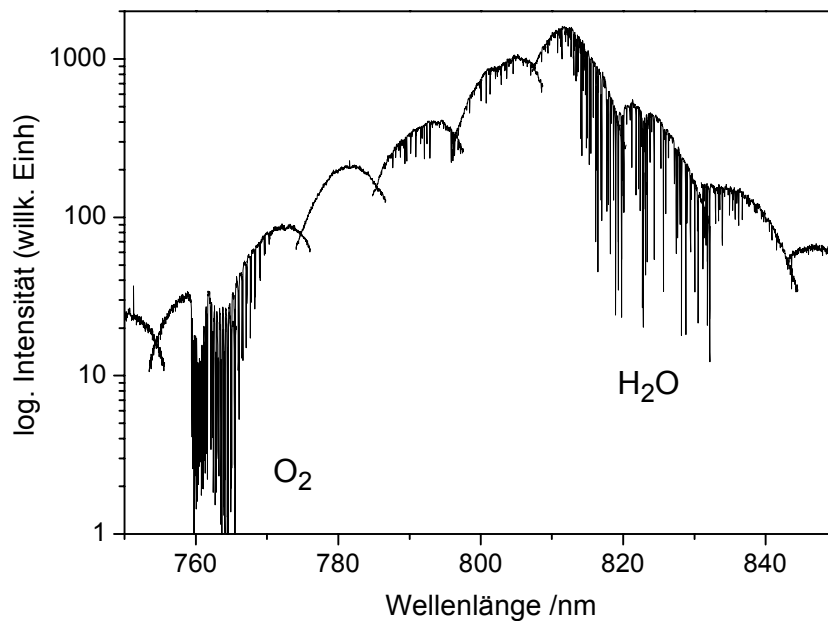


Bild 2-12. Absorptionsspektrum der Atmosphäre aus 4,4 km Höhe. Logarithmische Darstellung des rückgestreuten Laser-Weißlichts um die Fundamentale Laserwellenlänge (Untergrund abgezogen, ohne Effizienzkorrektur). Die Echelle-Ordnungen entsprechen dem Ausschnitt des Spektrogramms in Bild 2-10.

des Experiments als unbrauchbar erkannt wurden, fehlen Spektren in den Messreihen zur Bestimmung der Chirpabhängigkeit. Brauchbar sind zwei Messungen im VIS- und fünf im IR-Kanal, von denen eine bei positivem Chirp (600 fs) aufgenommen wurde, die übrigen bei negativem. Wegen der veränderlichen Bewölkung ist die absolute spektrale Intensität der Spektren nicht exakt vergleichbar, wohl aber ihre breitbandige Form. Die IR-Spektren gleichen sich weitgehend, bis auf das bei positivem Chirp. Dieses hat ein etwas abgeflachteres Maximum, das bei der Laserwellenlänge liegt (~ 795 nm), während bei den übrigen das Maximum nach 810 nm verschoben ist (Bild 2-12).

Bild 2-12 zeigt einen Ausschnitt einer Messung im IR-Kanal als Kette der einzelnen Ordnungen. Dargestellt ist die absolut gemessene Intensität nach detektorspezifischen Korrekturen und Abzug des Untergrunds. Nicht berücksichtigt ist, dass in diesem Bereich die Empfindlichkeit des Spektrographen zur langwelligen Seite leicht abfällt. Das heißt, nach entsprechender Korrektur – für die keine exakten Daten vorliegen – würde der rechte Flügel im Bild etwas angehoben sein. Dies entspricht der Erwartung, da das Weißlichtspektrum in der Umgebung der Zentralwellenlänge über der Frequenz aufgetragen in erster Näherung symmetrisch sein sollte, nicht aber in der Darstellung mit der Wellenlängenskala (vergleiche Bild 2-31 in Abschnitt 2.4.1). Der Grund dafür ist, dass die Selbstphasenmodulation die entscheidende Rolle bei der Verbreiterung spielt (näheres dazu in Abschnitt 3.4).

In Bild 2-13 ist ein Großteil eines Spektrums aus dem IR-Kanal dargestellt, das nach einem Verfahren der TLS normiert wurde. Der Teil des Spektrums im oberen Kasten ist wegen der besserer Signalqualität in diesem Bereich einer VIS-Kanalmessung entnommen. Der IR-Kanal erstreckt sich aber auch über den gesamten dargestellten Bereich. Somit veranschaulicht die Darstellung, welche große Zahl an Absorptionsbanden mit sehr hoher Auflösung in einer einzelnen Messung erfasst wurde. So kann die Absorption durch Sauerstoff (festes Mischungsverhältnis von 20,9% in Troposphäre und Stratosphäre) als genaue Referenz dienen. Dagegen können sich bei zeitversetzter Messung atmosphärische oder experimentelle Parameter verändern. Im unteren Kasten von Bild 2-13 sind, neben einem Anstieg des Rauschens, Probleme bei der Normierung festzustellen. Vor allem im Wellenlängenbereich größer 920 nm, wo eine starke Sättigung der Absorptionslinien zu sehen sein müsste, versagt der Normierungsalgorithmus, da in Wirklichkeit in einem breiten Bereich die Transmission deutlich unter der 100%-Linie liegt. In schwächerem Maße tritt dieser Fehler aber im gesamten Spektralbereich auf. Eine exakte Normierung erhält man nur als Nebenprodukt beim genauen Fit der Absorptionslinien, wofür dann die nicht normierten Ein-

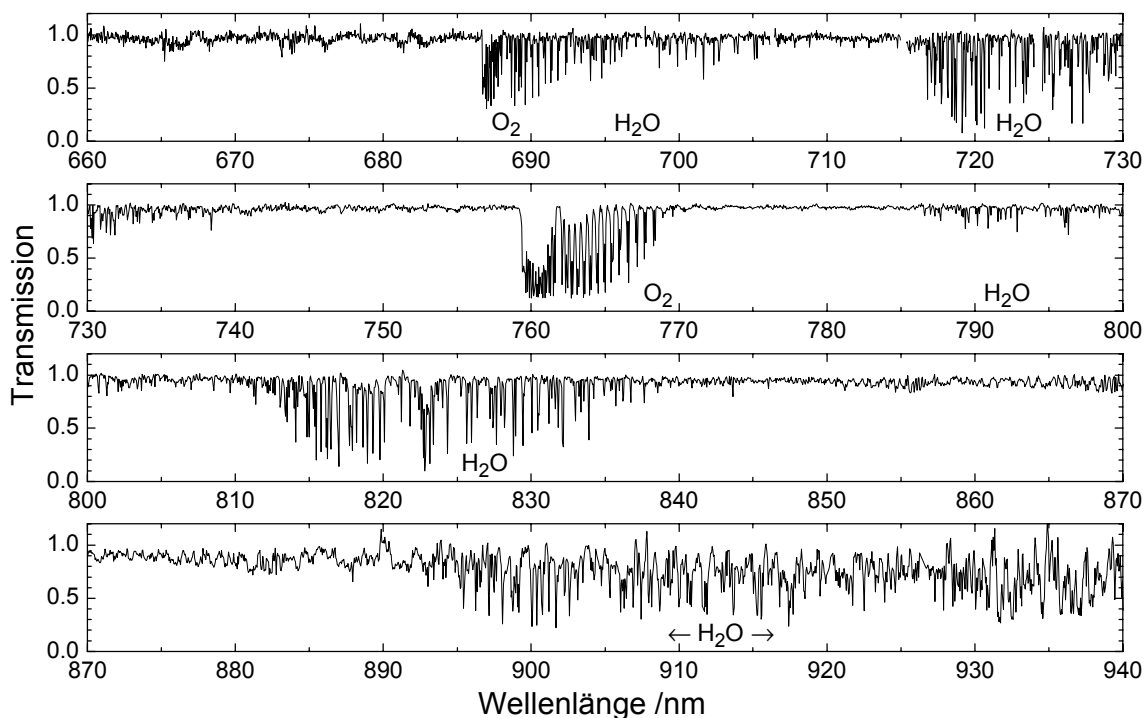


Bild 2-13. Normiertes Spektrum aus Teilen eines VIS-Spektrums (660 nm – 730 nm) und eines IR-Spektrums (730 nm – 940 nm, vgl. Bild 2-12) von Laserlicht aus ca. 4 km Höhe. Sauerstoffbanden: O_2B bei 688 nm und O_2A bei 762 nm. Wasserdampfbanden: 4v-Obertöne bei 698 nm, 703 nm, 724 nm, 796 nm, 806 nm und 823 nm, 3v-Obertöne bei 906 nm, 920 nm und 942 nm (Zuordnung nach HITRAN [Rothman et al., 2003]). Nur jeder zehnte von 62400 Punkten ist dargestellt.

zelspektren in den verschiedenen Ordnungen (Bild 2-12) verwendet werden. Das heißt, dass der Fit, bei dem viele Parameter eingehen – dazu gehört die effektive Entfernung, in der das Weißlicht erzeugt wird –, die Form der spektralen Intensität des anfänglichen Weißlichtstrahls liefert. Die Ergebnisse dieser Auswertung werden in Kapitel 4, Abschnitt 4.2.1 präsentiert. Details des hierzu entwickelten Auswerteverfahrens sind in Anhang B zu finden.

2.1.5 Breitbandige IR-Lidar-Messungen im Coudé-Modus

Im vorigen Abschnitt ist im sichtbaren bis nahinfraroten Spektralbereich demonstriert worden, dass das Weißlicht der Terawattpulse geeignet ist, um die feine Linienstruktur atmosphärischer Absorptionsbanden hochaufgelöst zu messen. Die Obertöne des Wasserdampfs sind dabei „Vorboten“ einer Vielzahl von Absorptionslinien, die im nahen bis mittleren Infrarot die spezifischen „Fingerabdrücke“ vieler Spurengase bilden. Dabei handelt es sich vor allem um Kohlenwasserstoffverbindungen, die in der Atmosphärenchemie eine große Rolle spielen. An erster Stelle in Richtung steigender Wellenlänge steht eine Methanbande bei etwa $1,6 \mu\text{m}$ (siehe Bild 2-34). Es liegt zum Teil am Mangel an geeigneten Laserquellen, dass die Möglichkeiten, die dieser Spektralbereich bietet, in der atmosphärischen Fernerkundung bisher nicht sehr weit ausgeschöpft worden sind. Zusätzlich ist die Detektion von Licht im IR technisch wesentlich problematischer als im Sichtbaren oder UV. Der Mangel an geeigneten Sensoren – unter Berücksichtigung der Kosten – bremst die Forschung auf diesem Gebiet und betrifft auch das Teramobile-Projekt. So ist es nicht verwunderlich, dass das Echelle-Spektrometer der TLS bedingt durch die begrenzte Empfindlichkeit des Siliziumchips der Kamera nur bis etwa 950 nm verwendbar ist.

Um dennoch die Größe des astronomischen Teleskops auch bei größeren Wellenlängen nutzen zu können, wurde im Spektrometerraum des Observatoriums eine zusätzliche Detektion aufgebaut. Das Lichtbündel ($f/46$) vom Teleskop im Coudé-Modus wurde vor dem Spalt des Echelle-Spektrometers mit einem Umlenkspiegel, der für das Okular benutzt wird, durch eine fokussierende Linse auf einen Photomultiplier (Hamamatsu R 5509-72) gelenkt. Der Empfindlichkeitsbereich dieses mit flüssigem Stickstoff gekühlten Detektors reicht von 300 nm bis $1,7 \mu\text{m}$. Auf diese Weise konnte mit der klassischen Lidar-Methode gemessen werden. Das heißt, das transiente Signal des Photomultiplier wurde mit einem schnellen Oszilloskop (LeCroy 334, Samplerate 250 MHz), das mit dem Laser synchronisiert war, gelesen und gespeichert. Die Zeitskala kann dann in Entfernung umgerechnet werden. Durch das Fehlen des Spektrometerspalts war das Sichtfeld des Teleskops nun viel größer, als bei der hochaufgelösten Messung. Also wurden Lidar-Signale aus einem

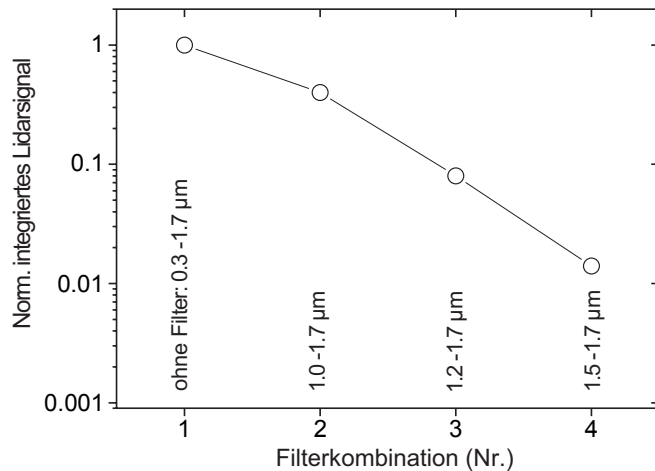


Bild 2-14. NIR-Lidar-Signale in drei verschiedenen durch Kantenfilter und die Empfindlichkeitsgrenze des Photomultipliers ($1,7 \mu\text{m}$) aufgespannten Spektralbereichen (2, 3 und 4), dargestellt im Verhältnis zum Signal ohne Filter (1). Mittelung über jeweils 16 Laserpulse. Laserparameter: Pulsenergie 290 mJ, 200 fs negativ gechirpt, leichte Fokussierung mit $f = 31 \text{ m}$.

bestimmten Höhenbereich um den Kreuzungspunkt von Laser und Teleskopachse gemessen. Dieser Bereich war groß genug, um das vollständige Rückstreuprofil der Wolkenschicht, die zur Zeit der Messung zwischen 4 km und 4,5 km Höhe vorhanden war, zu erfassen. Es wurde jeweils über 16 Laserpulse gemittelt. Rayleigh-Streuung von der Luft unterhalb der Wolke konnte nicht nachgewiesen werden.

Um zumindest eine grobe Wellenlängenauflösung zu erhalten, wurde in vier durch Kantenfilter eingegrenzten Spektralbanden gemessen: 1.) ohne Filter, also im gesamten Messbereich des Photomultipliers von $0,3 \mu\text{m}$ bis $1,7 \mu\text{m}$; 2.) mit einem Langpass-Interferenzfilter (Corion) von $1,0 \mu\text{m}$ bis $1,7 \mu\text{m}$; 3.) mit zwei Glasfiltern UG7 und VG12 (Schott) von $1,2 \mu\text{m}$ bis $1,7 \mu\text{m}$; 4.) mit zwei Langpass-Interferenzfilter von $1,5 \mu\text{m}$ bis $1,7 \mu\text{m}$ (der $1 \mu\text{m}$ -Filter wurde hier zusätzlich zur sicheren Unterdrückung der fundamentalen Laserwellenlänge eingesetzt).

Der Laser lieferte eine Pulsenergie von 290 mJ. Mit der Filterkombination 3 ($> 1,2 \mu\text{m}$) wurde grob das optimale Signal bei Variation der Fokussierung (fünf verschiedene Einstellungen zwischen $f \approx 20 \text{ m}$ und $f \approx 60 \text{ m}$) und des Chirp (zehn Einstellungen zwischen 400 fs, negativer Chirp, und 200 fs, positiver Chirp) gesucht. Daraufhin wurden die Parameter $f = 31 \text{ m}$ und 200 fs, negativer Chirp, für die Messreihe gewählt. Es sei darauf hingewiesen, dass eine Optimierung bei gleichem Aufbau im Spektralbereich 390 nm bis 580 nm (Schott-Glas BG 18, 50% T_{max}) nicht zu genau denselben Parametern führte, sondern in den Bereich der kürzesten Pulse und zu etwa 20 m Brennweite.

Bild 2-14 zeigt die integrierten Lidar-Signale der Wolkenstreuung normiert auf das Signal ohne Filter. Im Filterbereich 4 ($1,5 \mu\text{m} - 1,7 \mu\text{m}$) hatte das über 16 Laserpulse gemittelte Signal ein Maximum von knapp 1 mV und ein Signal-zu-Rauschverhältnis ($S^2/\sigma^2_{\text{rausch}}$) von etwa 250. Die einzelnen Messungen, die in dem Bild dargestellt sind, wurden in einem Zeitabstand von fünf bis sechs Minuten durchgeführt. Ein nicht genau abschätzbarer Fehler beim Vergleich der Werte – sowie bei der Signaloptimierung durch Variation der Laserparameter – liegt in der möglichen Veränderung der nicht sehr dichten Wolkenschicht von Messung zu Messung. Es kann sich hierbei vor allem um Schwankungen der Höhe der Wolkenuntergrenze handeln. Der große Höhenbereich, der durch Teleskop und Detektion erfasst wird, deckt diesen Schwankungsbereich voll ab. Der dennoch resultierende Fehler der Signalintensität sollte etwa 20% und somit die Größe der Messpunkte in Bild 2-14 nicht übersteigen.

Die kilometerweite Lidar-Messung von Femtosekunden-Weißlicht im IR ist in dieser Form bisher einzigartig. Die weitere Auswertung der Messdaten, vor allem ein Vergleich mit der im Labor gemessenen spektralen Intensität (siehe Bild 2-31), findet sich in Kapitel 3, Abschnitt 3.4.2. Die Ergebnisse dieses Teilaspekts der Messkampagne an der TLS sind kürzlich in Applied Physics B in einer Sonderausgabe mit dem Thema *Supercontinuum generation* veröffentlicht worden [Méjean et al., 2003]. Auf die Anwendung des IR-Lichts in der Atmosphärenuntersuchung wird in Kapitel 4 (Abschnitt 4.2.1) eingegangen.

2.2 UV-Lidar-Experiment in Lyon

(Höhenaufgelösten Messung der Ozonabsorption mittels wellenlängenabhängiger Lidar-Signale)

Im Juli 2002 fand auf dem Gelände der Université Claude Bernard in Lyon eine Lidar-Messkampagne statt, bei der sich der Teramobile-Container als mobile Messeinrichtung für die atmosphärische Fernerkundung bewähren sollte. Das heißt, dass bei dieser Kampagne keine zusätzlichen Einrichtungen oder Gerätschaften außerhalb des Laborcontainers verwendet wurden. Die Messungen konzentrierten sich auf den UV-Bereich zwischen 230 nm und 310 nm, erstreckten sich aber zum Teil bis 600 nm in das sichtbare Spektrum. Die Erfahrungen aus den vorherigen Experimenten konnten direkt genutzt werden. Trotzdem stellt auch diese Messkampagne eine Kombination beider Bereiche dar, nämlich der Erprobung der Lidar-Anwendung und der weiteren Sammlung von Erkenntnissen über die grundlegende Physik der Ausbreitung von Terawatt-Laserpulsen über weite Strecken in Luft.

2.2.1 Motivation

In Abschnitt 2.1.4 wurde gezeigt, wie mit hoher spektraler Auflösung die Absorption des Laserweißlichts durch Atmosphäregase in Form schmaler Absorptionslinien gemessen werden kann. Wie bereits in Abschnitt 2.1.5 angesprochen, muss bei der Weiterentwicklung dieser Art der Messung von Gaskonzentrationen weiter in das nahe und mittlere Infrarot vorgestoßen werden. Hier werden nun Messungen im UV vorgestellt, wo ebenfalls viele atmosphärenrelevante Stoffe absorbieren, jedoch in Form breiter Absorptionsbanden. Für Atmosphärenuntersuchungen wird dieser Spektralbereich schon seit einiger Zeit genutzt. Die *differential optical absorption spectroscopy* (DOAS) nutzt weiße (breitbandige) Lichtquellen, um umweltrelevante Gase zu messen. Wegen der geringen Intensität der verwendeten Lampen benötigt die Technik jedoch einen Empfänger oder Reflektor am Ende der Messstrecke, was die Anwendung räumlich einschränkt und prinzipiell nur über die gesamte Strecke integrierte Ergebnisse liefert. Dafür ist die Messgenauigkeit relativ hoch. Unter den Lasermethoden wird vor allem *differential absorption lidar* (DIAL) im UV-Bereich eingesetzt. Das vermutlich am häufigsten mit dieser Technik gemessene Spurengas ist Ozon, das für Atmosphärenchemiker und Umweltschützer von großem Interesse ist. Es ist allgemein bekannt, dass Ozon UV-Licht effektiv absorbiert. Denn darin liegt die Bedeutung der stratosphärischen Ozonschicht für das Leben auf der Erde.

Das im Folgenden beschriebene Experiment zur Erprobung einer neuen Methode, des Breitband-UV-Lidar mit einem Femtosekunden-Terawattlaser, versucht die Vorteile von DOAS und DIAL zu vereinen. DIAL bietet die für Lidar übliche hohe räumliche Flexibilität und Auflösung, ist aber relativ fehleranfällig, da nur die Absorption an zwei Punkten im Spektrum gemessen und verglichen wird (eine Beschreibung der DIAL-Methode findet sich in Kapitel 4, Abschnitt 4.1.2). Die gleichzeitiger Beeinflussung der Messwerte durch weitere Gase oder Luftpartikel stellt dabei häufig ein Problem dar. Durch den Einsatz des Femtosekunden-Weißlichts soll sich dies in einen Vorteil umkehren. Die DOAS-Methode hat sich bereits bei der gleichzeitigen Messung mehrerer Stoffe bewährt [Platt, 1994].

2.2.2 Durchführung und Ergebnisse

Da für die Messungen im UV eine hohe Auflösung weder nötig noch von Vorteil war, konnte als Detektor anstelle der ICCD-Kamera ein Photomultiplier (Electrontube 9829QB) – also ein Einpunktdetektor – verwendet werden, der in diesem Spektralbereich eine höhere Effizienz besitzt. Statt kompletter Spektren aus einzelnen Höhen wurden bei festen Wellenlängen vollständige Lidar-Signale mit einer Höhenauflösung von wenigen Metern aufgenommen. Bestimmt durch unterschiedliche Sampleraten des Oszilloskop (LeCroy 334) von 250 MHz und 67 MHz betrug der Abstand der Messpunkte 0.6 m bzw. 1.5 m. Zum Durchstimmen der Wellenlänge wurde ein 0.125m-Gittermonochromator (Jobin Yvon H10-UV, Öffnungsverhältnis $f/3.5$, Auflösung 1 nm bei 0.1 mm Spaltbreite) verwendet,

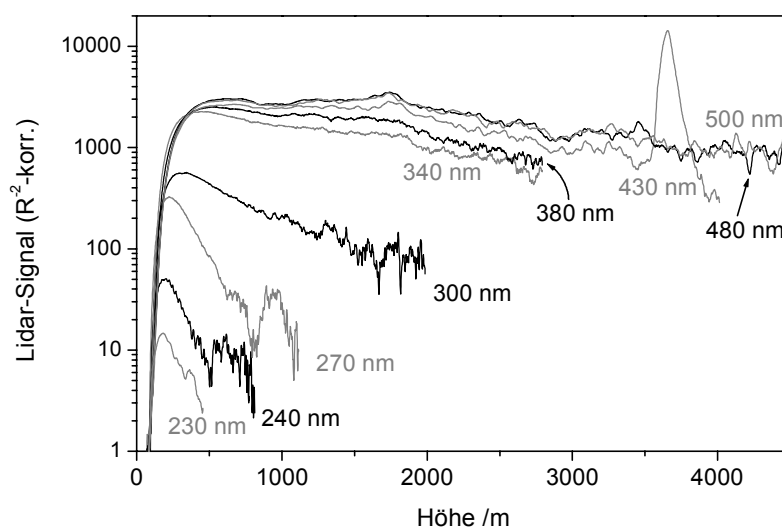


Bild 2-15. Lidar-Signalen bei verschiedenen Wellenlängen in logarithmischer Darstellung (Lyon, 30.07.02, 02:00), summiert über 1000 Laserpulse und multipliziert mit dem Quadrat der Höhe (Korrektur des $1/R^2$ -Effekts). Spektrale Effizienz der Detektion nicht korrigiert. Hochfrequentes Detektorrauschen gefiltert.

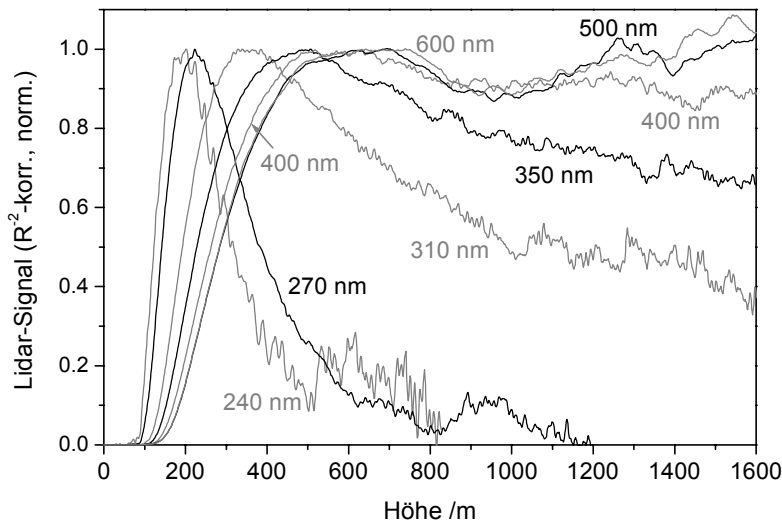


Bild 2-16. Lidar-Signale wie in Bild 2-15, jedoch normiert auf das jeweilige Maximum nach Eintritt des Laserstrahls in das Sichtfeld des Teleskops und mit linearer Skala.

dessen 2 mm breiter und 1 cm hoher Eintrittsspalt direkt in die Fokalebene des Lidar-Teleskops ($f/3$) gestellt wurde. Der Austrittsspalt von 0.5 mm erzeugte eine Bandbreite von 4 nm. Der Laser hatte zur Zeit des Experiments eine Pulsenergie von 230 mJ. Der Strahl wurde vertikal durch die Dachluke im Laserraum des Teramobile-Containers gesendet, das heißt in einem Abstand von ca. 80 cm zur Teleskopachse.

In Testexperimenten während mehrerer Nächte erwiesen sich Laserpulse einer Länge von etwa 450 fs bei negativem Chirp und eine Fokussierung mit der Brennweite $f = 18$ m als gut geeignet, um unterhalb einer relativ niedrigen Höhe von schätzungsweise 50 m effektiv UV-Licht zu erzeugen, das für Lidar-Messungen in einigen hundert Metern bis zu wenigen Kilometern Höhe genutzt werden kann. In einer 24-stündigen Messreihe vom Morgen des 29. bis zum Morgen des 30. Juli 2002 wurden dann halbstündlich bis stündlich Serien von Lidar-Signalen in Schritten von 10 nm aufgenommen. In allen Serien wurde der Bereich zwischen 230 nm und 310 nm aufgenommen, bei Dunkelheit gingen einige Serien bis 500 nm oder 600 nm. Etwa bei 310 nm endet die Absorptionsbande des Ozon (siehe Bild 4-10). Aufgrund der Ozonschicht gelangt daher unterhalb dieser Wellenlänge wenig Sonnenlicht zur Erde, so dass Lidar-Messungen auch bei Tageslicht möglich sind. Im folgenden werden exemplarisch die Ergebnisse der Serie von zwei Uhr am Morgen des 30. Juli beschrieben.

Bild 2-15 zeigt Lidar-Signale zu einer Auswahl von Wellenlängen. Die Auftragung ist logarithmisch, um die Signale absolut vergleichen zu können. Die Effizienz von Spektro-

meter und Photomultiplier ist nicht korrigiert, der Effekt ist jedoch klein: annähernd konstante Werte von 230 nm bis 360 nm, Abnahme um etwa 60% bis 500 nm. Unterhalb von 400 nm wurde nur bis in eine Höhe von etwa 2,7 km gemessen. Bei Signalen, die im Diagramm schon bei tieferen Höhen enden, beginnt das Rauschen ungefähr oberhalb des dargestellten Bereichs der Messung die Signalstärke zu überragen.

Man sieht also, dass die Reichweite sich mit abnehmender Wellenlänge deutlich verringert. Einerseits liegt dies an der geringeren Lichtintensität bei größerer Entfernung von der Laserwellenlänge (die spektrale Intensität ist in etwa am absoluten Maximum des jeweiligen Signals abzulesen). Aber auch die geringere Transmission durch die Atmosphäre reduziert die Reichweite. Hierfür ist der Verlauf der Signalkurve ein Maß. Denn die entfernungsbedingte Abnahme des Signals ($1/R^2$ -Effekt) ist durch Multiplikation mit dem Quadrat der Höhe korrigiert. Abgesehen vom anfänglichem Anstieg der Signale (näheres dazu im folgenden Absatz) zeigt daher jede Abweichung von einer Geraden mit konstantem Intensitätswert einen atmosphärischen Effekt an (Bild 2-16). Die Abschwächung durch Streuung an den Luftmolekülen ist wegen der λ^{-4} -Abhängigkeit der Rayleigh-Streuung bei kurzen Wellenlängen wesentlich größer als bei langen. Dazu kommt die nicht unerhebliche Absorption durch Ozon, die ihr Maximum bei 255 nm hat. Zur Zeit des Experiments wurden in Lyon von Bodenmessstationen des Comité pour le contrôle de la Pollution Atmosphérique dans le Rhône et la région Lyonnaise (COPARLY) sogar nachts Konzentrationen im Bereich von $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ registriert (die EU-weite Vorwarnstufe beginnt bei $180 \mu\text{g}/\text{m}^3$).

Anstiege bzw. lokale Maxima in den Signalen sind sichere Zeichen für erhöhte Rückstreuung durch Luftpartikel (Aerosole). Anzeichen für erhöhte Aerosolkonzentrationen sind um 1000 m und 1700 m zu erkennen. In ca. 3,5 km Höhe trat gelegentlich ein Hochnebel auf.

Der anfängliche Anstieg der Signale ist auf die höhenabhängige Überlappung von Laserstrahl und Sichtfeld des Teleskops zurückzuführen. (Die Funktion, die dies und alle weiteren Verluste des in Richtung Teleskopspiegel gestreuten Lichts, z.B. durch Verdeckungen, beschreibt, wird geometrische Kompression genannt.) Normiert man die Signale auf ihr Maximum nach dem Anstieg (siehe Bild 2-16), so erkennt man einen weiteren Unterschied zwischen den verschiedenen Wellenlängen. Der Anstieg der Signale beginnt früher, d.h. in geringerer Höhe, je kleiner die Wellenlänge ist. Eine gewisse Verschiebung des Maximums kann durch die oben beschriebene stärkere Abschwächung des „blauerer“ Lichts erklärt werden. Aber die Größe des Effekts und die deutlich verschiedenen Steigungen der Flanken zeigen eindeutig, dass zusätzlich eine Wellenlängenabhängigkeit der geometrischen

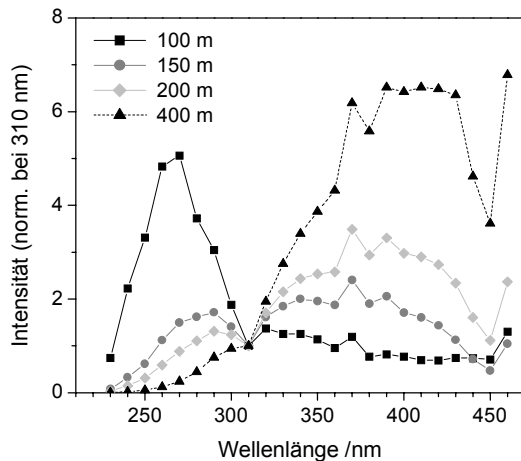


Bild 2-17. Weißlichtspektren aus verschiedenen Höhen, errechnet aus den Lidar-Signalen vom 30.07.02, 02:00 Uhr. Die Spektren sind durch die Detektoreffizienz geteilt und auf ihren Wert bei 310 nm normiert.

Kompression vorliegt. Betrachtet man einen spektralen Ausschnitt des Laserlichts, so ist die Divergenz des Strahls größer, je kleiner die Wellenlänge ist bzw. je weiter entfernt sie von der fundamentalen Laserwellenlänge (793 nm) liegt. Dies äußert sich in einer starken Veränderung des resultierenden Spektrums mit der Höhe während des Eintritts des Laserstrahls in das Sichtfeld. Bild 2-17 zeigt die Spektren, die aus Höhen zwischen 100 m und 400 m gemessen wurden. Die spektrale Empfindlichkeit der Detektion ist hierbei korrigiert und die Spektren sind für den Vergleich der Form willkürlich auf ihren Wert bei 310 nm normiert. Man erkennt eine starke Linie der dritten Harmonischen bei etwa 265 nm im Spektrum aus 100 m Höhe, wo in etwa der Eintritt des Strahls in das Sichtfeld beginnt. Es liegt jedoch eine gewisse Überhöhung des kurzwelligen Bereichs gegenüber dem langwelligeren Weißlicht vor, da sich die Rückstreuung durch die Luftmoleküle proportional zu λ^{-4} verhält (Rayleigh-Streuung).

Bild 2-18 (a) zeigt die Form der Spektren, wieder bei 310 nm normiert, nach Herausrechnen der Rayleigh-Streuung. Hierzu wurde durch den Rückstreuungskoeffizienten $\beta(\lambda)$ und den Verlustterm $\exp[-2R \alpha(\lambda)]$ geteilt, wobei $2R$ die Summe aus Hin- und Rückweg des gestreuten Lichts ist. Der so genannte Extinktionskoeffizient $\alpha(\lambda)$ beschreibt die Abschwächung des Laserstrahls durch Streuverluste. Beispielsweise beträgt der Verlust auf 1 km Wegstrecke (Höhedifferenz 500 m) 24% bei 260 nm, 13% bei 300 nm und 4% bei 400 nm. Auf die dargestellten normierten Spektren wirkt sich diese Wellenlängenabhängigkeit nicht sehr stark aus. Somit ist die Änderung der Form der Spektren von Bild 2-17 zu Bild 2-18 (a) fast vollständig auf $\beta(\lambda)$ zurückzuführen.

Bild 2-18 (b) zeigt die Spektren im absoluten Vergleich der Intensitäten. Im Höhenbereich oberhalb von 400 m, in dem die maximale Überlappung vom Laser und Sichtfeld erreicht

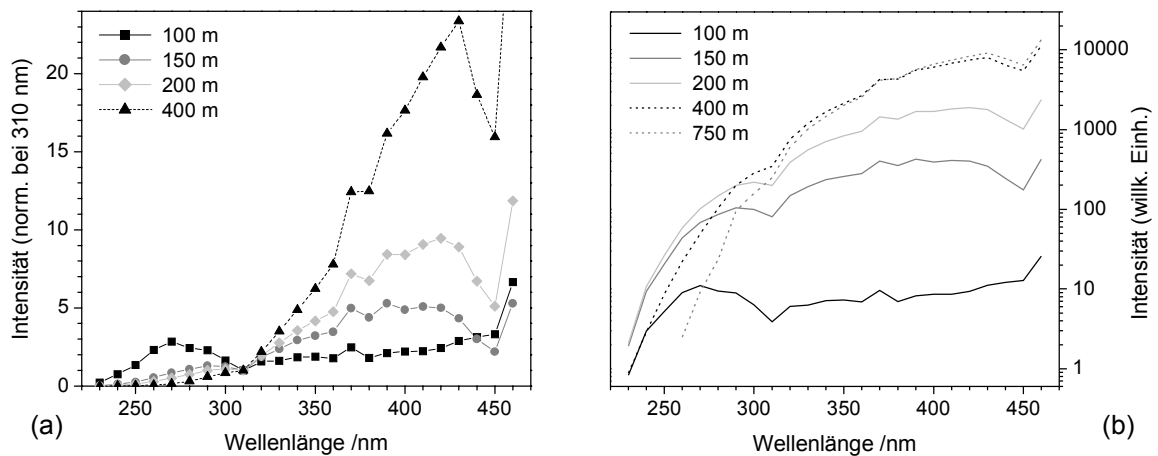


Bild 2-18. Spektren wie in Bild 2-17, jedoch mit Korrektur der Rayleigh-Streuung (siehe Text). (a) Normiert bei 310 nm. (b) Absoluter Vergleich der Spektren aus unterschiedlichen Höhen in logarithmischer Darstellung.

wird, ändert sich die Intensität auf der langwelligen Seite kaum. Auf der kurzwelligen Seite findet dagegen eine starke Abnahme mit der Höhe statt. Diese ist nun auf die Absorption durch Ozon zurückzuführen. Bei einer erhöhten Konzentration von $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ beträgt die Absorption auf 1 km Strecke 5% bei 300 nm und 74% bei 260 nm. Man vergleiche dies mit den oben genannten Werten der Rayleigh-Extinktion.

Man kann also aus den Messungen prinzipiell die Ozonkonzentration höhenaufgelöst bestimmen. Gleichzeitig muss die Wirkung des Aerosols berücksichtigt werden. Es ist aus der DIAL-Methode bekannt, dass der Fehler in der Ozonkonzentration davon abhängt, inwieweit man bei der Auswertung den Aerosoleinfluss im Griff hat. Gelingt es den Fehler zu reduzieren, gewinnt man in der Regel gleichzeitig Informationen über das Aerosol in der Luft. Das hier vorgestellte Femtosekunden-Weißlicht-Lidar sollte auch hierbei Vorteile haben im Vergleich zu DIAL, wo nur bei zwei diskreten Wellenlängen gemessen wird.

Die beobachtete wellenlängenabhängige Divergenz ist grundsätzlich interessant für das Verständnis der nichtlinearen Effekte, die zur Entstehung von Weißlicht führen. Auch bei den Experimenten an der Sternwarte wurde die Divergenz bei ähnlicher Fokussierung in verschiedenen spektralen Banden gemessen. Die Auswertung dieser Messungen findet sich in Kapitel 3, Abschnitt 3.3.4. Solche Eigenarten der Strahlgeometrie müssen bei der Auswertung der Lidar-Experimente berücksichtigt werden, um die atmosphärischen Parameter korrekt bestimmen zu können. Zu beachten ist dabei auch die Form des Sichtfelds des Lidar-Teleskops. In dem hier beschriebenen Experiment lag die Projektion des Monochromatorspalts ($2 \text{ mm} \times 1 \text{ cm}$) parallel zur Verbindungslinie Laser-Teleskop. Damit besaß das

Sichtfeld in dieser Richtung einen fünfmal kleineren Öffnungswinkel als senkrecht dazu (Vollwinkel 1,7 mrad bzw. 8,3 mrad).

In Kapitel 4 (Abschnitt 4.2.2) werden die Ergebnisse dieser Auswertungen präsentiert. Es sei noch angemerkt, dass die Qualität der Signale, die während der 24-stündigen Messung am Tag (vor allem um die Mittagszeit) aufgenommen wurden, durch das Sonnenlicht deutlich beeinträchtigt ist.

2.3 Hochspannungsexperimente an der TU Berlin

(Auslösen und Lenken von Megavolt-Blitzentladungen mittels fs-Filamenten)

Aus zwei Gründen – dem Wissen, dass der Teramobile-Laser die Luft über längere Strecken ionisiert, und der einzigartigen Mobilität des Systems – entstand im Frühjahr 2001 die Idee einer Zusammenarbeit zwischen Teramobile und dem Institut für Elektrische Energietechnik der Technischen Universität Berlin, unter der Leitung von Prof. W. Kalkner. Kurzfristig und ohne lange Planungsphase fanden im Juni 2001 Messungen in einer großen Versuchshalle der TU statt. Die Halle ist mit mehreren Hochspannungsgeneratoren ausgestattet; für die hier beschriebenen Experimente eignete sich ein Stoßspannungsgenerator, der bis zu 2,8 MV Spannung erreicht, am besten. Es gelang dort, mit dem Laser aktiv meterlange Blitzentladungen zu beeinflussen.

Die wichtigsten Ergebnisse der Messkampagne sind in einem Artikel veröffentlicht worden [Rodriguez et al., 2002]. Der Themenkomplex der lasergesteuerten Hochspannungsentladungen stellt eine der interessantesten Anwendungsmöglichkeiten des Teramobile dar und



Bild 2-19. Das Teramobile (am linken Rand) in der Hochspannungshalle der TU Berlin. Direkt daneben der 14-stufige Marx-Generator. Am rechten Rand Versuchsaufbau mit torusförmigen Elektroden. (Vergleiche schematische Darstellung in Bild 2-21.)

hat auch in den öffentlichen Medien Aufmerksamkeit erhalten. Da er trotzdem nicht im Vordergrund dieser Arbeit steht, werden die Ergebnisse der Hochspannungsexperimente und deren Interpretation in diesem Kapitel in straffer Form präsentiert und weiter hinten, beispielsweise in Kapitel 4 „Untersuchung der Atmosphäre“, nicht wieder aufgegriffen.

Die in diesem Abschnitt dargestellten Auswertungen der Messergebnisse (v.a. zu sehen in den Bildern 2-24 bis 2-26) wurden in unmittelbarer Zusammenarbeit mit Holger Wille durchgeführt. Sie werden daher ebenfalls in seiner Dissertation präsentiert und diskutiert.

2.3.1 Motivation

Die Dimensionen einer Hochspannungsversuchshalle und die Größenordnungen der dort verwendeten Generatoren, die Spannungstöße von einigen Megavolt erzeugen, bieten ideale Voraussetzungen für einen Übergang von Experimenten im kleineren Labormaßstab, typischerweise mit einigen zehn Kilovolt, hin zu dem Versuch natürliche Gewitterblitze zu beeinflussen.

Schon seit mehr als dreißig Jahren ist eine Kanalisierung von elektrischen Blitzen durch Laserstrahlung ein Thema in der Forschung. Über Versuche mit einem fokussierten gütegeschalteten Nd-Glaslaser (bis zu 50 J Pulsenergie) und einem Spannungspuls von 350 kV berichten Koopman und Wilkerson [1971]. Ihnen gelang es bei einem Elektrodenabstand von 63 cm, einen Blitz entlang des Laserkanals über eine Strecke um den Fokus von 28 cm Länge zu lenken. Dabei beobachteten sie mit Laser – bei fester Höhe der Spannung – Durchschläge bei Elektrodenabständen, die etwa 1,5 mal größer waren als die größte Durchschlaglänge ohne Laser. Die Autoren denken bereits an die Kontrolle und die Erforschung von natürlichen Blitzen als mögliche Anwendung. Bezugnehmend auf solche Experimente veröffentlicht Ball [1974] einen Artikel mit dem Titel *The Laser Lightning Rod System: Thunderstorm Domestication*. Dort diskutiert er, mit welchen Arten von Laserstrahlung die Luft ausreichend ionisiert werden könnte, und schlägt einen modengekoppelten Laser vor, um über große Distanzen Multiphotonionisation zu erzeugen.

Mit dem erklärten Ziel der Entwicklung einer lasergestützten Technik zum Schutz vor Blitzschäden wird seit den achtziger Jahren vor allem in Japan mit leistungsstarken CO₂-Lasern gearbeitet [Miki et al., 1993]. Das langwellige Licht dieser Infrarot-Laser muss fokussiert werden, um die Luft zu ionisieren. Dabei tritt jedoch das Problem auf, dass punktuell Plasma sehr hoher Dichte entsteht, wobei die Plasmafrequenz die Laserfrequenz übersteigt. Das Plasma blockt dadurch die weitere Ausbreitung des Strahls ab. Dies macht den Ansatz ineffizient. Japanische Forscher haben daraufhin versucht, mittels aufwendiger

Fokussieroptiken längere leitende Kanäle zu erzielen. Die Arbeitsgruppe von S. Uchida an der Universität Osaka versucht in Feldexperimenten mit gleichzeitigem Einsatz verschiedener Lasertypen – jedoch hauptsächlich CO₂-Laser im Kilojoulebereich – sowie versetzten Strahlrichtungen und unterschiedlichen Fokuslängen lange Plasmakanäle zu erzeugen, um natürliche Blitze auszulösen. Auf einer Konferenz im Jahr 1997 haben sie berichtet, dass ihnen dies erstmals gelungen sei [Shimada et al., 1998]. Es scheint jedoch unter Blitzforschern nicht als sicher zu gelten, dass die von einem Forschungsturm ausgehenden Entladungen wirklich durch Laser ausgelöst wurden.

Um die Nachteile, die bei der Benutzung von IR-Lasern auftreten, zu vermeiden, wird nun auch mit UV-Strahlung experimentiert, von der man sich bei geringerer Leistung längere Plasmakanäle und eine höhere Effektivität der Blitzauslösung erhofft [Miki und Wada, 1996]. In der Arbeitsgruppe von J.-C. Diels, University of New Mexico, wurden in den letzten Jahren umfangreiche experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Blitzauslösung mittels Femtosekunden-UV-Pulsen (frequenzverdreifachter Ti:Sa-Laser) durchgeführt [Zhao et al., 1995; Rambo et al., 2001]. Bei diesen Experimenten wurden Elektrodenabstände von weniger als einem halben Meter überbrückt und der Laser mit Brennweiten von etwa einem Meter fokussiert. Dabei hing die Länge des gelenkten Teils des Blitzes empfindlich von der Position des Fokus ab (siehe Bild 2-20). Schon L.M. Ball äußerte 1974 die Vermutung, dass die Übertragung von Ergebnissen mit fokussiertem Laserlicht auf parallele Strahlen nicht trivial sei.

Der Einsatz von Filamenten, die durch Selbstkanalisierung von Femtosekundenpulsen entstehen, ist ein vielversprechender Ansatz die genannten Probleme zu überwinden. Denn

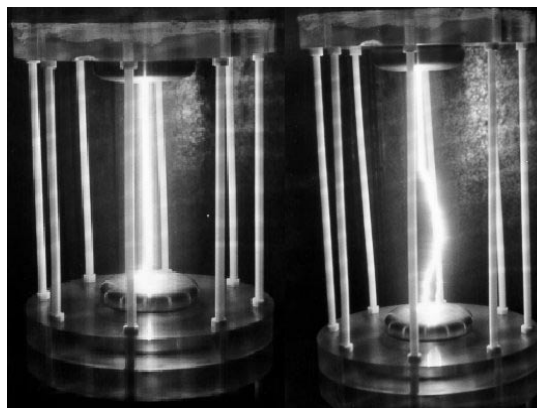


Bild 2-20. Abbildung aus [Rambo et al., 2001]. Links: Fokus des UV-Laserpulses (249 nm, 535 fs, 25 mJ) der Mitte der Zelle, Elektrodenabstand 30 cm. Rechts: Fokus nahe der oberen Elektrode, Abstand zu unter 42 cm. Messungen bei Normaldruck.

man erhält lange Kanäle mit freien Ladungsträgern, ohne dass man zu sehr hohen Pulsenergien gehen muss. Das Teramobile-System bietet in dieser Hinsicht ideale Voraussetzungen. Im Vorfeld sind mit den ähnlichen Lasersystemen in Jena und Palaiseau die Eigenschaften der Plasmakanäle untersucht worden. Am LOA, Palaiseau, wurden 10^{16} freie Elektronen pro cm^3 in einem Filament gemessen [Tzortzakis et al., 1999]. Bei Leitfähigkeitsmessungen am IOQ, Jena, wurde der Wert mit etwa $10^{12} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ abgeschätzt [Schillinger und Sauerbrey, 1999]. Der Unterschied kann geometrische Gründe haben – in Jena wurde über mehrere Filamente gemittelt (Multifilamentierung) – oder zeitliche – in einer anderen Veröffentlichung wurde der Wert von Schillinger und Sauerbrey mit einer berechneten zeitlichen Abnahme der Elektronendichte verglichen [La Fontaine et al., 2000]. In beiden Fällen aber liegt der Wert über den nach [Zhao et al., 1995] für die Auslösung von Blitzen benötigten $5 \cdot 10^{11} \text{ e}^-/\text{cm}^3$. Im Allgemeinen muss man jedoch feststellen, dass es sehr schwierig ist, die experimentellen Ergebnisse durch theoretische Berechnungen vorauszusagen oder das als möglich Eingeschätzte in die Realität umzusetzen. Ein sorgfältiger Vergleich der unterschiedlichen Experimente kann möglicherweise am besten Aufschluss über die Bedeutung der vielen experimentellen Parameter geben.

Ein direkter Vergleich der im Folgenden beschriebenen Experimente, die mit dem Teramobile durchgeführt wurden, ist nur mit Arbeiten des Institut National de la Recherche Scientifique (INRS) in Québec, Kanada, möglich. Bevor die Teramobile-Messungen stattgefunden hatten, war es dort mit einem ähnlichen Lasersystem und einem vergleichbaren Hochspannungsaufbau gelungen, Blitzentladungen über 2 m auf der Bahn von Filamenten

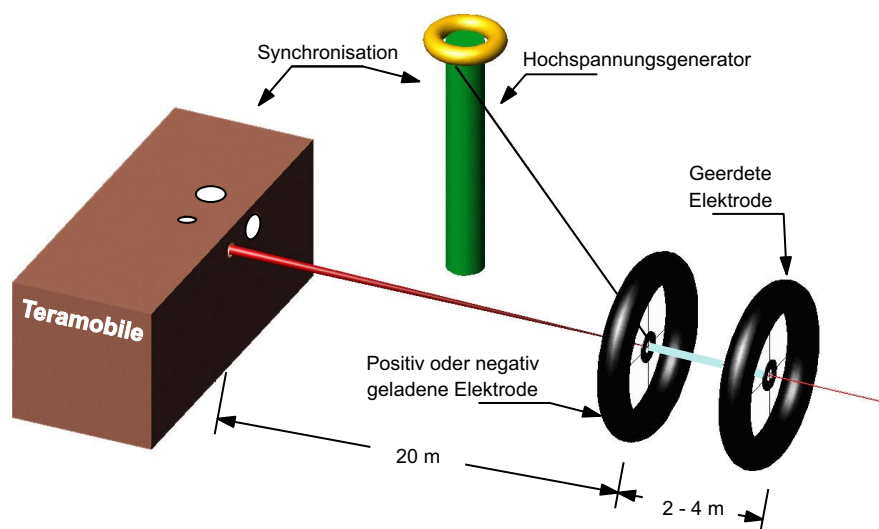


Bild 2-21. Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus an der TU Berlin mit der ersten Elektrodenkonfiguration (Torus-Torus).

zu lenken [La Fontaine et al., 2000]. Zu diesen Versuchen wurde aber keine laserbedingte Reduktion der Durchschlagsspannung (Definition für das „Auslösen“ von Blitzen) berichtet. Kurz zuvor hatte dieselbe Gruppe bei einem Elektrodenabstand von 2,8 m Blitze über 2,3 m auf der Laserbahn gelenkt und dabei die Durchschlagsspannung um 40% bis 50% reduziert [Comtois et al., 2000]. Bei diesem Experiment wurden die Laserpulse (600 fs, 200 mJ) jedoch wiederum nahe der in Richtung des Laserstrahls hinteren Elektrode, an der die Hochspannung anlag, fokussiert ($f=4,7$ m), so dass man nicht von einer Überbrückung des Elektrodenzwischenraums durch lange Filamente ausgehen kann.

Eine andere, aufwendige Technik zur Erforschung von Blitzen wird in gewitterreichen Gebieten der USA angewandt. Man schießt kleine Raketen mit Drähten, die mit der Erde verbunden sind, in Gewitterwolken [Rakov et al., 1998]. Dies ist gewissermaßen die moderne Variante der Versuche von Benjamin Franklin. Diese Methode ist aber nicht für den Blitzschutz geeignet, sondern dient lediglich der Blitzforschung.

Nicht nur bei der Beeinflussung von Entladungen mittels Laser gibt es noch viel Forschungsbedarf, auch die grundlegenden Mechanismen der Blitzentstehung und -ausbreitung sind bis heute nicht vollständig verstanden. Eine ausführliche Behandlung des Themas findet man z.B. in [Gallimberti, 1979] und [Bondiou und Gallimberti, 1994].

2.3.2 Durchführung und Ergebnisse

Der Teramobile-Container wurde an ein Ende der 40 m langen und 17 m hohen Hochspannungshalle der TU Berlin gestellt (siehe Bild 2-19). In der Halle befindet sich ein 14-stufiger Marx'scher Stoßspannungsgenerator. Dieser liefert Spannungspulse von bis zu 2,8 MV und ist aus einzeln austauschbaren Elementen aufgebaut, so dass unter anderem zwischen Blitzstoßspannung (Anstiegszeit 1,2 μ s, Abfall auf halbes Maximum in 50 μ s) und Schaltstoßspannung (Anstieg 250 μ s, Abfall 2,5 ms) gewählt werden kann. Die Höhe und Polarität der Spannung sowie der Zeitpunkt des Pulses können jederzeit vom Kontrollpult aus eingestellt werden. Dort wird auch der zeitliche Verlauf des Spannungspulses mit einem Oszilloskop gemessen. So konnte relativ zum Durchgang des Laserpulses der Zeitpunkt der ansteigenden Flanke der Spannung und – im Falle eines Durchschlag zwischen den Elektroden – auch des Spannungsabfalls bestimmt werden. Außerdem ließ sich am Oszilloskop die tatsächliche Maximalspannung ablesen. Diese kann bei fester Einstellung (Spannung pro Generatorstufe) etwas schwanken. Während der Experimente wurden die Spannungspulse mit einer UND-Schaltung des 10Hz-Lasersignals und eines manuellen Starters ausgelöst. Das heißt, bei gedrücktem Starterknopf wartete der Spannungsgenerator auf ein Triggersignal, das über eine optische Leitung vom Teramobile-Container zum Kontrollpult

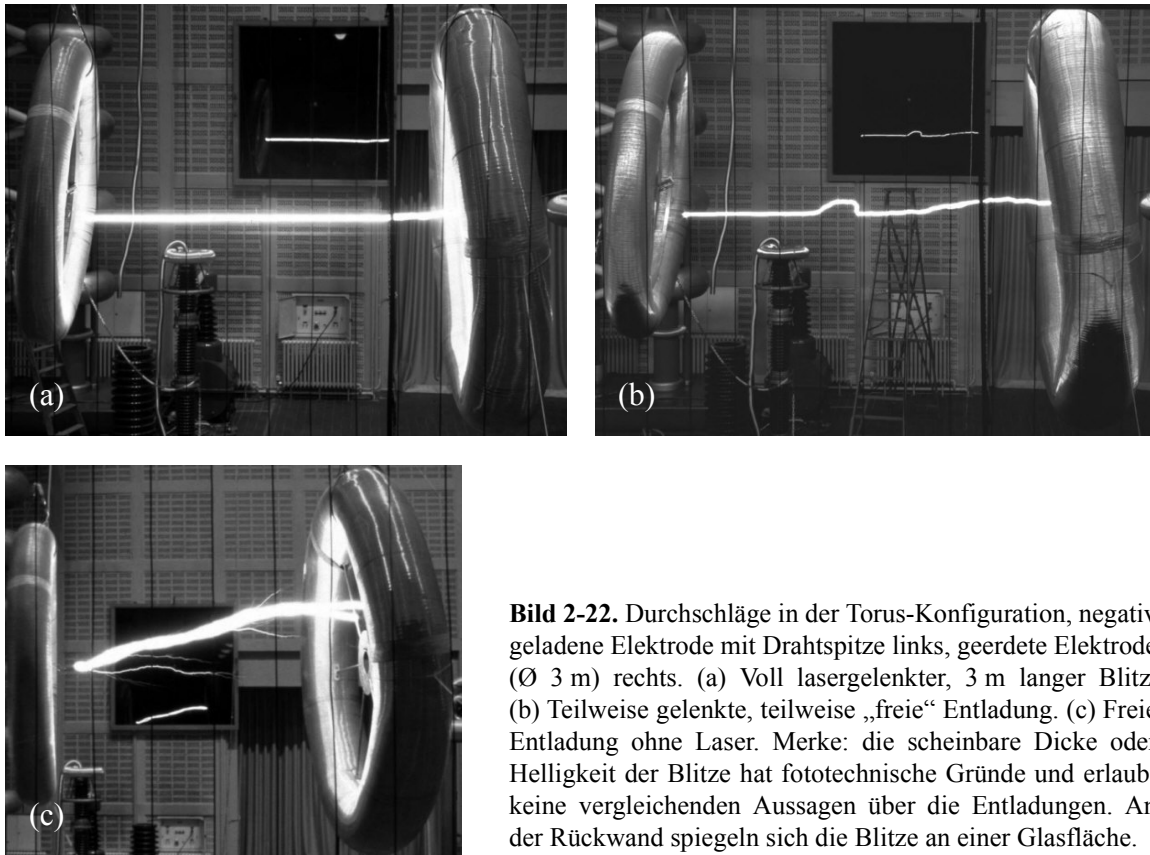


Bild 2-22. Durchschläge in der Torus-Konfiguration, negativ geladene Elektrode mit Drahtspitze links, geerdete Elektrode (\varnothing 3 m) rechts. (a) Voll laser gelenkter, 3 m langer Blitz. (b) Teilweise gelenkte, teilweise „freie“ Entladung. (c) Freie Entladung ohne Laser. Merke: die scheinbare Dicke oder Helligkeit der Blitze hat fototechnische Gründe und erlaubt keine vergleichenden Aussagen über die Entladungen. An der Rückwand spiegeln sich die Blitze an einer Glasfläche.

übertragen wurde. Der Trigger konnte zwischen $180 \mu\text{s}$ vor und beliebig lange nach jedem Laserpuls verschoben werden.

Der Teramobile-Container befand sich in 20 m Abstand von der ersten Elektrode, an die die Hochspannung angelegt wurde. Der Laserstrahl wurde bei allen Versuchen durch das Sendeteleskop leicht fokussiert. Der geometrische Fokus lag dabei etwa einen Meter vor der ersten Elektrode. Bei einer solchen Brennweite von über 20 m (inklusive ca. 3 m im Innern des Containers ab dem konkaven Spiegel) kann man im Falle eines TW-Lasers nicht von einem wirklichen Fokus – im Sinne des im vorigen Abschnitt besprochenen – reden. Vielmehr dient die Bündelung der Verstärkung der Selbstfokussierung, damit die Filamente in einer bestimmten festen Distanz beginnen. Prinzipiell kann dies auch durch Einstellung des Chirp beeinflusst werden, jedoch treten stärkere Puls-zu-Puls-Schwankungen auf und die einzelnen Filamente (Multifilamentierung) beginnen bei leicht unterschiedlichen Entfernungen. Außerdem ist es vorzuziehen, den Chirp als freien Parameter zu erhalten. Alle Versuche, die nicht speziell der Untersuchung der Chirpabhängigkeit dienen, wurden mit kaum gechirpten, 150 fs langen Pulsen durchgeführt. Mit der leichten Fokussierung begannen die Filamente etwa einen Meter vor dem geometrischen Fokus, also ca.

zwei Meter vor der ersten Elektrode und reichten stets mindestens bis zur zweiten Elektrode. Auf diese Weise wurden allerdings die Filamente stark gebündelt, in einen intensiven Kanal von etwa 0,5 cm Durchmesser, wogegen sich die Filamente bei parallel gesendetem Strahl über fast das gesamte anfängliche Strahlprofil (Durchmesser ca. 3 cm) verteilen. Inwieweit sich dieser Unterschied auf den Erfolg von Blitzversuchen auswirkt, ist nicht klar und sollte weiter untersucht werden. Denn auch eine leichte Fokussierung kann wiederum die maximale Filamentlänge verringern (siehe dazu Abschnitt 3.3.3).

In Bild 2-21 ist der schematische Versuchsaufbau mit einer von mehreren (im Wesentlichen zwei) verwendeten Elektrodenkonfigurationen dargestellt. Diese erste Konfiguration bestand aus zwei Tori mit Ringplatten im Zentrum, sämtlich aus Aluminium. Die Idee war, ein relativ homogenes Feld zu erzeugen. Es stellte sich jedoch heraus, dass die Tori das Feld in ihrem Zentrum, wo der Laserstrahl die Elektroden passierte, abschirmten. Erst durch Anbringung einer Drahtspitze, die vom Zentrum der Hochspannungselektrode aus über den Rand des Torus ragte, gelang die Lenkung der Entladungen. Gleichzeitig bewirkte die nahe am Laserstrahl platzierte Spitze natürlich eine Erhöhung der Feldstärke in ihrer Umgebung. In Bild 2-22 sind drei beispielhafte Entladungsfälle dargestellt. In einem bestimmten Spannungsbereich führten fast alle Versuche zu 100% gelenkten Entladungen. Im Teilbild (b) ist ein besonders kurioser Fall einer teilweisen Lenkung gezeigt. Der Blitz verlässt die Laserbahn nach etwa 40% der Distanz – in der Vorstellung dass er sich von links nach rechts ausbreitet –, kehrt aber mit einer „scharfen Kurve“ für ein kurzes Stück darauf zurück, um dann auf einem typischen „zufälligen“ oder „freien“ Weg die Lücke zu schließen. Teilbild (c) zeigt zum Vergleich eine freie Entladung ohne Laser, hier bei einem geringeren Elektrodenabstand. Die Form der Verzweigung des Blitzes legt die Ausbreitungsrichtung von der Drahtspitze hin zum rechten (geerdeten) Torus nahe.

Die in der Hochspannungstechnik und der Blitzforschung übliche und hauptsächlich untersuchte **Elektrodenkonfiguration** besteht aus einer **Spitze** oder Kugel und einer großen leitenden **Fläche**, die senkrecht zur Verbindung beider steht. Dabei spielt es prinzipiell keine Rolle, welche der beiden an die Hochspannung angeschlossen ist, wohl aber welche Polarität vorliegt. Man unterscheidet also zwischen den Konfigurationen mit positiver bzw. negativer Spitze. Um diesem Standard zu entsprechen, wurden alle systematischen Messungen, d.h. ein Großteil der Messkampagne, in einer Konfiguration mit einer 12 cm großen Kupferkugel als Hochspannungselektrode und einer geerdeten, runden Aluminiumplatte (3 m Durchmesser) durchgeführt (siehe Bild 2-23). Die Ergebnisse aus diesem Aufbau werden im Folgenden behandelt, sie unterscheiden sich jedoch nicht wesentlich von denen der Torus-Drahtspitzen-Konfiguration.

Bei negativ aufgeladener Kugel (Blitzspannung $1,2/50\mu\text{s}$) wurden für verschiedene Elektrodenabstände die U_{50} -Werte für freie Durchschläge und für Entladungen mit Laser bestimmt. (Als U_{50} bezeichnet man die Spannung, bei der sich in einer festen Konfiguration im Mittel 50% der Pulse, die diesen Wert im Maximum annehmen, durch einen Blitz zwischen den Elektroden entladen. In den übrigen Fällen entlädt sich die Spannung im Generator während der Abklingzeit.) Hierzu wurden jeweils mehrere Punkte auf der Kurve der Durchschlagshäufigkeit über der Spannung gemessen. Diese Kurven stellen sich als abgerundete Stufenfunktionen dar, deren Flanken sich über Bereiche von etwa 100 kV ohne Laser und etwa 300 kV mit Laser erstrecken. Das heißt, die Übergänge von 0 nach 100% sind relativ scharf und die U_{50} genau bestimmbar. Die Literatur gibt für Versuchsanordnungen dieser Art an, dass sich die freie Durchschlagsspannung $U_{50,\text{frei}}$ zwischen 700 kV/m und 1000 kV/m bewegt [Beyer et al., 1986]. Die in Bild 2-24 dargestellten Ergebnisse ohne Laser bestätigen dies. Die lineare Funktion des Abstands $U_{50,\text{frei}}(d)$ hat eine Steigung von 790 kV/m während sich beispielsweise für den Punkt bei 2 m 900 kV/m ergeben. Verlängert man die Gerade bis zu $d = 0$, liest man einen Untergrund von 200 kV ab. Nach Aussage der Experten an der TU Berlin ist es jedoch normal, dass die Kurve einen stärkeren, nicht linearen Anstieg im Bereich kleiner Abstände zeigt und erst danach in eine Gerade übergeht.

Mit Laser zeigen die U_{50} -Punkte in Bild 2-24 einen ähnlichen Verlauf, jedoch mit deutlich niedrigeren absoluten Werten und einer geringeren Steigung. Die Verringerung gegenüber den Durchschlagsspannungen ohne Laser beträgt für die einzelnen Punkte zwischen 30%

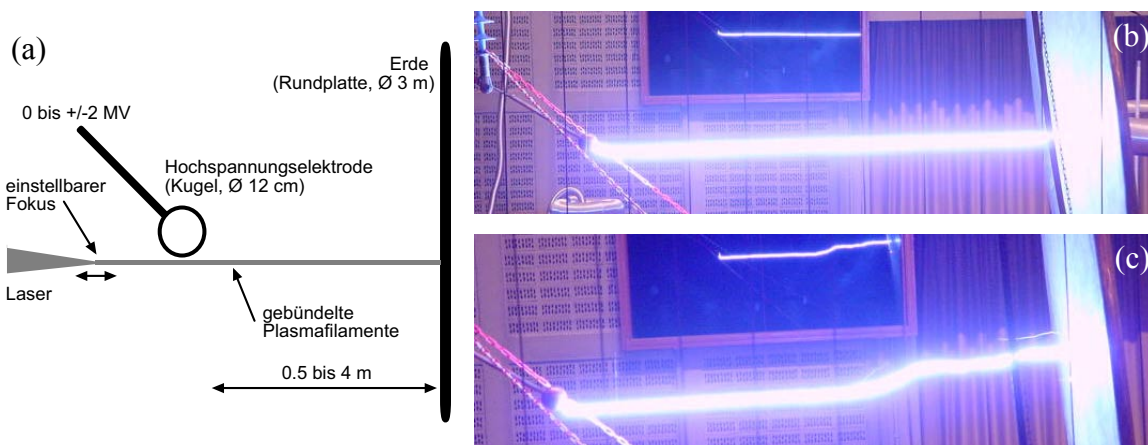


Bild 2-23. Kugel-Platten-Konfiguration. (a) Schematischer Versuchsaufbau. (b) Voll gelenkter Blitz bei 2,5 m Abstand, 1,4 MV, Laserpuls: 160 fs, 240 mJ, Entladung 2,1 μs nach Laser. (c) Zu 60% gelenkter Blitz bei 2 m Abstand, 1,2 MV, Laserpuls: 160 fs, 300 mJ, Entladung 5,4 μs nach Laser.

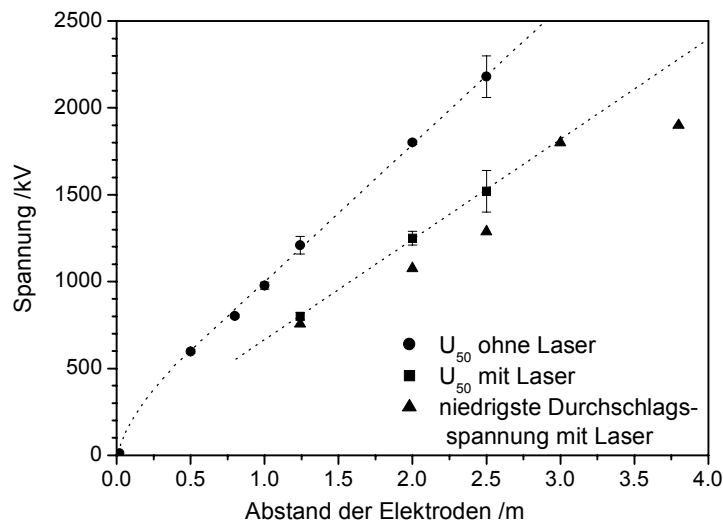


Bild 2-24. U_{50} -Werte mit (■) und ohne (●) Laser für verschiedene Elektrodenabstände d . Polarität: negative Hochspannung an der Kugel. Fehlerbalken ergeben sich aus der Versuchsstatistik. Mit ▲ markierte Punkte stehen für Einzelversuche mit der jeweils niedrigsten Spannung, bei der ein lasergelenkter Blitz auftrat. Der Verlauf der U_{50} -Werte ist linear, außer bei sehr kleinen Elektrodenabständen.

und 34%. Die Steigung ist um 26,2% geringer. Darin erkennt man deutlich ein **Auslösen der Blitzentladung** durch die Laserfilamente. Denn wegen des oben beschriebenen scharfen Anstiegs der Durchschlagswahrscheinlichkeit ist der Bereich $U_{50, \text{Laser}}$ deutlich getrennt von der jeweils niedrigsten Spannung, bei der ein freier Durchschlag stattfindet. Das heißt, es gibt Spannungsbereiche, in denen es ohne Laser nie, mit Laser aber praktisch bei jedem Versuch zu einer Blitzentladung kommt. Zum Zeitpunkt der Veröffentlichung dieser Ergebnisse [Rodriguez et al., 2002] war kein anderer Bericht über meterlange Blitzentladungen, die durch Laserfilamente gelenkt und ausgelöst wurden, bekannt. Die größte Länge eines voll gelenkten Blitzes in dieser Versuchsreihe beträgt 3,8 m. Auch dies stellt einen der höchsten erreichten Werte dar.

Nicht alle gelenkten Blitze, die in die U_{50} -Auswertung eingegangen sind, waren vollständig gerade (siehe Bild 2-23 c). Dabei lag das gerade Stück stets auf der Seite der Kugel. Bild 2-25 zeigt für Einzelereignisse bei $d = 1,24$ m die Größe η , den **gelenkten Anteil der Entladung**, auf dem der Blitz der Bahn des Lasers folgt, aufgetragen über der Spannung. Die Streuung von η nimmt mit steigender Spannung in der Form ab, dass die Unterkante des Streubereichs von ca. 30% bei etwas unter $U_{50, \text{Laser}}$ linear bis 100% ansteigt. Die Spannung, bei der für alle Versuche $\eta \approx 100\%$ gilt, entspricht in diesem untersuchten Fall etwa $U_{50, \text{frei}}$. Ab dieser Spannung ist der Laser nicht mehr Voraussetzung für Entladungen. Ein Blitz kann ganz oder teilweise gelenkt sein oder aber trotz Anwesenheit der Laserfilamente

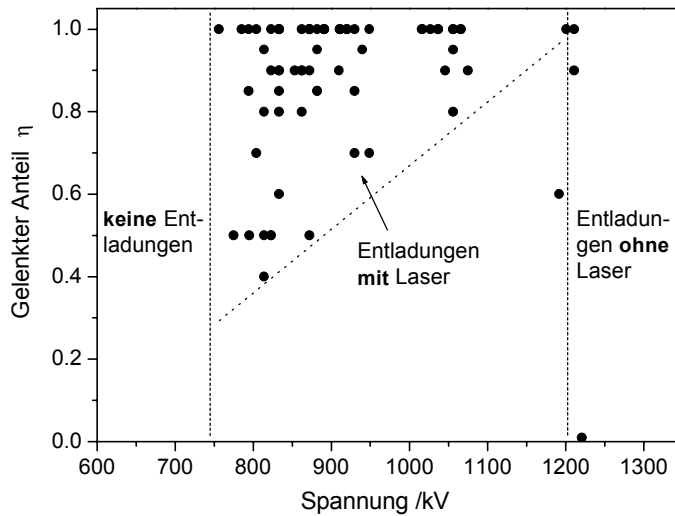


Bild 2-25. Streuung der Länge des gelenkten (geraden) Anteils η der Blitze beim Elektrodenabstand 1,24 m. Unterhalb von ca. 750 kV wurden keine Entladungen beobachtet. Oberhalb von $U_{50, \text{frei}}$ (1210 kV) treten gelenkte und un gelenkte Blitze auf.

die Form einer völlig freien Entladung haben. Auffällig ist die Häufigkeit von Fällen mit $\eta = 100\%$ bei allen Spannungswerten innerhalb der Eingrenzung. Während der gesamten Messkampagne traten keine Fälle mit $\eta < 30\%$ auf (abgesehen von $\eta = 0$). Dies kann als weiteres Zeichen für die auslösende Wirkung der Filamente angesehen werden, da der Laser zur Überbrückung mindestens eines Drittels der Strecke benötigt wird, damit die bleibende Lücke auch in Form eines freien Durchschlags geschlossen werden kann.

Ein weiterer Parameter, der bisher nicht einbezogen wurde, ist die Zeit. Wenn nicht speziell erwähnt, war bei allen Versuchen der Laserpuls zeitlich so eingestellt, dass er die Elektroden $1 \mu\text{s} \pm 0,5 \mu\text{s}$ nach dem Erreichen des Maximums der Spannung passierte. Für jeden Versuch wird nun τ , die **Verzögerung zwischen dem Laser und dem Beginn des Spannungsabfalls**, bestimmt. Bild 2-26 zeigt τ über η für einige Durchschläge zwischen den Elektroden in einem Abstand von 2 m. Die Symbole stehen für verschiedene Maximalspannungen, die jedoch alle ausreichend weit unterhalb der entsprechenden Grenze zur freien Entladung ($U_{50, \text{frei}, 2\text{m}} = 1800 \text{ kV}$) gehalten wurden. In Anbetracht der Streuung der Punkte, kann man keine eindeutige Aussage über eine Abhängigkeit von der Höhe der Spannung machen. Es scheint jedoch, dass sich vor allem der freie Teil der Durchschläge – zu sehen bei Fällen mit kleinem η – etwas schneller ausbildet, wenn die Spannung höher ist.

Allgemein wird 10^5 m/s als ungefähre Geschwindigkeit angegeben, mit der sich ein Entladungskanal ausbreitet [Beyer et al., 1986]. Schon Koopman und Wilkerson [1971] vermu-

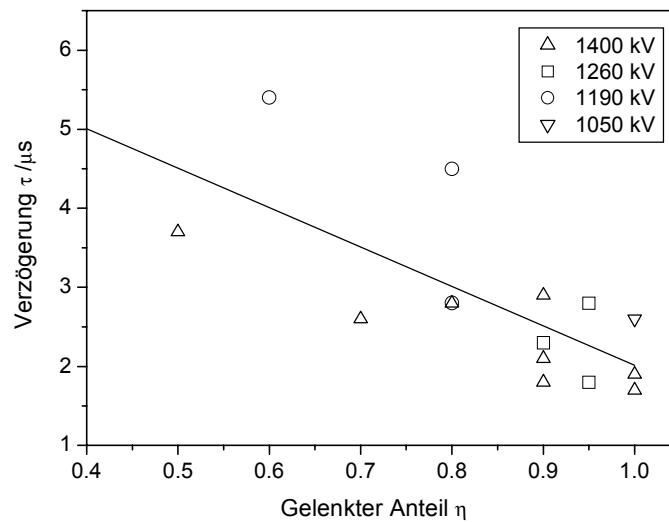


Bild 2-26. Verzögerung τ zwischen Laserpuls und Einsetzen der Entladung bei 2 m Elektrodenabstand für Versuche bei verschiedenen Spannungen unterhalb von $U_{50, \text{frei}}$. Die Gerade stellt den Fit gemäß Gleichung 2-2 dar.

teten, dass der Laser die Geschwindigkeit erhöht. In einem einfachen **Modell zweier Geschwindigkeiten**, v_g für den gelenkten Teil und v_f für den freien, gilt unter der Annahme, dass die Laserfilamente den Entladungsvorgang augenblicklich auslösen, die Beziehung

$$\tau = d \left(\frac{\eta}{v_g} + \frac{1-\eta}{v_f} \right). \quad (2-2)$$

Ein Fit durch die Punkte $\tau(\eta)$, dargestellt in Bild 2-26, liefert $v_g = (1,0 \pm 0,2) \cdot 10^6$ m/s und $v_f = (2,9 \pm 0,5) \cdot 10^5$ m/s. Der Wert von v_f liegt im Bereich des Literaturwerts für freie Entladungen, der von v_g entspricht dem, den La Fontaine et al. [2000] mittels Streak-Kameraaufnahmen von Entladungen, die durch Filamente gelenkt wurden, bestimmt haben.

Im Folgenden seien weitere Einzelergebnisse der Experimente in kurzer Form zusammengefasst:

- Der Kontakt der Filamente mit der Kugel bzw. Drahtspitze war entscheidend. Bei Vergrößerung des Abstands – der typischerweise ca. 1 cm betrug – um wenige Zentimeter sank die Häufigkeit der Blitzauslösung rapide ab.
- Nur Laserpulse, die nach dem Anstieg der Hochspannung die Elektroden erreichten, konnten Blitze auslösen und lenken. Erfolgreiche Versuche gab es mit Zeitabständen

zwischen 0 und 15 μs . La Fontaine et al. [2000] beobachteten gelenkte Entladungen durch Laserpulse, die die Elektroden bis zu 15 μs vor dem Spannungspuls passierten. Dies ist damit zu erklären, dass bei ihren Versuchen der Laser nicht zum Auslösen der Entladung benötigt wurde (siehe weiter unten im Abschnitt „Diskussion“).

- Eine Messung der Abhängigkeit von der Pulsenergie des Lasers wurde bei $d = 1,24\text{ m}$, Spannungen zwischen 850 kV und 890 kV und einer Pulslänge von 150 fs durchgeführt. Ausgehend von 300 mJ wurde bis hinunter zu 150 mJ eine unveränderte Durchschlags-häufigkeit von 70% bis 80% registriert. Erst zwischen 50 mJ und 30 mJ sank die Häufigkeit unter 40%, bei 20 mJ wurden keine Entladungen mehr ausgelöst. Es ist nicht anzunehmen, dass bei einer bestimmten Pulsenergie die Ionisation durch den Laser bzw. die Anzahl der erzeugten Filamente in Sättigung übergeht. Vielmehr zeigt sich hierdurch, dass es einen Grenzwert der Pulsenergie (oder -leistung) für die Blitzauslösung gibt. Die darüber erreichte maximale Durchschlagswahrscheinlichkeit hängt wiederum von anderen Parametern ab.
- Die Veränderung des Chirp und damit der Pulslänge schien zunächst keine Auswirkung zu haben, da sich die Durchschlagshäufigkeit nicht signifikant änderte. Die Pulsenergie war dabei 300 mJ, $d = 1,24\text{ m}$ und $U = (870 \pm 20)\text{ kV}$. Bei genauerer Analyse zeigt sich jedoch eine geringe Abhängigkeit der Verzögerung τ und damit auch der Lenkungslänge (η). Die kürzesten Verzögerungen, im Mittel ca. 0,5 μs , wurden mit Pulslängen von 1 ps bei negativem Chirp erzielt, gefolgt von 650 fs bei positivem Chirp (0,9 μs). Bei kürzeren Pulsen, aber auch längeren (2 ps), wurden im Mittel längere Zeiten gemessen. Da dies aber mit einer größeren Streuung der Werte einhergeht, sind die Mittelwerte mit einem großen Fehler behaftet. Bei 150 fs ohne Chirp ergibt sich 1,5 μs , bei 300 fs mit negativem Chirp 2,6 μs und bei 2 ps mit negativem Chirp 1,2 μs . Man kann also nur sagen, dass eine begrenzte Pulsverlängerung, unabhängig von der Richtung des Chirp, die Lenkungswirkung leicht zu verbessern scheint.

2.3.3 Diskussion

Aus den Ergebnissen lässt sich nun folgende Erklärung der beobachteten Phänomene ableiten: Um die (negativ) aufgeladene Kugel bildet sich eine so genannte Korona freier Ladungen. Sobald der Laserpuls die Elektrode passiert, entsteht ein Kontakt zwischen der Korona und den Plasmafilamenten. Die in den Filamenten vorhandenen freien Elektronen – bzw. nach einer bestimmten Zeit hauptsächlich negative Ionen, die durch Anlagerung der Elektronen an Sauerstoffmoleküle entstehen [Pépin et al., 2001] – erhöhen lokal das elektrische Feld. Wenn die Feldstärke den Grenzwert von ca. 27 kV/cm (bei normalem Atmosphären-

druck) übersteigt, setzt lawinenartige Ionisation ein. So wächst ein Entladungskanal. Die hohe Geschwindigkeit dieses Wachstums (ca. 10^6 m/s) unterliegt wahrscheinlich natürlichen Schwankungen. Das gleiche gilt möglicherweise für einen minimalen Zeitversatz bei der Auslösung des Entladungsvorgangs. Je höher die Spannung ist, desto weniger dürften Fälle mit verzögert einsetzender oder langsamer Ausbreitung vorkommen. Dies erklärt den im Mittel größeren gelenkten Anteil η der Blitze bei höherer Spannung (Bild 2-25). Denn mit der Zeit klingt das Laserplasma ab – nach Berechnungen von Pépin et al. [2001] fällt die Ladungsträgerdichte in $5 \mu\text{s}$ auf etwa 10^{11} cm^{-3} ab – und die Filamente müssen immer mehr mit anderen möglichen Entladungswegen konkurrieren. Der wenn auch nur geringe Einfluss des Chirp könnte ein Hinweis darauf sein, dass die Plasmadichte leicht von der Pulslänge abhängt. Schließlich verlässt der Entladungskanal nach der Strecke ηd die Bahn des Lasers und erreicht die flache Elektrode auf einem freien Weg. Ein Vergleich der Verzögerungen τ (bei ungefähr festen η -Werten) mit den zugehörigen Fotos zeigt, dass die Zeit größer ist, je größere „Umwege“ der Entladungskanal nimmt. Die Tendenz zu kleineren τ bei höherer Spannung (Bild 2-26) spricht für eine „begradigende“ Wirkung einer hohen Spannung. Sobald die Elektronen verbunden sind, baut sich die Spannung mit einem hell aufleuchtenden Blitz ab. Dieser hinterlässt ein heißes Plasma, das an einzelnen Stellen, die scheinbar zufällig über die Entladungsstrecke verteilt sind, bis zu 0,1 s lang nachleuchtet. Dies zeigen Videoaufnahmen einiger Entladungen in der Torus-Konfiguration (Bild 2-27). (Unter Gewitterexperten existiert der Begriff des Perlschnurblitzes, der selten beobachtet wird.)

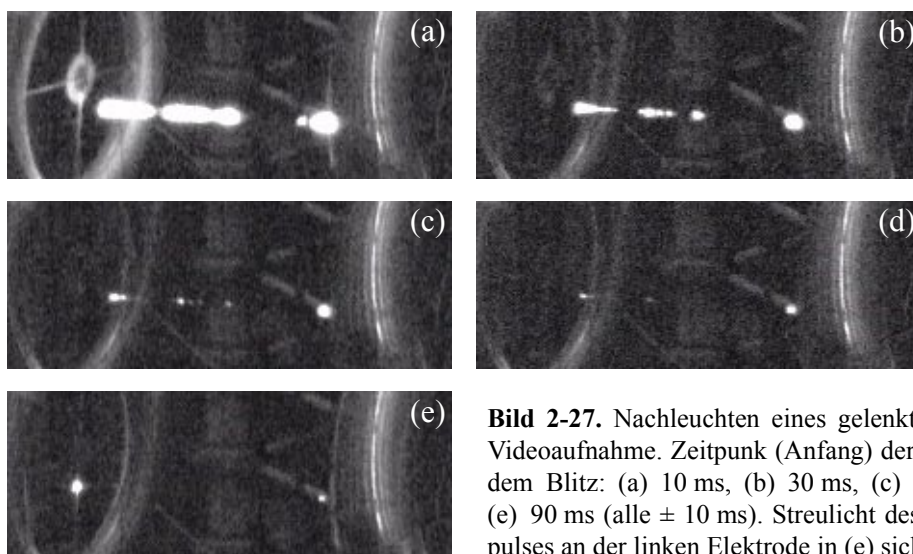


Bild 2-27. Nachleuchten eines gelenkten Blitzes. 50Hz-Videoaufnahme. Zeitpunkt (Anfang) der Einzelbilder nach dem Blitz: (a) 10 ms, (b) 30 ms, (c) 50 ms, (d) 70 ms, (e) 90 ms (alle ± 10 ms). Streulicht des folgenden Laserpulses an der linken Elektrode in (e) sichtbar.

Die Konkurrenten der Laserfilamente sind Ionisationswellen, so genannte *streamer*, die dem eigentlichen Entladungskanal, dem so genannten *leader*, den Weg weisen. Streamer gehen in stärkerem Maße von der positiven Elektrode aus (siehe die freie Entladung mit positiv geladener Drahtspitze in Bild 2-22 c und den Streamer an der positiven Platte in Bild 2-23 c). Auf ihrer Seite sollte also die Konkurrenz größer sein. In der Kugel-Platte-Konfiguration wurden einige Messungen in der umgekehrten **Polarität**, also mit positiv geladener Kugel durchgeführt. Der gerade, gelenkte Teil der Blitze lag hierbei auf der Seite der Platte. Allgemein gilt aber, dass sich unabhängig von der Polarität die Entladung von der Spitze (Kugel) hin zur Platte ausbildet. Die positive Spitze kann direkt freie Elektronen zu sich hin beschleunigen, während bei der negative Spitze die Korona das Feld etwas abschirmt. Daher ist $U_{50, \text{frei}}$ bei positiver Spitze deutlich niedriger als bei negativer. Eine Verringerung der Durchschlagspannung bzw. eine auslösende Wirkung durch den Laser ist deswegen und aufgrund der Konkurrenz der positiven Streamer in dieser Polarität schwer zu beobachten. La Fontaine et al. [2000], die zwar zwei flache Elektroden benutzten, aber an der positiven eine 5,5 cm lange Spitze angebracht hatten, von der aus sie die Bildung des Entladungskanals beobachteten, konnten kein Auslösen durch die Laserfilamente feststellen. (Nebenbei bemerkt wäre die Maximalspannung von 1,2 MV, die ihnen zur Verfügung stand, für die Untersuchung negativer Entladungen bei 2 m Abstand etwas zu gering gewesen.)

Die Experimente der kanadischen Gruppe, die nach der Theorie von Gallimberti [1979] interpretiert wurden, haben gezeigt, dass unter den gegebenen Bedingungen Streamer nur kurze Strecken (≤ 2 m) überbrücken können [Pépin et al., 2001]. Bei größeren Distanzen – experimentelle und theoretische Untersuchungen beziehen sich vor allem auf positive Entladungen – schiebt der Leader eine Streamer-Korona vor sich her. Es muss in der Zukunft weiter untersucht werden, welche Bedeutung solche Theorien oder die Frage der Polarität bei der Interpretation der hier präsentierten Ergebnisse haben, und zwar in Hinsicht auf ihre Übertragbarkeit auf die Beeinflussung natürlicher Gewitterentladungen. Können die Laserfilamente die Streamer ersetzen, und wenn ja, über wie große Distanzen? Die Geschwindigkeit der durch die Filamente ausgelösten und gelenkten Entladungen wird auch in der Natur beobachtet. Und zwar haben Untersuchungen bei Gewittern gezeigt, dass Nachblitze, die den vorhandenen Kanal eines negativen Wolke-Boden-Blitzes für weitere Entladungen der Wolke nutzen, eine Geschwindigkeit von 10^6 m/s haben [Beyer et al., 1986]. Dies spricht dafür, dass der Laser die Vorionisation der Luft, z.B. durch Streamer, ersetzen kann.

2.4 Laborexperimente und sonstige Messungen

Im Folgenden werden einige Experimente beschrieben, die seit Beginn des Teramobile-Projekts mit den TW-Lasersystemen der Partnerinstitute bzw. – seit dem Frühjahr 2001 – mit dem Teramobile-System in Jena, Palaiseau und Berlin durchgeführt wurden. Die Ergebnisse sind zum Teil in einer eigenen Publikation veröffentlicht oder als Teilergebnisse in Artikel mit aufgenommen worden. Zum Teil handelt es sich um kleinere Einzelaspekte, die bei einer umfassenden Diskussion verschiedener Ergebnisse nützliche Hinweise liefern können. Sie werden daher in den folgenden Kapiteln dieser Arbeit wieder aufgegriffen.

2.4.1 Quantitative Messung des Weißlichtspektrums

Im Jahr 1970 wurde die spektrale Verbreiterung von kurzen (ps) Laserpulsen in Kristallen und Gläsern entdeckt [Alfano und Shapiro, 1970]. Corkum et al. [1986] berichteten erstmals von der Erzeugung von Weißlicht, d.h. von der *supercontinuum generation* (SCG), in Gasen. Sie untersuchten die SCG in einigen Edelgasen sowie Wasserstoff, Stickstoff und Kohlendioxid bei Drücken zwischen einer und 40 Atmosphären im Spektralbereich zwischen 300 nm und 800 nm. Als Lichtquelle dienten dabei fokussierte Laserpulse von 2 ps und 70 fs Länge und 500 μ J Energie bei einer Grundwellenlänge von 600 nm. Ein Ergebnis ihrer Experimente war, dass die SCG für jedes Gas einen unteren Grenzwert der Pulsleistung aufweist, der sich umgekehrt proportional zum Druck des Gases verhält.

Nishioka et al. [1995] haben mit einem fs-Ti:Sa-Laser bei einer 9 m langen Transmissionsstrecke durch verschiedene Edelgase unter Normaldruck breite, plateauartige Weißlicht-

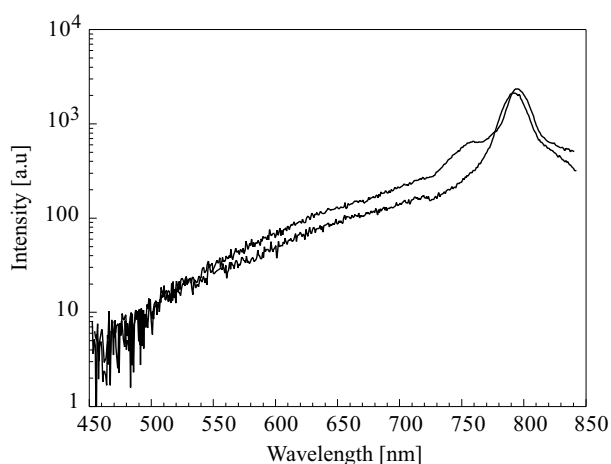


Bild 2-28. Abbildung aus [Wöste et al., 1997]. Weißlichtspektrum bei zwei unterschiedlichen Chirpeinstellungen, erzeugt mit einem 2TW-100fs-Laser, empfangen aus der Atmosphäre (oberhalb von 500 m) bei Lidar-Messungen mit Spektrometer und Mehrkanaldetektion.

kontinua im sichtbaren bis zum VUV-Bereich gemessen. Die Plateaus, deren spektrale Intensität etwa zwei Dekaden unter dem Maximum (Laserwellenlänge 790 nm) liegen, erstrecken sich von ca. 600 nm bis zu einer Abbruchkante, deren Lage je nach Gas zwischen 300 nm und 150 nm variiert.

Mit einem Lasersystem sehr ähnlichen Typs (Ti:Sa-CPA, 790 nm, 100 fs, 2 TW) wurden während der Experimente, die im Vorfeld des Teramobile-Projekts stattfanden, am IOQ Jena, in Kooperation mit der FU Berlin, Weißlicht-Lidar-Messungen durchgeführt [Wöste et al., 1997]. Hierbei war der Laser nur leicht fokussiert ($f = 30$ m), so dass sich in einigen zehn Metern Höhe lange Filamente bildeten. Spektren des von ihnen emittierten und aus der Atmosphäre zurückgestreuten Lichts sind in Bild 2-28 dargestellt. Auf diese Weise konnte ein intensives, breites Kontinuum im Sichtbaren nachgewiesen werden, das bei der Wechselwirkung von Terawattpulsen mit Luft über lange Strecken entsteht.

Es stellte sich die Frage nach dem **Infrarotgehalt des Superkontinuums**. Dies ist von großer Bedeutung für die Anwendung der Weißlichtpulse für die Atmosphärenanalyse, da im mittleren Infrarot, etwa im Bereich 1 μm bis 4 μm , viele relevante Spurengase Absorptionsbanden besitzen, die in Form charakteristischer Linienmuster der einzelnen Rotations-Schwingungsübergänge auftreten (siehe Abschnitt 4.2.1). Bis Ende der neunziger Jahre war kein SCG-Spektrum im Infrarot veröffentlicht, vielmehr wurde von einzelnen Autoren bezweifelt, dass sich das Weißlicht um wesentlich mehr als 150 nm ins Infrarot erstrecken würde [Brodeur und Chin, 1998] (die Aussage wurde im Zusammenhang mit Messungen an Flüssigkeiten und Kristallen getroffen, ist aber als eine allgemeine zu verstehen). Daher wurden die im Folgenden beschriebenen Experimente – die ersten, die im Rahmen des Teramobile-Projekts im Spätsommer 1999 durchgeführt wurden – dieser Frage gewidmet. Die wichtigsten Ergebnisse sind in [Kasparian et al., 2000] veröffentlicht.

Am IOQ Jena wurden Messungen des Weißlichts im nahen Infrarot bis 1,6 μm mit dem dortigen 2TW-Lasersystem durchgeführt. Die Laserpulse hatten eine feste Länge von 100 fs, einen Durchmesser von 35 mm (volle HWB) und wurden für das Experiment mit einer dünnen Linse ($f = 8$ m) fokussiert. Bild 2-29 (a) zeigt das resultierende Strahlprofil, das am Messort keine extrem hohe Intensität aufwies, so dass ein Umlenkspiegel in den Strahl gebracht werden konnte, ohne beschädigt zu werden. Das gleiche wäre mit dem unfokussierten Strahl (siehe Teilbild c) wegen der Länge der Filamente nicht möglich gewesen. Außerdem wäre die spektrale Veränderung der Pulse nach ca. 30 m noch nicht abgeschlossen. Die Detektion, bestehend aus einem Prismenspektrometer (Zeiss) und einem Germaniumdetektor, befand sich 20 m hinter dem Fokus. Bei jeder Wellenlängenposition des Spektrometers wurde über die Signale einiger zehn Laserpulse gemittelt. In

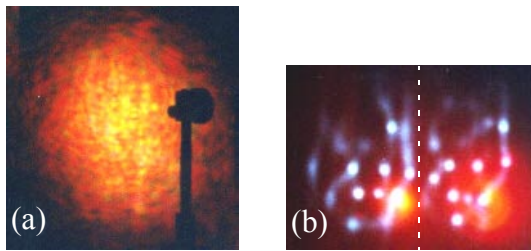


Bild 2-29. Fotografien von Pulsprofilen (IOQ-Laser, 2 TW) ca. 50 m hinter dem Kompressor. (a) Fokussiert mit 8m-Linse, Durchmesser ca. 20 cm, Schatten eines Umlenkspiegels. (b) Zwei aufeinander folgende Profile ohne Linse, Multi-filamentierung mit leichten Schwankungen, Gesamtdurchmesser eines Profils ca. 5 cm.

Bild 2-30 sind zwei Spektren zu sehen, die bei unterschiedlichen Pulsenergien gemessen wurden. Die Energiewerte 100 mJ und 200 mJ ergeben 1 TW bzw. 2 TW Pulsleistung. Beide Spektren sind mit demselben Faktor normiert worden, das heißt, sie sind quantitativ vergleichbar. Man kann also feststellen, dass die Verdopplung der Pulsleistung – bei gleichbleibender Pulslänge – nicht zu einer Erhöhung der spektralen Intensität im Bereich um die Laserwellenlänge (800 nm) geführt hat, sondern die zusätzliche Energie vollständig in das Weißlichtkontinuum geflossen ist.

Am LOA Palaiseau wurden die Messung zur Bestimmung der IR-Intensität des Weißlichts fortgesetzt. Dort stand ein ähnliches Lasersystem zur Verfügung. Die Pulsenergie war mit 60 mJ etwas niedriger, dafür wurden sehr kurze Pulse erzeugt (35 fs), womit die maximale Pulsleistung ebenfalls fast 2 TW betrug. Der Strahl, der einen Durchmesser von 25 mm (volle HWB) besaß, wurde mit einer 10m-Linse fokussiert, was auch hier zu einem Strahlprofil in der Art des in Bild 2-29 (a) dargestellten führte. Aufgrund der Kürze der Pulse war die Dispersion der Linse nicht zu vernachlässigen. Der 35fs-Puls wurde durch die Linse gechirpt und auf 115 fs verlängert (berechneter Wert). Zum Vergleich der Spektren bei verschiedenen Pulslängen, wurde bei einer zweiten Messreihe im Kompressor ein negativer Chirp eingestellt, der eine Pulslänge nach der Linse von 86 fs zur Folge hatte. Beide Spek-

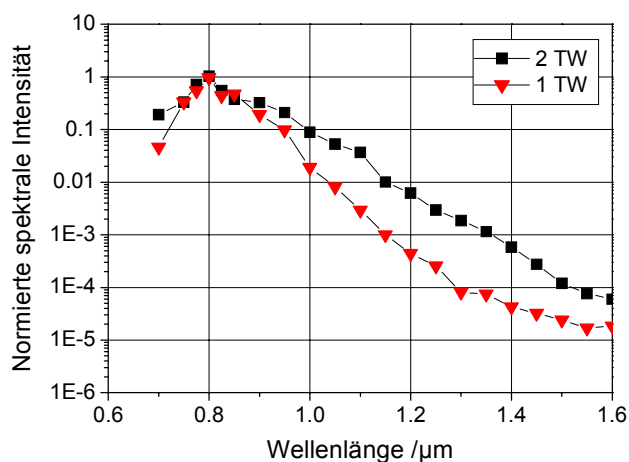


Bild 2-30. NIR-Anteil des Weißlichts in Luft für verschiedene Pulsleistungen, gemessen 20 m hinter dem Fokus einer 8m-Linse. IOQ-Laser: 800 nm, Pulslänge 100 fs, Pulsenergie 100 mJ (▼) bzw. 200 mJ (■). Detektion: Prismenspektrometer/ Zeiss + Ge-Detektor. Beide Kurven sind mit demselben Faktor normiert.

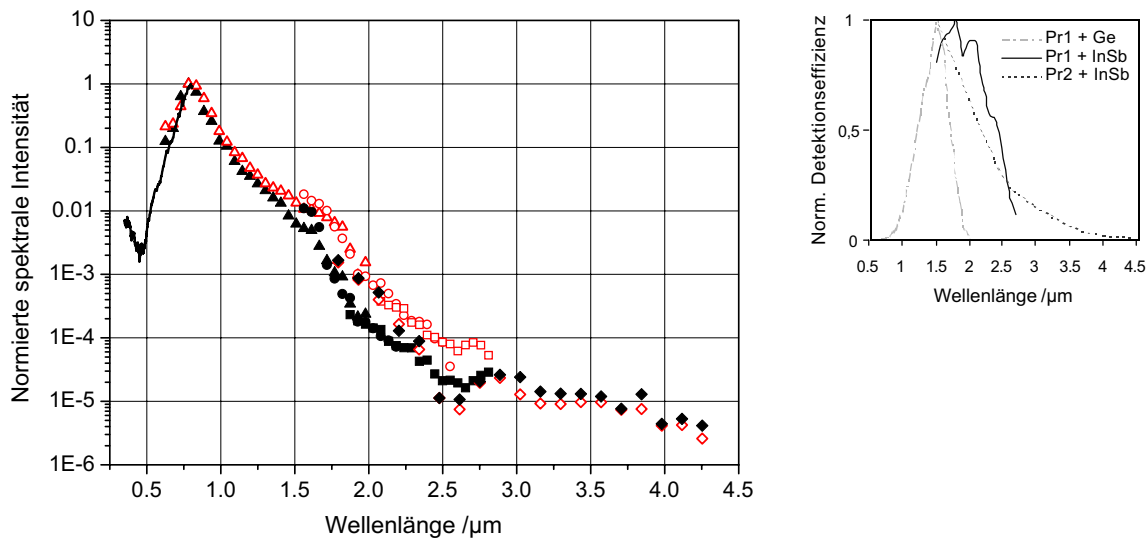


Bild 2-31. Weißlichtintensität vom Sichtbaren bis zum mittleren Infrarot, 20 m hinter dem Fokus einer 10m-Linse. LOA-Laser: 800 nm, 60 mJ, min. 35 fs (115 fs nach Linse, volle Symbole, bzw. – mit negativem Chirp nach Kompressor – 86 fs nach Linse, offene Symbole). Detektion (jeweils gleich für volle und offene Symbole): $\frac{1}{2}$ m-Gitterspektrometer/ Chromex + ICCD/ Princeton Instr. (—), Prismenspektrometer/ Zeiss + Ge-Detektor (\blacktriangle), Prismenspektrometer/ Zeiss + LN-gekühlter InSb-Detektor/ Hamamatsu (\bullet , \blacksquare), Zweifach-LiF-Prismenspektrometer/ Perkin Elmer + LN-gekühlter InSb-Detektor/ Hamamatsu (\blacklozenge). Kleines Diagramm: Spektrale Effizienz der drei Infrarot-Einkanaldetektionen (jeweils normiert).

tren sind in Bild 2-31 dargestellt. Der experimentelle Aufbau glich – bis auf die genannten Unterschiede – dem in Jena, nur wurden zusätzliche Detektoren und Spektrometer eingesetzt (nähere Angaben in der Bildunterschrift), um weiter ins Infrarot vorzudringen. Die spektrale Effizienz aller Detektorkombinationen wurde sorgfältig mit einem Schwarzkörperstrahler kalibriert, um die einzelnen Teilspektren durch Anpassung ihrer Form in den Überlappungsbereichen aneinandersetzen zu können. Ebenso wurden eine Wellenlängenkali-brierung der Spektrometer durchgeführt. Bei dem Spektrometer für das mittlere Infrarot scheint allerdings eine Streckung der Wellenlängenskala vorzuliegen. Etwa zwischen 4,2 μm und 4,3 μm sind schon wenige Meter Luft wegen der CO_2 -Absorption praktisch

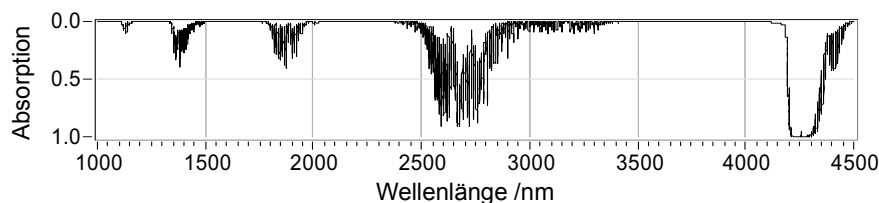


Bild 2-32. Absorptionsspektrum von 20 m Luft (0,2% H_2O), Auflösung 1 nm. Stark gesättigte CO_2 -Bande bei 4250 nm, unter 4000 nm H_2O -Banden (berechnet mit Daten aus HITRAN [Rothman et al., 2003]).

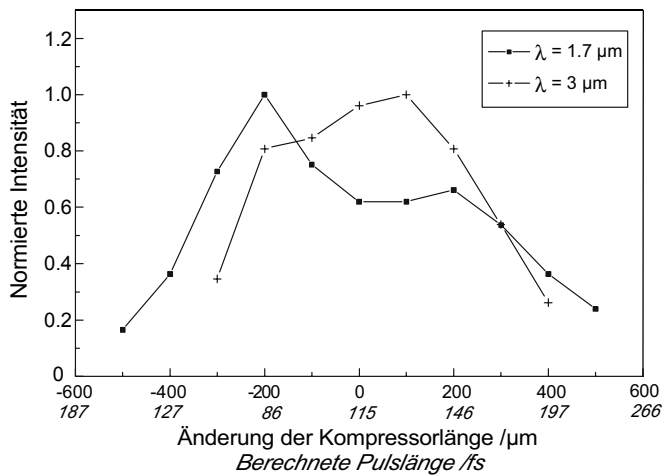


Bild 2-33. Intensität im nahen und mittleren Infrarot in Abhängigkeit des Chirp. Beide Maxima auf 1 normiert. Kompressoreinstellung 0 μm (Pulslänge 35 fs vor der Linse) entspricht den vollen Symbolen in Bild 2-31, -200 μm den offenen.

undurchsichtig (bei Normalkonzentration 340 ppm, siehe Bild 2-32). In den gemessenen Spektren kann man den Intensitätseinbruch bei einer ca. 0,25 μm kürzeren Wellenlänge erkennen. Die schwächeren Wasserdampfbanden haben auch bei niedriger Auflösung eine ausgeprägte Linienstruktur und sind daher in der Messung durch das Auftreten einzelner tiefer Messpunkte zu erahnen (kein quantitativer Vergleich, H_2O -Konzentration und Auflösung nur geschätzt). Bei den gemessenen Spektren scheint die Wellenlängenskala im Bereich der 2,7 μm -Bande um ca. 0,15 μm bis 0,2 μm verschoben zu sein. Der Fehler spielt aber für das Ziel des Experiments keine große Rolle, vielmehr beweist das Auftreten der atmosphärischen Signaturen, dass wirklich Licht bis 4 μm gemessen wurde. Die Veröffentlichung dieser Ergebnisse [Kasparian et al., 2000] ist eine der am häufigsten zitierten Referenzen in theoretischen Arbeiten zum Femtosekundenweißlicht (in Luft), bzw. oft die einzige, wenn der Infrarotbereich besonders hervorgehoben wird.

In weiten Bereichen (1,5 μm bis 2,8 μm) zeigt das Spektrum des kürzeren Pulses, der durch einen leichten negativen Chirp im Kompressor erzeugt wurde, eine deutlich höhere Intensität als der längere. Bei 3 μm und darüber scheint sich dieses Verhältnis allerdings umzukehren. Um dies genauer zu untersuchen, wurde bei 1,7 μm und 3 μm mit einer Bandbreite von ca. 5 nm jeweils die Chirpabhängigkeit der Intensität gemessen. Das Ergebnis ist in Bild 2-33 dargestellt. Es bestätigt, dass bei verschiedenen Wellenlängen die maximale Weißlichtintensität mit unterschiedlich gechirpten Pulsen erzielt wird.

Die in diesen Experimenten gemessenen Spektren stellen eine erste Referenz dar. Man musste davon ausgehen, dass ebenso wie der Chirp die Stärke der Fokussierung Einfluss auf die spektrale Form des Weißlichts hat, vor allem da die Geometrie der Filamente von ihr abhängt (siehe den folgenden Abschnitt 2.4.2). Da es nicht möglich ist, dies in den

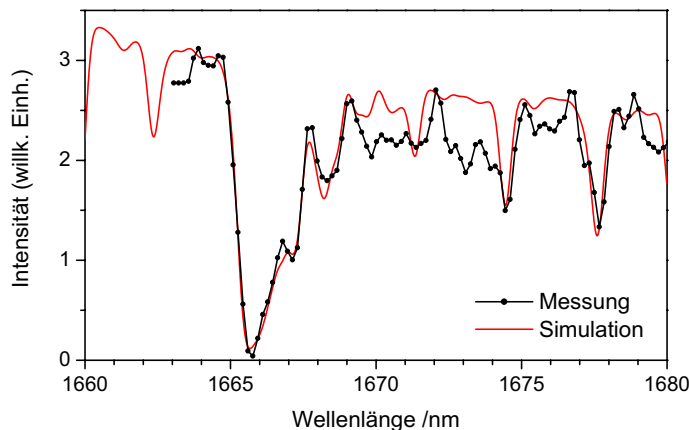


Bild 2-34. Absorption des Weißlichtstrahls durch Methan. Messung: 1 m lange Gaszelle, gefüllt mit etwa 1 atm CH_4 , im Strahlengang vor der Detektion; Messpunkte in 0,17 nm Abstand (bei ca. 0,2 nm Auflösung); Kurve gefaltet mit einer zwei Punktabstände breiten (volle HWB) Gauß-Funktion (leichte Glättung). Simulation (berechnet mit Daten aus HITRAN [Rothman et al., 2003]): 1 m Absorptionsstrecken, 1000 mbar CH_4 , 23°C, Auflösung 0,4 nm, Neigung der Grundlinie (Absorption Null) an die gemessene Intensität angepasst.

Laboren zu untersuchen, sind Langstreckenexperimente im Freien nötig (siehe Abschnitt 2.1, besonders 2.1.5).

Um nachzuweisen, dass das Weißlichtkontinuum für die **Absorptionsspektroskopie** von Gasen geeignet ist, wurde bei den Messungen am IOQ eine 1 m lange Gaszelle vor der Detektion in den Lichtweg gestellt. Dabei handelte es sich um ein Stahlrohr mit Glasfenstern an beiden Enden und einem Einlassventil. Die Zelle wurde evakuiert und anschließend bis auf Atmosphärendruck mit reinem Methan gefüllt. Mit einem Gittermonochromator (600 linien/mm, Spalt 60 μm) und kleineren Schrittweiten (0,17 nm) als bei der Übersichtsmessung wurde nun das Spektrum um die kurzwelligste Infrarotbande von Methan bei 1,67 μm aufgenommen. Ein Interferenzfilter (Transmission bei $\lambda > 1 \mu\text{m}$) blockte dabei die Laserwellenlänge, um Störungen durch die zweite Beugungsordnung zu vermeiden. Bei der Absorptionsbande handelt es sich um die zweifache Anregung (Ober-ton) der stark absorbierenden ν_3 -Schwingungs-mode des CH_4 -Moleküls, die bei 3,3 μm liegt. Bild 2-34 zeigt ein Ergebnis und den Vergleich mit einem auf Basis der Messparameter gerechneten Spektrum. Die Messung wurde leicht geglättet (Gaußsche Mittelung über etwa drei Punkte), um das Rauschen zu unterdrücken. Messung und Rechnung zeigen in weiten Teilen eine gute Übereinstimmung. Bereiche größerer Abweichung könnten auf Schwankungen der Lichtintensität während des Durchfahrens der Wellenlänge hindeuten. Die Zeit zwischen zwei Messpunkten betrug etwa 10 bis 15 Sekunden, daher sind Effektivitäts- oder Richtungsschwankungen beim Prozess der Weißlichtentstehung als Ursache

unwahrscheinlich. Bei Betrachtung der Daten zu den einzelnen Linien fällt auf, dass gerade in den Bereichen der Abweichung viele relativ starke Linien des zweiten Methanisotops $^{13}\text{CH}_4$ liegen. Bei HITRAN ist der Parameter Linienstärke (integrierter Absorptionsquerschnitt) mit dem natürlichen Isotopenverhältnis in der Atmosphäre gewichtet. Danach hat $^{13}\text{CH}_4$ einen Anteil von ca. 1%. Ein nur etwas erhöhter Anteil (unterhalb von 10%) bei dem verwendeten Laborgas könnte die Diskrepanz zwischen gemessenem und gerechnetem Spektrum erklären. Dies ist jedoch schwer zu überprüfen. In jedem Fall kann festgehalten werden, dass ein Fit des gemessenen Spektrums die korrekte Menge an Methan in der Absorptionsstrecke wiedergibt.

2.4.2 Filamentierung von Terawattpulsen auf einer Strecke von 90 m

Als das Teramobile fertiggestellt war, galt das Interesse natürlicherweise zuerst den direkt zu beobachtenden Wechselwirkungen der Laserpulse mit Luft. Die Pulsleistung von über 3 TW mit Spitzenwerten von bis zu 5 TW überstiegen die Werte der bis dahin verwendeten Systeme in Jena und Palaiseau. Die Filamentierung auf Basis der reinen Selbstfokussierung sollte nun ohne die räumlichen Einschränkungen der Labore untersucht werden. Bei den zuvor durchgeführten Messungen in Gebäuden wurden die Laserpulse fokussiert, nur gelegentlich konnten sie in längere freie Korridore gelenkt werden – z.B. maximal 50 m im IOQ –, um einen Eindruck von der Multifilamentierung bei parallelen Strahlen zu erhalten.

An der FU Berlin konnte in einer Parkplatzanlage eine teilweise überdachte freie Strecke von 90 m Länge für Versuche genutzt werden, bei denen der Strahl horizontal aus dem Teramobile-Container gesendet wurde. Der Laser wurde bei diesem Experiment mit einer Pulsenergie von 330 mJ betrieben, die kürzeste Pulslänge entsprach zu dieser Zeit etwa 100 fs (volle HWB). Diese wurde jedoch nicht verwendet, um den Sendespiegel (Abstand vom Puls kompressor ca. 2,5 m) nicht zu beschädigen. Denn bei voller Pulsleistung können Inhomogenitäten im Strahlprofil (*hot spots*) durch lokale Selbstfokussierung schon nach wenigen Metern Luftweg sehr hohe Intensitätsmaxima hervorrufen, die die Zerstörungsschwelle der Laserspiegel übersteigen. Der Strahldurchmesser ($1/e^2$) war mit ca. 4 cm \times 5 cm etwas größer als bei späteren Messungen. Die Beziehung zwischen dem Gitterabstand im Kompressor und der Pulsdauer in der jeweiligen Chirprichtung ist in Bild 2-37 durch die Quadrate und die fein gestrichelte Linie dargestellt. Die Messungen bestätigen die lineare Abhängigkeit der Pulsdauer von der Gitterverschiebung (außerhalb des Bereichs, in dem der Puls am kürzesten ist und keinen Chirp hat). Dabei unterliegt die Messung der Pulslängen einem gewissen Fehler. Innerhalb dieser Fehlergrenzen wurden die Punkte und Geraden in der Darstellung (bedingt willkürlich) mit der Steigung 50 fs/mm aufgetragen.

Bei fünf Kompressoreinstellungen in Abständen von 5 mm wurden die Strahlprofile entlang der 90 m langen Strecke untersucht. Das Intensitätsprofil der Pulse wurde anhand der Wirkung auf weißes sowie tonergeschwärztes Papier abgeschätzt. Alle fünf Meter wurde die Abbildung des Strahls auf beiden Papierarten digitalfotografisch festgehalten. Die Aufnahmen sind weitgehend farbecht, nur am Anfang des nahen Infrarot, d.h. zwischen der Laserwellenlänge 793 nm und etwas darüber, hat die Kamera im Gegensatz zum menschlichen Auge eine gewisse Empfindlichkeit. Außerdem können am weißen Papier leichte Fluoreszenzen auftreten.

Bild 2-35 zeigt eine Auswahl von Aufnahmen zweier Serien. Die entsprechenden Gitterabstände des Kompressors sind -2 mm (oben) und +8 mm (unten) bezogen auf die Einstellung des kürzesten Pulses. In der oberen Reihe beinhaltet der dargestellte Bereich von 5 m bis 45 m Anfang und Ende der Filamente, bei dem längeren Puls (unten) sind am Ende der Messstrecke noch aktive Filamente zu sehen. Alle Längenangaben entsprechen dem Abstand von der Außenwand des Teramobile-Containers; 2,5 m Lichtweg innerhalb des mobilen Labors müssen dazuaddiert werden. Neben Lage und Länge der Filamente ist der auffälligste Unterschied der beiden Serien das Auftreten farbiger Strukturen (aus den sichtbaren Spektralbereich) beim kurzen Puls, die bei 450 fs nicht zu sehen sind, obwohl auch

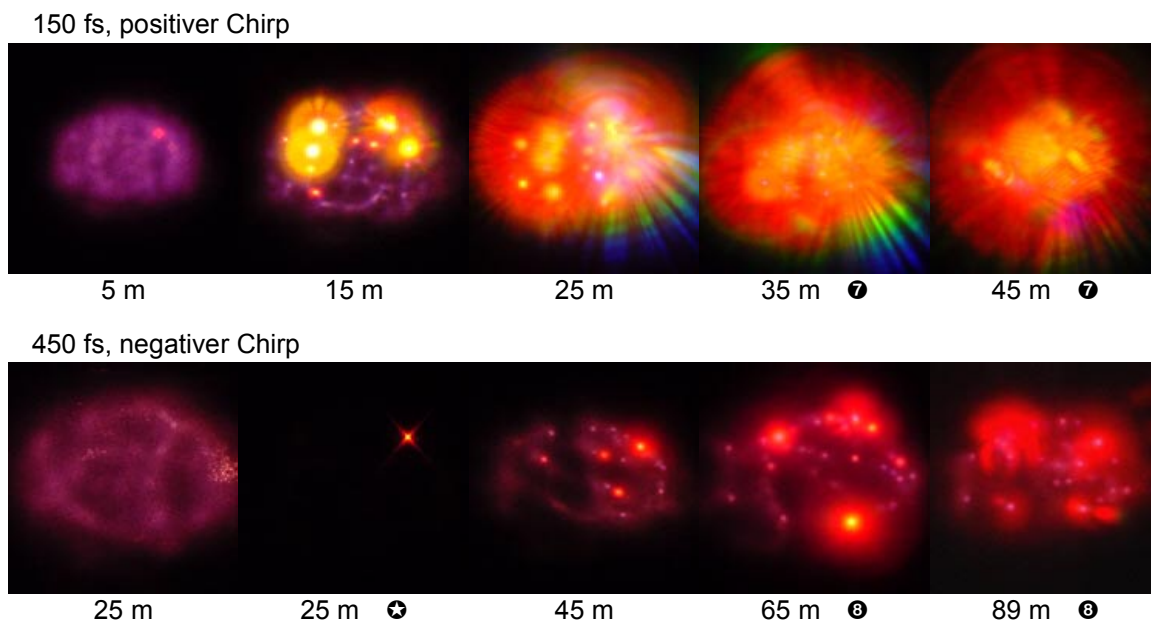


Bild 2-35. Strahlprofile der Multifilamentierung von 3TW-Pulsen bei verschiedenen Einstellungen des Pulscompressors. Einzelpulsaufnahmen (Belichtung 1/30 s) der Streuung von weißem Papier (geschwärztes Papier bei ④) mit Digitalkamera (Sony Cyber-shot DSC-F). Angezeigte Distanzen ab Außenwand des Containers. Anfänglicher Durchmesser ca. 5 cm × 4 cm. Abstand zwischen Schirm und Kamera kann variieren (Bildgrößen nicht vergleichbar). Einzelne Bilder gegenüber den übrigen verkleinert, ⑦ auf 70%, ④ auf 80%.

hier die Filamente weißes Licht erzeugen. Hierbei spricht der Vergleich aller fünf Serien für eine Abhängigkeit von der Pulslänge, nicht von der Richtung des Chirp.

Die Bestimmung der Orte, an denen die Filamente beginnen und enden, ist nicht einfach, speziell bei der Multifilamentierung von Terawattpulsen. Das Problem beginnt schon bei der Definition, wo ein Filament vorliegt. Aktuell werden verschiedene Methoden zum Nachweis von Filamenten entwickelt. Hauptsächlich handelt es sich um direkte oder indirekte Messungen der freien Ladungen (Plasma). Ob das Auftreten von Ionisation die einzig richtige Definition ist, muss diskutiert werden. In jedem Fall bedeutet ein Filament eine hohe lokale Intensität. Um diese nachzuweisen, ist geschwärztes Papier besser geeignet als weißes. Dies gilt erstens, weil das schon produzierte (sichtbare) Weißlicht – als Punkt auf der Achse des Filaments oder in Form farbiger konischer Strahlung, die das gesamte Bild ausfüllt – weit weniger von der Oberfläche gestreut wird, zweitens, weil bei hoher Intensität die Tonschicht gewissermaßen verbrennt, das heißt die Absorption von Energie ist sichtbar und hörbar. Vor allem am Filamentende, das besonders schwer zu erkennen ist, da die entstandenen weißen Strahlen sehr geringe Divergenz haben, kommt dieser Vorteil zum tragen. Ein Beispiel für eine Abbildung auf geschwärztem Papier zeigt das Foto 25 m ☉ in Bild 2-35, wo in dem speziellen Fall nur an einer herausgehobenen Stelle ein Filament (oder mehrere eng nebeneinander) aufleuchtet.

Selbst wenn die Lage einzelner Filamente genau messbar wäre, könnte man bei der hier vorherrschenden Multifilamentierung keinen eindeutigen, scharfen Anfangs- bzw. Endpunkt bestimmen, da diese für einzelne Filamente innerhalb eines Strahlprofils sowie von Puls zu Puls stark schwanken können. Die breiten Balken in Bild 2-37 geben an, welche Entfernungen hier für die fünf Chirpeinstellungen gemessen wurden. Innerhalb des jeweils so eingegrenzten Bereichs traten Filamente weitgehend über den gesamten Strahlquerschnitt verteilt auf (vergleiche Bild 2-35). Der Fehler dieser Punkte (nicht in der Grafik eingezeichnet) lässt sich nur grob abschätzen, steigt jedoch mit der Entfernung. Er liegt

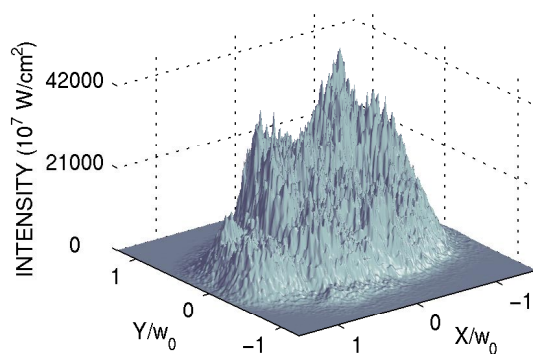


Bild 2-36. Intensitätsprofil des Lasers (neg. Chirp 400 fs) 3,5 m nach dem Kompressor. Die Daten wurden von C. Gouédard für [Bergé et al., 2004] aus dem Farbbild einer Aufnahme mit der Digitalkamera erzeugt.

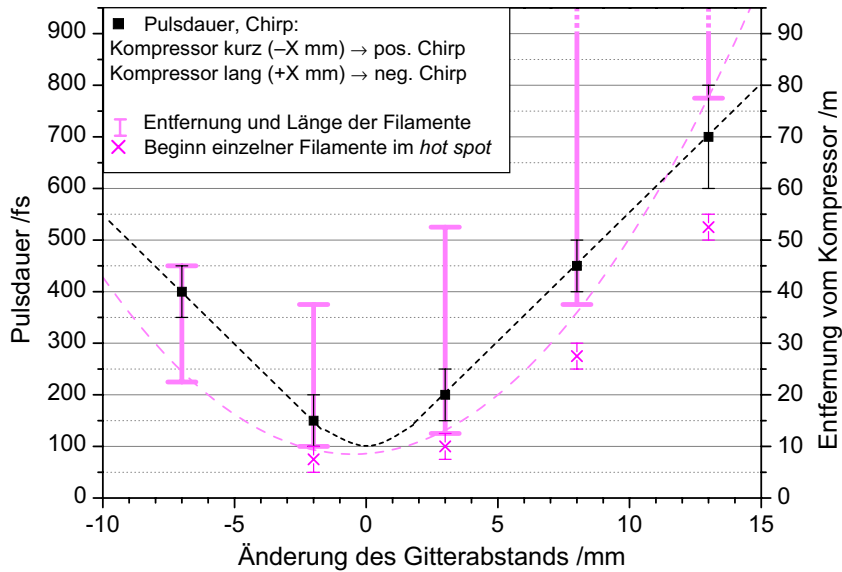


Bild 2-37. Multifilamentierung von TW-Pulsen, gemessen in Abhängigkeit von Pulsdauer und Chirp. Die Pulsdauer (-■-) ist als Funktion des Gitterabstands x im Kompressor dargestellt (kein Chirp bei 0 mm, positiver Chirp bei negativer Abstandsänderung bzw. umgekehrt). Die Balken geben die Lage der Filamentbündel als Entfernung vom Laser (d.h. Kompressor) an (zu Fehlern siehe Text). Durch die Startpunkte der Filamentbündel ist eine Parabel $d = 0,38(x-0,5)^2 + 8,5$ m gelegt (- - -). An der stärksten Intensitätsspitze des Strahlprofils treten vereinzelt Filamente auf, die schon bei kürzeren Distanzen beginnen (×).

zwischen etwa ± 2 m für den Startpunkt bei kurzen Pulsen und etwa ± 5 m für Endpunkte oder den Startpunkt bei 700 fs. Speziell an einem Punkt, an dem das Strahlprofil während der gesamten Messzeit eine besondere Intensitätsspitze aufwies (siehe 5 m bei 150 fs und 25 m bei 450 fs in Bild 2-35 sowie Bild 2-36), bildeten sich Filamente schon bei kürzeren Distanzen. Hierbei sieht man bei Betrachtung einer festen Entfernung die Puls-zu-Puls-Schwankung am deutlichsten (zwei Aufnahmen bei 25 m mit 450 fs, pos. Chirp). Die jeweils kürzesten Entfernungen, bei denen Filamente an diesem herausgehobenen Punkt auftraten, sind in Bild 2-37 durch Kreuze dargestellt.

Wegen der Linearität der Beziehung zwischen der Kompressorlänge und der Pulsdauer – unabhängig vom genauen Proportionalitätsfaktor – entspricht die Darstellung der Filamententfernungen in Bild 2-37 einer Auftragung über der Pulsdauer. Es zeigt sich, dass die Startpunkte der Filamentbündel in guter Näherung quadratisch mit der Pulslänge ansteigen. Der Scheitelpunkt der angepassten Parabel liegt bei -0,5 mm bezogen auf den angenommenen Nullpunkt der Gitterverschiebung. Dies liegt aber im Rahmen des Fehlers bei der Kalibrierung des Kompressors, das heißt eine Verschiebung der Pulsdauerkurve (-■-) um 0,5 mm ist möglich. Die somit gegebene Symmetrie der Punkte um die Einstellung der kürzesten Pulsdauer zeigt, dass die Länge der Selbstfokussierung, die zur Filamentierung

führt, bei einer Strecke unter 100 m nur von der Pulslänge abhängt, nicht aber von der Chirprichtung. Bei der Länge der Filamente deutet sich dagegen eine Asymmetrie an, mit der Tendenz zu längeren Filamenten bei negativem Chirp. Schließlich fällt auf, dass die Distanz der vereinzelt auftretenden Filamente, die durch die Intensitätsspitze im Strahlprofil entstehen, nicht quadratisch, sondern eher linear mit der Pulslänge ansteigen.

2.4.3 Dritte Harmonische und UV-Licht in Terawattfilamenten

Die Erzeugung der dritten Harmonischen (THG) von Laserlicht – in den meisten Fällen entsteht Strahlung im ultravioletten Bereich, was häufig den direkten UV-Laserquellen vorgezogen wird – ist neben ihrer technischen Anwendung von grundlegendem Interesse. Ein Beispiel ist die THG in Mikrotropfen, deren Durchmesser etwa im Bereich zwischen 100 nm und 100 μm liegen. Dieses Phänomen wurde ausführlich sowohl theoretisch [Carroll und Zheng, 1998] als auch experimentell in Hinblick auf ihre Relevanz in der Atmosphärenphysik, vor allem für Anwendungsmöglichkeiten in der Fernerkundung, untersucht [Kasparian et al., 1997; Zimmer, 2001].

Während die zweite Harmonische nur in doppelbrechenden Kristallen effektiv erzeugt wird, tritt THG in isotropen Medien auf. Dies können, wie im Beispiel der Mikrotropfen, Flüssigkeiten sein, aber auch Luft bei entsprechend hoher Lichtintensität. Somit spielt THG auch im Zusammenhang der Filamentierung von hochintensiven Femtosekundenpulsen eine Rolle. Bei der starken spektralen Verbreiterung (SCG) von TW-Pulsen wird Licht im Bereich von 270 nm, wo die Verdreifachte der Ti:Sa-Emission liegt, beobachtet. Um zu

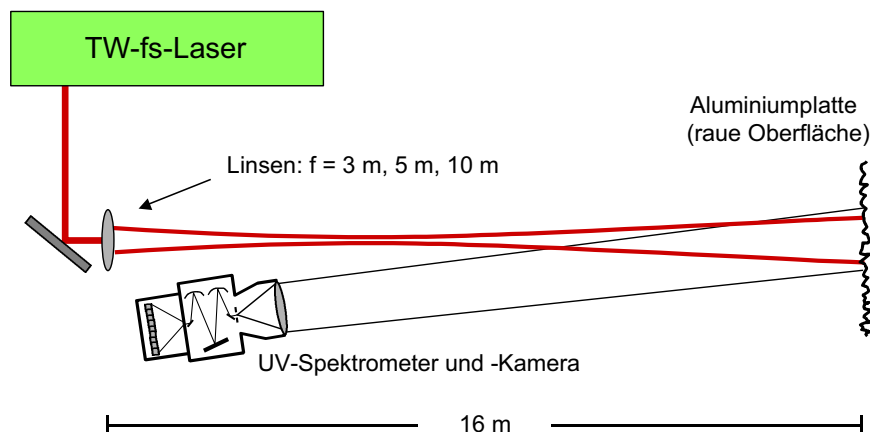


Bild 2-38. Schematischer Versuchsaufbau. Laser: 800 nm, 110 mJ pro Puls, Pulsdauer zwischen 100 fs und 1,5 ps. UV-Detektion: Objektiv $f = 33\text{ mm}$, Spektrometer mit $10\ \mu\text{m} \times 4\text{ mm}$ Spalt, ICCD-Kamera (spektrales Fenster ca. 70 nm in 960 Kanälen).

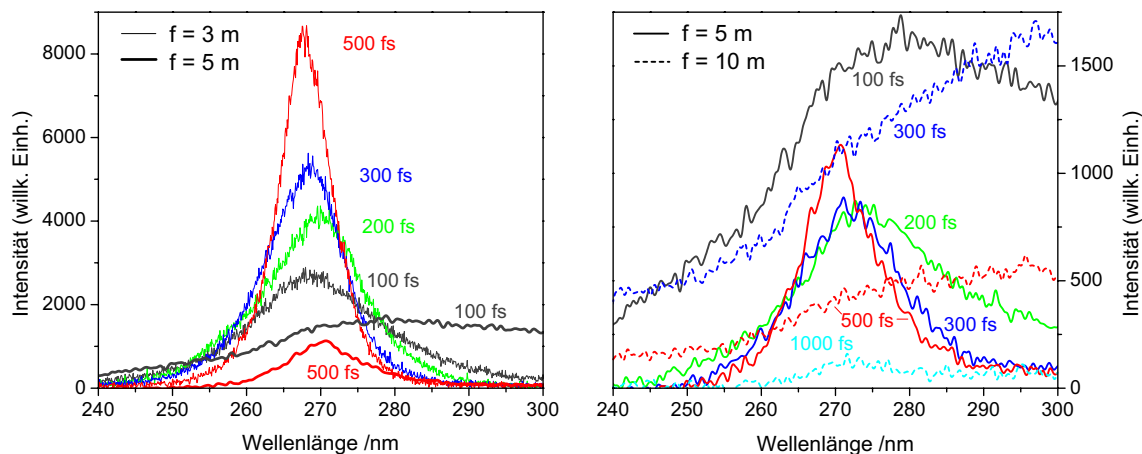


Bild 2-39. Spektren im Bereich der dritten Harmonischen von Ti:Sa-Laserpulsen mit 1,1 TW (max., bei konstant 110 mJ Pulsenergie) 16 m hinter der jeweiligen Fokussierlinse (drei unterschiedliche Brennweiten). Links: Vergleich verschiedener Pulslängen bei $f = 3$ m mit zwei Spektren bei $f = 5$ m, rechts: $f = 5$ m und $f = 10$ m. Die Spektren zu $f = 5$ m und $f = 10$ m sind leicht geglättet. Man beachte die unterschiedlichen, aber vergleichbaren Intensitätsskalen.

untersuchen, inwieweit dies auf THG zurückzuführen ist oder eine Überlagerung von THG und SCG als eher unabhängige Effekte mit wechselnder relativer Intensität stattfindet, wurden im September 2002 am IOQ in Jena Experimente mit dem dortigen Terawattsystem durchgeführt. Dies geschah in Zusammenarbeit mit B. Eberle, D. Seiffer und H. Bürsing vom Forschungsinstitut für Optronik und Mustererkennung der Forschungsgesellschaft für Angewandte Naturwissenschaften (FGAN-FOM) in Ettlingen.

Der Versuchsaufbau ist in Bild 2-38 schematisch dargestellt. Der Jenaer Terawattlaser wurde mit einer Pulsenergie von 110 mJ betrieben, die Pulsdauer wurde zwischen 100 fs und 1,5 ps variiert. Damit lag die Spitzenleistung bei 1,1 TW. Der Strahldurchmesser betrug etwa 6 cm, die Laserwellenlänge 800 nm. Die Pulse wurden mit Linsen der Brennweiten 3 m, 5 m und 10 m fokussiert (eine Vergleichsmessung wurde mit einer 32m-Linse und der Aluminiumplatte in 50 m Abstand durchgeführt). Das Objektiv des UV-Spektrometer-ICCD-Systems wurde auf die diffuse Streuung des Laserstrahls von der aufgerauten Oberfläche einer Aluminiumplatte ausgerichtet. Auf diesem Schirm, der 16 m von der Fokussierlinse entfernt stand, war das Sichtfeld der Detektion etwa 5 mm breit und 1,2 m hoch (Abbildung des Spalts). Um sicherzustellen, dass das Aluminium nicht durch Wechselwirkung mit der Strahlung das Ergebnis verfälscht, wurde die Reflexion von der Platte mit der von Spectralon, einem garantiert spektral neutralen Material verglichen. Es zeigten sich keine Unterschiede in der Form der Spektren im Messbereich 240 nm bis 300 nm. Lediglich in einem Spektrum, das mit der 32-Linse von Pulsen mit 1 ps Länge aufgenom-

men wurde, erkennt man eine schwache Linienstruktur bei 237 nm und 257 nm, wobei es sich um Plasmaemission von Aluminium handeln kann. Nur in diesem Fall reichte die Länge der Laserfilamente bis zum Schirm. Bei stärkerer Fokussierung war die Intensität nach weniger als 6 m zu sehr gesunken, um auf der Aluminiumoberfläche Plasma zu erzeugen.

Bei allen Messungen wurde das Signal von einhundert Laserpulsen aufsummiert. Soweit nicht anders angegeben sind alle Spektren mit einem Verstärkungswert der ICCD-Kamera von 100 aufgenommen worden, das heißt, dass die willkürliche Intensitätsskala in den entsprechenden Darstellungen vergleichbar ist. In Bild 2-39 sind UV-Spektren in dem Bereich um die THG-Wellenlänge (267 nm) dargestellt, die unter Variation der Brennweite der fokussierenden Linse und der anfänglichen Pulslänge gemessen wurden. Die Aufteilung in zwei Diagramme mit unterschiedlicher Skalierung der Intensität (rechts etwa fünffach vergrößert) dient der Übersichtlichkeit. Man erkennt eine stärkere THG bei kürzeren Brennweiten und eine Verbreiterung der THG-Linie bei Reduzierung der Pulslänge. Zusätzlich zu der Linie erscheint ein Kontinuum als Untergrund mit unterschiedlicher Intensität. Das Kontinuum, das wir als Weißlicht bezeichnen, tritt in diesem Spektralbereich bei starker Fokussierung praktisch nicht auf, bei der größten Brennweite in diesem Vergleich ist es am intensivsten. Bei gleicher Fokussierung ist das Weißlicht stärker, je kürzer die Pulse sind. Das Weißlichtspektrum steigt bei allen Messungen in einer annähernd geraden Linie mit der Wellenlänge an. Dass eine Gerade bei einem 60 nm breiten Ausschnitt in diesem Bereich des Übergangs vom nahen UV zum Sichtbaren eine gute Näherung ist, zeigt das Spektrum des Weißlichts in Bild 2-40. Es wurde in Einzelmessungen mit der 10m-Linse und einer Pulslänge von 1 ps aufgenommen. Der linke Rand entspricht dem Spektrum bei gleichen Parametern in Bild 2-39, nur war bei den Messungen zu Bild 2-40 die Kameraver-

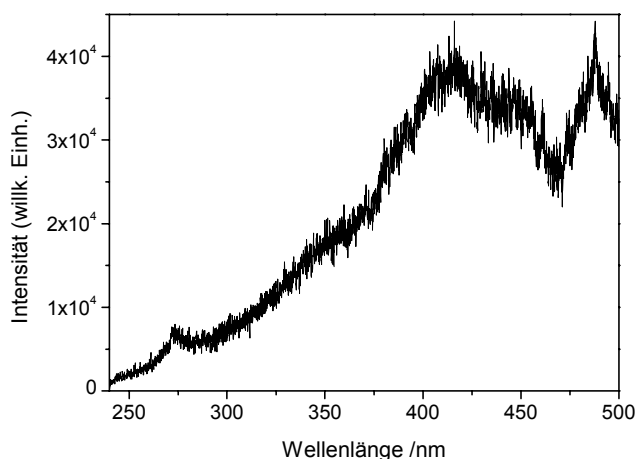


Bild 2-40. Weißlichtspektrum mit schwacher THG-Linie (links unten) nach 16 m bei Pulsdauer 1 ps und Fokussierung mit $f=10$ m. Zusammengefügt aus ca. 60 nm breiten Einzelspektren. Merke: die spektrale Effizienz ist nicht korrigiert (Spektrometer für UV ausgelegt).

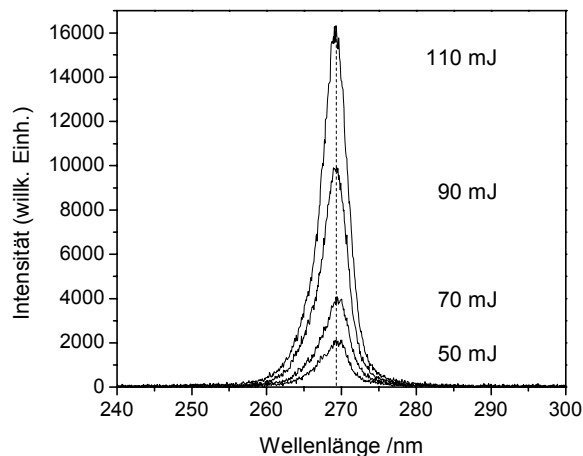


Bild 2-41. THG-Spektren bei Fokussierung mit $f=3$ m und fester Pulslänge 1,5 ps in Abhängigkeit der Pulsenergie. Bei allen Energiewerten beträgt die Zentralwellenlänge ca. 269 nm und die Linienebreite ca. 4,2 nm.

stärkung 240 statt 100. Die Messung des Weißlichts bis 500 nm soll einen qualitativen Eindruck des Verlaufs der Lichtintensität außerhalb des in der Regel aufgenommenen Ausschnitts um 270 nm geben. In der dargestellten Form ist die spektrale Effizienz nicht kalibriert. Das Spektrometer ist für den ultravioletten Bereich ausgelegt. Die Reflektivität des Gitters nimmt im Sichtbaren tendenziell ab und kann auch für die Schwankungen oberhalb von 400 nm verantwortlich sein. Andererseits wurde ein lokales Minimum im Weißlichtspektrum von Femtosekundenlasern in der Umgebung von 500 nm schon mehrfach beobachtet, sowohl experimentell (Bild 2-31) als auch in Simulationen.

Bei der 3m-Linse – wo nur bei sehr kurzen Pulsen ein Weißlichtuntergrund zu erahnen ist – ergibt eine grobe Auswertung der Fläche unter der Linie, dass die Intensität der THG in erster Näherung nicht von der Pulslänge abhängt. Dagegen erkennt man deutlich, dass das Maximum der Linie sich bei Änderung der Pulslänge, und damit des Chirp, leicht verschiebt. Dies wurde in dem Maße nicht beobachtet, wenn statt der Pulslänge die Pulsenergie variiert wurde, sowohl bei 100 fs als auch bei 1,5 ps. Bild 2-41 zeigt vier Spektren der Messreihe mit 1,5 ps, bei der neben der Zentralwellenlänge auch die Breite der Linien annähernd konstant für alle Energiewerte ist. Bei 100 fs dagegen verbreitert sich das THG-Spektrum mit zunehmender Pulsenergie.

Bei der 10m-Linse und kurzen Pulsen wurde am meisten Weißlicht gemessen. Gleichzeitig ist die Breite der THG-Linie sehr groß, so dass ihre Fläche, also die Gesamtintensität der THG nur schwer zu erkennen ist. Vergleichsmessungen, die bei einem Abstand von 50 m zwischen Linse und Aluminiumschirm durchgeführt wurden, zeigen, dass sich die Weißlichtintensität von 100fs-Pulsen bei einer großen Brennweite von 32 m gegenüber der Fokussierung mit $f=10$ m wieder verringert, und zwar etwa auf ein Achtel (Bild 2-42).

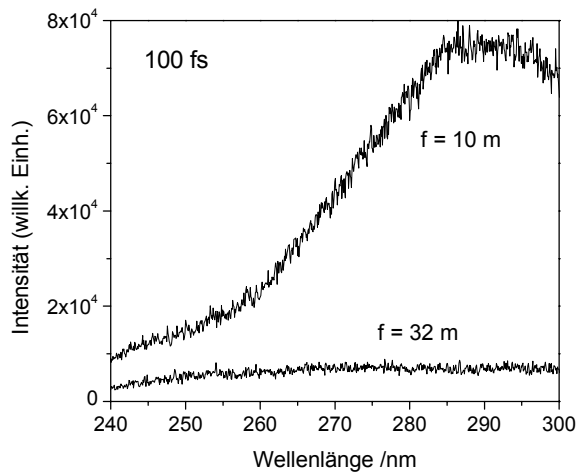


Bild 2-42. Weißlicht-THG-Spektren von 100fs-Pulsen 50 m hinter der Fokussierlinse. Vergleich von großer und sehr großer Brennweite. Die geschwungene Form kann auch bei $f=32$ m noch auf THG zurückgeführt werden. (Kameraverstärkung 240).

Dabei sind die Zahlenwerte mit Vorsicht zu behandeln, da bei 100 fs und $f=32$ m der 50 m entfernte Schirm möglicherweise die spektrale Verbreiterung abbricht. Es ist jedoch unwahrscheinlich, dass dies eine größere Bedeutung für den Vergleich hat. Also bleibt der Aufbau mit der 10m-Linse derjenige mit der stärksten SCG in diesem Spektralbereich. Was die THG-Linie angeht, setzt sich der Trend der Verbreiterung und (zumindest scheinbaren) Intensitätsabnahme dagegen wie gehabt fort. So verwundert es nicht, dass bei $f=32$ und einer Pulsdauer von 1 ps weder THG noch Weißlicht nachzuweisen ist. Es ist allerdings zu berücksichtigen, dass sich bei den längeren Pulsen die Filamente vermutlich noch weiter Richtung Schirm verlagern, da die Selbstfokussierlänge größer ist. Dies wird durch das schon erwähnte Auftreten von Emissionslinien des Aluminiums in der entsprechenden Messung bestätigt. Genaueres zur Auswertung und Interpretation aller Spektren findet sich in Kapitel 3, besonders Abschnitt 3.5.2.

Mit dem Ziel, Aussagen über den Entstehungsort von dritter Harmonischer und Weißlicht zu erhalten und diesen mit der Filamentaktivität in Beziehung zu setzen, wurde an mehreren Punkten hinter dem geometrischen Fokus der Linse Papier in den Strahlengang gestellt. Diese Versuche wurden mit der Brennweite $f=10$ m und Pulsen von 1 ps durchgeführt. Abhängig von der Intensität am jeweiligen Ort entstanden nach einigen Sekunden bis zu wenigen Minuten Löcher, deren Größe sich dann während der folgenden Minuten nicht weiter zu verändern schien. Nach Erreichen dieser Zustände wurden die Spektren des Lichts, das die Löcher passierte, wie zuvor in Rückstreuung von dem 16 m hinter der Linse platzierten Schirm gemessen. Bild 2-43 zeigt Beispiele dieser Löcher. Die abgebildeten Papierstücke sind aus $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ großen Blättern ausgeschnitten, das heißt auf dieser Fläche wurde das Licht außerhalb der Löcher abgeblockt und erreichte nicht den Schirm.

Bild (a) ist zu entnehmen, dass durch die Bündelung ein etwa 5 mm breiter intensiver Strahl entsteht, der vermutlich aus einer dichten Anordnung von Filamenten besteht. Der scheinbare Fokus lag etwa zwischen 11 m und 12 m hinter der Linse. Die spezifizierte Brennweite der Linse (10 m) gilt vermutlich für kürzere Wellenlängen, möglicherweise ist auch die anfängliche Divergenz des Strahls zu berücksichtigen. Bild (a) zeigt also die Wirkung des Strahls in der Nähe der stärksten Bündelung. Zwei Meter dahinter (Bild b) hatte sich das Filamentbündel in einige Stränge geteilt und es bildeten sich mehrere kleinere Löcher. Ihre Form und Größe wurde durch die Anzahl und Lage der benachbarten Filamente sowie deren transversale Fluktuation bestimmt. So wurden durch minutenlangen Beschuss Flächen einer Ausdehnung von ein bis zwei Millimetern so zu sagen aus dem Papier gefräst. Ein Papier an derselben Position (14,5 m), das weniger als eine Minute beschossen wurde, lässt durch mehrere sehr kleine, kaum erkennbare Löcher die einzelnen Filamente erahnen.

Betrachtet man die Spektren, die jeweils nach dem Lochbrennen gemessen wurden (Bild 2-44), so erkennt man, dass ein Papier bei 11,5 m das Weißlicht und die THG-Linie abschwächt. Letzteres ist mit bloßem Auge allerdings schwerer zu sehen. Das Papier bei 12,5 m reduziert das gemessene Weißlicht unwesentlich mehr, das THG-Licht aber wird vollständig abgeblockt. Letzteres gilt ebenso für Papiere bei 13,5 m und 14,5 m. Diese blocken nun zunehmend auch den Teil des Weißlichts ab, der eine größere Divergenz hat als die intensiven Bereiche des Strahls, die jeweils noch Löcher erzeugen. Bei dem sehr schwachen Signal, das mit Papier bei 14,5 m gemessen wurde, ist jedoch zu berücksichtigen, dass die kleinen Löcher den Strahldurchmesser auf dem Schirm stark reduziert haben und dieser möglicherweise nicht mehr optimal in das streifenförmige Sichtfeld der Detektion fiel.

Angesichts des Lochs bei 12,5 m (Bild 2-43 a) kann man wohl sicher sagen, dass nur bis maximal zu dieser Entfernung von der Linse THG stattfand. Dass aber dahinter noch Berei-

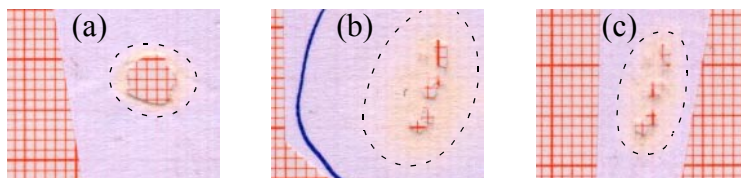


Bild 2-43. Löcher in normalem Druckerpapier nach Beschuss mit ca. 1000 Laserpulsen (110 mJ, 1 ps) bei Verwendung der 10m-Linse, unterlegt mit Millimeterpapier. (a) Abstand des Papiers von der Linse 12,5 m, (b) 14,5 m, (c) 14,5 m bei gleichzeitigem Durchschuss eines Papiers in 13,5 m Abstand. Gestrichelte Linien deuten die Bereiche an, in denen eine Abtragung der Papieroberfläche (Verdünnung des Papiers) zu erkennen ist. (Abgebildete Papierstücke aus 10 cm × 10 cm großen Blättern ausgeschnitten.)

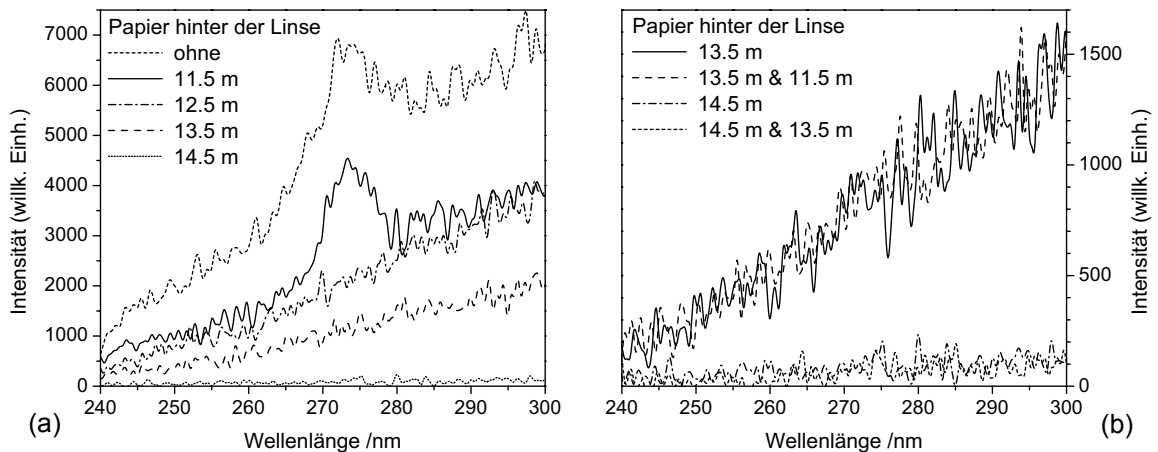


Bild 2-44. Weißlicht- und THG-Spektren nach dem Brennen von Löchern durch Papier an der angegebenen Position (1ps-Pulse fokussiert mit $f = 10$ m, Schirm 16 m hinter der Linse, Kameraverstärkung 240, geglättet). Gemessen wurde nur Licht, das durch die Löcher dringt (vgl. Bild 2-43). (a) Alle Messungen mit einem Blatt Papier. (b) Vergleich von Fällen mit einem und zwei hintereinander platzierten Papierstücken.

che hoher Intensität (Filamente) vorhanden waren, zeigen die Löcher bei 13,5 m (ein zusammenhängendes Loch mit länglicher Form, ca. $3 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$, bedingt durch Linsenverzerrung) und 14,5 m (siehe Bild 2-43 b). Es ist bekannt, dass schmale Blenden (Durchmesser $< 1 \text{ mm}$) die Ausbreitung einzelner Filamente abbrechen können. Um zu zeigen, dass die Papiere nicht diese Wirkung hatten, zumindest nicht vor 14,5 m, wurden Versuche mit zwei Papieren an verschiedenen Stellen des Strahls durchgeführt. Bilder 2-43 (b) und (c) zeigen, dass sich Form und Größe der Löcher in dem zweiten Papier dadurch praktisch nicht geändert hat. Man erkennt allerdings, dass der Wirkungsradius des Strahlkegels, der die Filamente umgab, etwas kleiner wurde. Hierbei handelt es sich vermutlich um spektral wenig verbreitertes Laserlicht, das nicht zur Filamentierung beigetragen hat. Denn die Menge an Weißlicht, das die Löcher passiert, wird nicht durch ein zusätzliches, davor platziertes Papier reduziert (siehe Bild 2-44 b).

Die Beobachtung, dass keine messbare Menge an THG-Licht das Papier bei 13,5 m passiert hat, wird durch einen weiteren Versuch mit den gleichen Parametern untermauert. Bei diesem wurde ein rundes Loch in der Aluminiumplatte in das Zentrum des Strahlprofils geschoben, so dass der innere Bereich des Strahls mit einem Durchmesser von 4 cm nicht von der Detektion erfasst wurde. Direkt vor dem Loch betrug die Energie pro Puls 100 mJ, hinter dem Loch schwankte die Energie zwischen 90 mJ und 95 mJ. Das heißt, dass die Platte nur 5% bis 10% der Pulsenergie reflektierte. Dennoch bleibt die gemessene THG-Intensität gegenüber der Reflexion des vollen Strahlprofils annähernd unverändert, wäh-

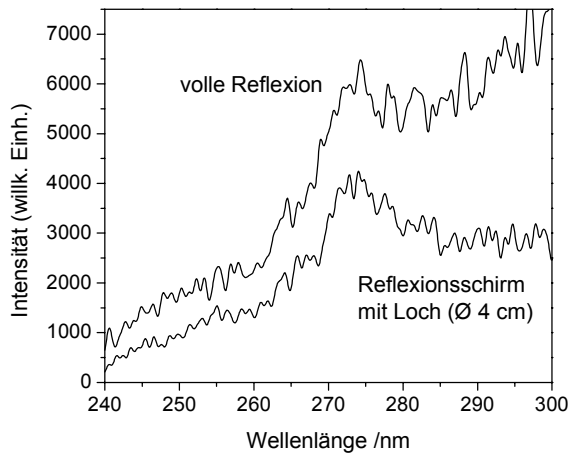


Bild 2-45. Radiale Variation des Spektrums im Strahlprofil nach 16 m. Oberes Spektrum (volle Reflexion): Parameter wie in Bild 2-44 ohne Papier. Unteres Spektrum: Reflexion von der Fläche um ein rundes Loch im Aluminiumschirm mit 4 cm Durchmesser, das im Zentrum des Strahlprofils platziert wurde.

rend sich das Weißlicht deutlich verringert. Außerdem scheint sich die Form des Weißlichts zu verändern, was als Anzeichen für eine wellenlängenabhängige Divergenz gewertet werden kann. Es sei darauf hingewiesen, dass die genaue Lage des in das Spektrometer abgebildeten Streifens der Schirmfläche gegenüber dem 4cm-Loch nicht genau bekannt ist. Trotzdem kann festgehalten werden, dass mit Loch weniger Weißlicht gemessen wird – dies beweist, dass die Detektion das Loch deutlich sieht –, die THG-Intensität sich aber nicht signifikant ändert. Dieses Ergebnis spricht für eine konische Ausbreitung der dritten Harmonischen. Ein solches Verhalten haben Moll et al. [2002] in Saphir beobachtet (näheres dazu in Kapitel 3, Abschnitt 3.5.2).