

3 Die Messgeräte

Albert Einstein beschrieb bereits 1917 das Prinzip der stimulierten Emission von Strahlung und legte damit die theoretische Grundlage für die Erfindung des Lasers, wenngleich er nicht an eine praktische Umsetzung glaubte. Im Jahr 1958 veröffentlichten Arthur Schawlow und Charles Hard Townes ihre Patentschrift mit den Funktionsprinzipien eines Lasers. Das Patent wurde ihnen zwar zuerkannt, später aber von Gordon Gould erfolgreich angefochten. 1960 erzeugte der amerikanische Physiker Theodore H. Maiman mit einem Rubin-Kristall erstmals Laserlicht. Der Laser hat seitdem so viele Anwendungen wie kaum eine andere Erfindung hervorgebracht. Eine der ersten war die Fernerkundung der Atmosphäre. Auch heute, mehr als 40 Jahre später, hat die Entwicklung von Lasern nichts von ihrer Dynamik verloren. Im Gegenteil, Anwendungen in Produktionsprozessen, in Medizin, Telekommunikation, Fernerkundung, Datenspeicherung, Spektroskopie und Militärtechnik bringen immer neue Entwicklungen hervor und lassen einst unüberwindlich scheinende Schranken verschwinden. Für die Laser-Fernerkundung wurde es allerdings erst durch die Erfindung des Güteschalters durch McClung und Hellwarth im Jahr 1962 [McClung und Hellwarth, 1962] wirklich interessant. Dadurch wurden die Laserpulse kurz genug und die Intensitätsdichte hoch genug, um respektable Ortsauflösungen und Reichweiten zu erzielen.

Nach der allgemeinen Erläuterung der Bestandteile eines Laser-Fernerkundungssystems gehe ich im Folgenden auf die drei im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und verwendeten Geräte ein. In unserer Messstation auf dem Hochhaus des Universitäts-Klinikums Charité im Berliner Stadtzentrum betreiben wir ein Aerosol-Messinstrument für die Stratosphäre und die Troposphäre und ein Gerät zur Konzentrationsmessung von Spurengasen in der planetaren Grenzschicht. In einem von der Deutschen Bundesstiftung Umwelt geförderten Pro-

jekt ist ein drittes mobiles Messgerät zur simultanen Fernerkundung des atmosphärischen Aerosols und der Ozon-Konzentration entstanden. Dieses Lidar lässt sich alternativ mit einem ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit entwickelten durchstimmbaren UV-Laser ausstatten, um weitere Spurengase detektieren zu können. Am Ende des Kapitels werden noch einige ergänzende In-Situ-Messverfahren beschrieben, die bei Vergleichsmessungen mit unseren Laser-Fernerkundungsgeräten Verwendung fanden.

3.1 Bestandteile eines Lidar

Ein Laser-Fernerkundungssystem besteht aus einer Sende- und einer Empfangseinheit. Senderseitig ist der Laser das Herzstück. Hinzu kommen noch Strahldiagnostik und Aufweitungsoptik. Für bestimmte Messungen wird auch eine Vorrichtung benötigt, um die Sendestrahlrichtung ändern zu können. Der Empfänger besteht aus einem Teleskop, den Tageslichtfiltern, den Detektoren und den Signal-Digitalisierern bzw. Photonenzählern. Meist sind noch weitere Optiken zur Signalaufbereitung notwendig. Ein Computer wird für die Steuerung des Lasers und der Mechanik, zum Speichern der Daten und zur Überwachung von Systemparametern verwendet. Eine zusätzliche Schwierigkeit besteht darin, dass alle Teile gemeinsam nicht nur im Labor, sondern auch im freien Feld oder auf Expeditionen funktionieren müssen. Dieser Aspekt sollte bei der Auswahl der physikalischen Methoden unbedingt berücksichtigt werden.

3.1.1 Der Laser

Für die atmosphärische Fernerkundung werden gepulste Laser mit hoher Ausgangsleistung eingesetzt. Die Anforderungen an die spektralen Eigenschaften unterscheiden sich je nach Messverfahren und sind die größte Herausforderung bei der Entwicklung eines Lidar. Aus diesem Grund wurde die Nutzung neuer Laser-Materialien bereits mehrfach durch die Neuentwicklung von Laser-Fernerkundungsmethoden motiviert. Eine gute Übersicht über derzeit vorhandene Festkörperlaser-Materialien und eine Online-Datenbank ihrer Eigenschaften findet man daher auch auf den Internetseiten der NASA, Abteilung für Fernerkundung [Cross, 1998]. Ein Laser ist erst dann für Fernerkundungs-Messungen brauchbar, wenn er ohne großen Aufwand über längere Messperioden unter Feldbedingungen betrieben werden kann. Das heißt auch, dass während des Messzeitraums alle Parameter im erforderlichen Rahmen konstant gehalten werden müssen. Gerade bei Lasern mit variabler Wellenlänge muss diese kontrolliert und meist auch aktiv stabilisiert werden. Wei-

terhin sind eine geringe Strahldivergenz, niedrige Energieschwankungen von Puls zu Puls und eine hohe Richtungsstabilität (pointing stability) erforderlich. Der letzte Punkt wird häufig unterschätzt.

Schnelle Schaltvorgänge hoher Ströme, besonders am Güteschalter des Lasers, führen zu elektromagnetischer Abstrahlung. Leider liegen die erzeugten Frequenzen meist gerade im gleichen Spektralbereich, in dem die Eingangsverstärker der Detektions-Elektronik besonders empfindlich sind. Hat man ausreichend Platz, wie auf unserer Lidar-Station, lässt sich das Problem durch räumliche Separation und geschickte Verdrahtung lösen. Bei der Anschaffung eines neuen Laser für ein kompaktes Gerät ist unbedingt vorher auf geringe elektromagnetische Abstrahlung zu achten.

Wegen der einfacheren Handhabung außerhalb des Labors und auf Expeditionen setzen sich Festkörperlaser immer mehr durch. Für Messungen im ultravioletten Spektralbereich werden auch Eximer-Laser und im infraroten Bereich Kohlendioxid-Laser verwendet. Farbstoff-Laser haben wegen ihrer schlechten Strahlqualität und des hohen Betriebsaufwands ihre einstige Bedeutung auf diesem Gebiet verloren. Zur Frequenzkonversion in den gewünschten Bereich werden die Frequenzvervielfachung bzw. Summen- und Differenz-Mischung, optisch-parametrische Oszillatoren (OPO) und stimulierte Raman-Streuung (SRS) verwendet. Im Idealfall findet man ein Festkörperlaser-Material, dessen Abstimmbereich die erforderliche Wellenlänge oder zumindestens ein Vielfaches von ihr enthält.

Eine wichtige Eigenschaft ist die spektrale Breite der Laserlinie. Der heute am häufigsten eingesetzte Laserkristall ist Nd:Yag. Er hat eine natürliche Bandbreite von 100 GHz [Eichler und Eichler, 1998] bei einer Grundwellenlänge von 1064,1 nm. Das entspricht einer Linienbreite von 0,377 nm. Es werden auch frequenzstabilisierte Nd:Yag-Laser, wie z. B. der Infinity der Firma Coherent Inc., mit einer Bandbreite von 250 MHz, d. h. einer Linienbreite von nur einem Picometer, angeboten. Bei Lasermedien mit breitem Emissionsspektrum kann durch dispersive Elemente (Prismen, Gitter, Lyot-Filter), Fabry-Perot-Etalons oder durch gleichzeitiges Anregen mit schmalbandigem Laserlicht der gewünschten Wellenlänge (seeding) die Ausgangsbandbreite eingeschränkt werden.

Die wichtigste Frage ist natürlich, ob die ausgesandte Laserenergie auch ausreicht, um nach der Rückstreuung noch ein Signal nachweisen zu können. Die Abschätzung vereinfacht sich, wenn man die Energie des Pulses E_0 in eine Anzahl Photonen N umrechnet:

$$N = E_0 \cdot \frac{\lambda}{h \cdot c}, \quad \text{Gl. 3-1}$$

wobei λ die Wellenlänge, h die Planck-Konstante und c die Lichtgeschwindigkeit sind. Damit kann die Intensität I in Gleichung 2-54 durch N ersetzt werden und bei bekannter Quanteneffizienz des Detektors der zu erwartende Strom berechnet werden.

| | | | | | | |
|----------------------|------|-----|-----|-----|-----|-----|
| Wellenlänge / nm | 1064 | 532 | 400 | 355 | 280 | 266 |
| Energie / mJ | 8 | 4 | 20 | 150 | 1 | 1 |
| Photonen / 10^{15} | 43 | 11 | 40 | 268 | 1,4 | 1,3 |

Tab. 3-1 Photonenzahl pro Puls einiger für diese Arbeit verwendeter Laser.

Im Rahmen dieser Arbeit habe ich einen Blitzlampen-gepumpten Titan-Saphir-Laser¹ den Erfordernissen der Ozonmessung während Messkampagnen angepasst, und einen Ce:LiCaF₂-Laser mit schneller Wellenlängen-Umschaltung entwickelt. Zur optischen Anregung dient ein Dioden-gepumpter Nd:Yag-Laser mit einer Pulsfolge-Frequenz von einem kHz. Die verwendeten Laser werde ich im Folgenden noch genauer vorstellen.

3.1.2 Sendeoptik

Eine Sendestrahlaufweitung dient in erster Linie der Reduzierung der Strahldivergenz und macht die Laserstrahlung im Nahbereich verträglicher für die Augen. Die Divergenz reduziert sich um den Aufweitungsfaktor. Das hat den Vorteil, dass die Abbildung des Laserstrahls aus großen Entfernungen kleiner ist und deshalb auch der Sichtwinkel des Beobachtungs-Teleskops klein gewählt werden kann. Für monochromatisches Licht bietet sich ein Aufweitungsteleskop aus Linsen mit Antireflex-Beschichtung an. Will man mehrere Laserstrahlen unterschiedlicher Farbe auf einmal aufweiten, ist ein achromatisches Teleskop nötig. Ein Spiegelteleskop in off-axis-Anordnung ist dann die einfachste Lösung.

Für die Qualitätssicherung der Messung ist eine automatische Richtungsjustierung des Sendestrahls sehr wichtig. Nur so kann bei jeder Messung eine objektive Einstellung des Laserstrahls zum Sichtfeld des Teleskops gefunden werden. Dies trifft insbesondere auf Messungen in der planetaren Grenzschicht zu, da man hier dazu neigt, den Beginn des nutzbaren Entfernungsbereichs in Richtung Messgerät zu verschieben, so dass es passieren

1. Ti:Al₂O₃: Titan-dotiertes Aluminiumoxid

2. Cerium-Ionen (Ce³⁺)-dotiertes Lithiumkalziumaluminiumfluorid (LiCaAlF₆)

kann, dass der Strahl in großer Entfernung das Teleskopsichtfeld teilweise wieder verlässt. Als Vergleichswert ist das Integral unter dem Signal in möglichst großer Entfernung geeignet.

Für viele Messungen ist es außerdem sinnvoll, die Richtung der Messung frei wählen und schnell verändern zu können. Als Scanner werden vor allem bewegliche Spiegel und Periskope, mit denen gleichzeitig Sende- und Empfangsstrahl umgelenkt werden, eingesetzt. Leider führt das, besonders mit zunehmendem Alter der Spiegel, zu großen Reflexionsverlusten und sinkender Reichweite. Zum schnellen Scannen werden auch Keilplatten oder rotierende Keilscheiben verwendet. Bei dem in dieser Arbeit neu entwickelten Lidar werden alle Sendestrahlungen über Prismen im Mittelpunkt der Drehachse der Teleskopaufhängung umgelenkt.

In diesem Zusammenhang möchte ich auf das Thema Augensicherheit eingehen. Die gesetzlichen Bestimmungen für Laser-Anwendungen sind in Bezug auf Laser-Fernerkundungsmessungen nicht eindeutig interpretierbar. Grenzwerte für die Bestrahlung von Haut und Augen können anhand der Angaben aus Abschnitt 13, DIN EN 60825-1 - „Sicherheit von Laser-Einrichtungen, Teil 1, Klassifizierung von Anlagen, Anforderungen und Benutzerrichtlinien“ oder der Unfallverhütungsverordnung Laserstrahlung VBG¹ 93 bestimmt werden. In Tabelle 3-2 sind die maximal zulässigen Bestrahlungsstärken (MZB) für Augen und Haut aufgeführt. Zur höchsten Schutzklasse (4) zählen Laser, die diese Werte übertreffen. Werden Laser mit einer Schutzklasse ab 3B für Messungen im Freien benutzt, muss ihr Strahl sichtbar sein und ihre Verwendung angemeldet werden.

Für gepulste Laser gilt der Punkt aus folgender Liste, der die größte Einschränkung darstellt:

- die Bestrahlung durch jeden Einzelimpuls einer Impulsfolge darf nicht den MZB-Wert für einen Einzelimpuls überschreiten,
- die mittlere Bestrahlungsstärke für eine Impulsfolge darf nicht den MZB-Wert für einen Einzelimpuls übersteigen,
- die Bestrahlung durch jeden Einzelimpuls in der Impulsfolge darf die MZB des Einzelimpulses multipliziert mit dem Korrekturfaktor C5 (Tabelle 3-2) nicht übersteigen.

1. Vorschriften der Berufsgenossenschaft

| Emissionsdauer t s | | | | | | | | | |
|-------------------------|---|--|--|--|--|--------------------------------------|--|------------------------------------|---|
| | $< 10^{-9}$ | 10^{-9} bis 10^{-7} | 10^{-7} bis $1,8 \times 10^{-5}$ | $1,8 \times 10^{-5}$ bis 5×10^{-5} | 5×10^{-5} bis 1×10^{-3} | 1×10^{-3} bis 10 | 10 bis 10^3 | 10^3 bis 10^4 | 10^4 bis 3×10^4 |
| 180 bis 302,5 | $30 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | | | | | | | |
| 302,5 bis 315 | $3 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | $C_1 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} (t < T_1)$ | | | $C_2 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} (t > T_1)$ | | $C_2 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | |
| 315 bis 400 | | $C_1 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | | | $10^4 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | $10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | |
| 400 bis 550 | $5 \times 10^6 C_6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | $5 \times 10^{-3} C_6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | $18 \rho^{0,75} C_6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | | $10^2 C_6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | $10^{-2} C_6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ |
| 550 bis 700 | | | | | | | $10^2 C_3 C_6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} (t > T_2)$ | | $10^{-2} C_3 C_6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ |
| 700 bis 1050 | $5 \times 10^6 C_4 C_6$ | $5 \times 10^{-3} C_4 C_6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | $18 \rho^{0,75} C_4 C_6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | | $3,2 C_4 C_6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | | |
| 1050 bis 1400 | $5 \times 10^7 C_6 C_7$ | $5 \times 10^{-2} C_6 C_7 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | | $90 \rho^{0,75} C_6 C_7 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | $16 C_6 C_7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | | |
| 1400 bis 1500 | $10^{12} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | $10^3 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | | $5600 \rho^{0,25} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | $10^3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | | |
| 1500 bis 1800 | $10^{13} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | $10^4 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | | | | | | |
| 1800 bis 2600 | $10^{12} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | $10^3 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | | $5600 \rho^{0,25} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | | | |
| 2600 bis 10^6 | $10^{11} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | $100 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | $5600 \rho^{0,25} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | | | | | |

1) Für Korrekturfaktoren und Einheiten siehe „Hinweise zu den Tabellen III und IV“.
 2) Es gibt nur wenig Erfahrung über die Wirkung bei Bestrahlungsdauern unter 10^{-9} s. Die MZB-Werte für diese Bestrahlungsdauern wurden abgeleitet von der Bestrahlung bei 10^{-9} s.

| Emissionsdauer t s | | | | | |
|-------------------------|--|---|---|--------------------------------------|--|
| | $< 10^{-9}$ | 10^{-9} bis 10^{-7} | 10^{-7} bis 10 | 10 bis 10^3 | 10^3 bis 3×10^4 |
| 180 bis 302,5 | $30 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | | | |
| 302,5 bis 315 | $3 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | $C_1 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} (t < T_1)$ | | $C_2 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | |
| 315 bis 400 | | $C_1 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | $10^4 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | $10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ |
| 400 bis 700 | $2 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | $200 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | $1,1 \times 10^4 \rho^{0,25} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | $2000 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ |
| 700 bis 1400 | $2 \times 10^{11} C_4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | $200 C_4 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | $1,1 \times 10^4 \rho^{0,25} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | $2000 C_4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ |
| 1400 bis 10^6 | $10^{11} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ | $100 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | $5600 \rho^{0,25} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ | | $1000 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} 3)$ |

1) Für Korrekturfaktoren und Einheiten siehe „Hinweise zu den Tabellen III und IV“.
 2) Es gibt nur wenig Erfahrung über die Wirkung bei Bestrahlungsdauern unter 10^{-9} s. Die MZB-Werte für diese Bestrahlungsdauern wurden abgeleitet von der Bestrahlung bei 10^{-9} s.
 3) Für bestrahlte Hautflächen größer als $0,1 \text{ m}^2$ wird der MZB-Wert auf $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ verringert. Zwischen $0,01 \text{ m}^2$ und $0,1 \text{ m}^2$ verändert sich der MZB-Wert umgekehrt proportional zur bestrahlten Hautfläche.

| Parameter | Wellenlängenbereich / nm |
|---|--------------------------|
| $C_1 = 5,6 \times 10^3 t^{0,25}$ | 302,5 bis 400 |
| $T_1 = 10^{0,8 (\lambda - 295)} \times 10^{-15} \text{ s}$ | 302,5 bis 315 |
| $C_2 = 10^{0,2 (\lambda - 295)}$ | 302,5 bis 315 |
| $T_2 = 10 \times 10^{0,02 (\lambda - 550)} \text{ s}$ | 550 bis 700 |
| $C_3 = 10^{0,015 (\lambda - 550)}$ | 550 bis 700 |
| $C_4 = 10^{0,002 (\lambda - 700)}$ | 700 bis 1050 |
| $C_4 = 5,0$ | 1050 bis 1400 |
| $C_5 = N^{-14} **)$ | 400 bis 10^6 |
| $C_6 = 1,0$ für $\alpha \leq \alpha_{\min}$ | 400 bis 1400 |
| $C_6 = \alpha / \alpha_{\min}$ für $\alpha_{\min} \leq \alpha \leq \alpha_{\max}$ | 400 bis 1400 |
| $C_6 = \alpha_{\max} / \alpha_{\min}$ für $\alpha > \alpha_{\max}$ | 400 bis 1400 |
| $C_7 = 1,0$ | 1050 bis 1150 |
| $C_7 = 10^{0,018 (\lambda - 1150)}$ | 1150 bis 1200 |
| $C_7 = 8$ | 1200 bis 1400 |

*) Siehe MZB-Werte für die Haut
 **) C_5 ist nur für Impulsdauern kürzer 0,25 s anwendbar

Tab. 3-2 Maximal zulässige Bestrahlung (MZB) für direkte Einwirkung von Laserstrahlung auf die Hornhaut des Auges und die Haut, Definition der Korrekturfaktoren aus der Unfallverhütungsverordnung Laserstrahlung VBG 93 [VBG_93, 1995] <http://www.bc-verlag.de/uvven/93/inhalt.htm>, http://www.uni-bayreuth.de/ZT4/strahlenschutz/laser/uvv/guv220_f.htm.

Bei der Ermittlung der Leistungs- und Energiedichte sind Mittelwerte über Kreisflächen mit folgenden Durchmessern zu bilden: 1 mm im Bereich 180 - 400 nm und 7 mm im Bereich 400 - 1400 nm.

Als Beispiel zum besseren Verständnis der Tabellen möchte ich den von mir verwendeten Nd:Yag-Laser Starline von Lamda Physik anführen. Er hat bei 266 nm eine Pulsenergie von 1 mJ über einer Dauer von 10 ns und einen Strahldurchmesser von ca. 1,5 mm. Das ergibt eine Energiedichte von 566 J/m^2 . Der Grenzwert von 30 J/m^2 aus Tabelle 3-2 wird nach einer Aufweitung um den Faktor 6,5 unterschritten. Zu beachten ist jedoch, dass die Energie in der Strahlmitte wegen der gaußförmigen Verteilung wesentlich stärker ist und nur über 1 mm-Scheiben gemittelt werden darf. Da der Strahl selbst nach einer 10-fachen Aufweitung nur 15 mm Durchmesser hat, ist es möglich, die Grenzwerte zu unterschreiten. Bei 532 nm hat der Laserstrahl eine Energiedichte von 2263 J/m^2 . Der Strahldurchmesser muss mindestens um einen Faktor 22 aufgeweitet werden, um den hier gültigen Grenzwert von 5 mJ/m^2 zu unterschreiten. Er hätte dann einen Durchmesser von 33 mm. Damit lässt er sich gerade noch mit einem 2-Zoll/45°-Spiegel umlenken. Bei der Grundwellenlänge von 1064 nm liegt der Grenzwert bei 50 mJ/m^2 . Der Laser hat unaufgeweitet eine Energiedichte von 4530 J/m^2 pro Puls. Man liegt somit bereits nach einer 10-fachen Aufweitung des Strahls unter dem Grenzwert.

Mit der von mir für alle Wellenlängen verwendeten 10-fach Aufweitung überschreitet nur der sichtbare Kanal den Grenzwert um einen Faktor 4. Damit kann das Gerät für Außenmessungen eingesetzt werden. Schlimmer wäre es, wenn die nicht sichtbare UV- oder IR-Strahlung die Grenzwerte überschreiten würde. Dieses positive Resultat der Abschätzung ist auf die niedrige Pulsenergie und den dünnen Strahl des Lasers zurückzuführen. Beides ist nur mit einem diodengepumpten Laser und einer hohen Pulswiederholrate erreichbar. Herkömmliche Laser haben einen 3- bis 6-fachen Strahldurchmesser und etwa 50 mal mehr Pulsenergie. Die nötige Aufweitung ist dann technisch nicht mehr möglich.

Natürlich nimmt die Energie entsprechend dem Lambert-Beer-Gesetz ab und der Strahldurchmesser entsprechend der Divergenz zu. Deshalb besteht die Gefährdung nur im Nahbereich. Von Fall zu Fall ist deshalb eine genaue Einschätzung der Lage und der möglichen Gefährdung erforderlich.

Als Sicherung nutzen wir ein umgebautes Schiffs-Radar. Durch die Montage auf eine rotierende schräge Platte kann damit der Bereich eines großen Kegels abgetastet werden, in dessen Mitte der Laserstrahl verläuft. Wenn ein Flugobjekt diesen Kegel quert, wird der Laserstrahl geblockt.

3.1.3 Empfangsoptik

Das in der Atmosphäre rückgestreute Laserlicht wird durch ein Teleskop auf einen Detektor abgebildet. Im einfachsten Fall befindet er sich im Brennpunkt des Teleskops. Meist muss das gestreute Laserlicht jedoch zuerst von unerwünschtem Hintergrundlicht getrennt oder in anderer Weise optisch verarbeitet werden (z. B. Polarisationsstrennung, Heterodyn-Empfänger, Filter). Kann die Optik nicht direkt am Teleskop befestigt werden, so ist eine Lichtleitfaser das Mittel der Wahl für die Ankopplung.

Die Empfangsoptik muss als Ganzes unempfindlich gegenüber zu erwartenden mechanischen und thermischen Einwirkungen sein. Außerdem muss die Effizienz der Detektion im gesamten erwünschten Entfernungsbereich konstant bleiben. Diese beiden Punkte sind der Schlüssel zu quantitativ auswertbaren Lidar-Messungen. Da sich die Abbildung im Nahbereich stark ändert, ist das Design einer Detektionsoptik für ein bodengestütztes Lidar zur Beobachtung der planetaren Grenzschicht eine besondere Herausforderung. Alle Komponenten müssen vorab optimiert und die möglichen Toleranzen genau bestimmt werden.

3.1.3.1 Das Teleskop

Im Bereich der Laser-Fernerkundung haben sich Spiegel-Teleskope [Sonnefeld, 1957] durchgesetzt. Sie bilden achromatisch ab und haben große Eintrittsöffnungen. Letzteres ist wichtig, da die Signalintensität proportional zum erfassten Raumwinkel $d\Omega = d_T^2/r^2$ (siehe Abbildung 3-1, Gleichung 2-54) ist. Dabei ist d_T der Teleskop-Durchmesser und r die Entfernung des Laserpulses vom Teleskop. Eine größere Eintrittsöffnung bzw. Teleskopfläche verstärkt die empfangene Lichtleistung. Leider bleibt diese einfache Möglichkeit, das Signal zu verstärken, auf Nachtmessungen beschränkt. Am Tag ist der Kontrast des Laser zum Hintergrundlicht der begrenzende Faktor für die Reichweite.

Die quadratische Entfernungsabhängigkeit bedeutet auch eine entsprechend starke Intensitätsabnahme des Signals, zu der noch die exponentielle Abnahme durch Streuprozesse entsprechend dem Lambert-Beer-Gesetz hinzukommt. So entsteht eine hohe Signaldynamik.

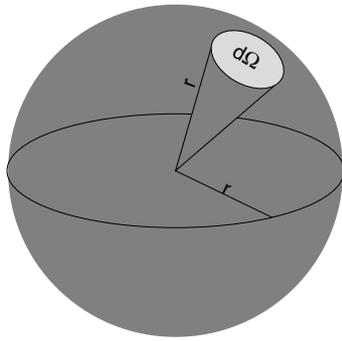


Abb. 3-1 Illustration des Raumwinkels $d\Omega$.

Der Raumwinkel $d\Omega$ wird als Verhältnis der aus einer Kugeloberfläche herausgeschnittenen Fläche zum Quadrat des Kugelradius gemessen. Als Einheit gilt derjenige räumliche Winkel, für den das Verhältnis von Kugeloberfläche $A_0 = 4\pi r^2$ zum Quadrat des Kugelradius den Wert 4π besitzt. Die Einheit ist Steradian [sr].

Diese Besonderheit bedarf bei der Konstruktion der Optik besonderer Berücksichtigung, wofür es verschiedene Möglichkeiten gibt.

Ein guter Photodetektor hat einen nutzbaren linearen Dynamikbereich von höchstens vier Größenordnungen. Es gibt leider noch keine Möglichkeit, die Verstärkung schnell genug nachzuregulieren, um so während der Messung in einen anderen Bereich umzuschalten. In Abbildung 3-2 sind vier simulierte Lidarsignale dargestellt. Sie unterscheiden sich nur durch einen etwas unterschiedlichen „virtuellen“ geometrischen Aufbau des Lidar. So kann man erreichen, dass die Signale bei unterschiedlichen Entfernungen einsetzen. Dieser Effekt wird dynamische Kompression genannt. Man sieht, dass es auf diese Weise möglich ist, z. B. zwischen 100 m und 2 km, 1 km und 8 km, 10 km und 42 km oder 15 km und 55 km zu messen (Endpunkte der jeweiligen Messbereiche sind durch Pfeile gekennzeichnet), ohne die vier Größenordnungen in der Dynamik zu überschreiten. Dafür ist lediglich eine Änderung des Abstands zwischen Sendestrahl und Teleskop nötig. Wenn keine Möglichkeit besteht, den Laserstrahl und das Teleskop in ausreichender Entfernung zu positionieren, so kann für weiter entfernte Messbereiche ein mechanischer Schließmechanismus (shutter) verwendet werden. Hier bietet sich z. B. eine drehende Scheibe mit einem Loch an. Um den Öffnungsvorgang auf wenige Kilometer zu begrenzen, muss sie sich mit einigen hundert Hertz oder besser einem kHz drehen.

Will man vom Boden aus die planetare Grenzschicht vermessen, sollte das Signal möglichst weit unten beginnen. Aus den simulierten Signalen in Abbildung 3-2 geht hervor, dass man vor einer schwierigen Entscheidung steht. Beginnt die Messung bei 100 m, ist sie bereits bei 2 km wieder beendet. Bei diesem Beispiel war es außerdem erforderlich, für den 100-m-Bereich den Durchmesser der Eintrittsblende auf 5 mm zu erweitern, um mit dem Teleskop ($f = 1200$ mm, $F_{\#} = 3$) schon so nah messen zu können. Für Aerosol-Messungen

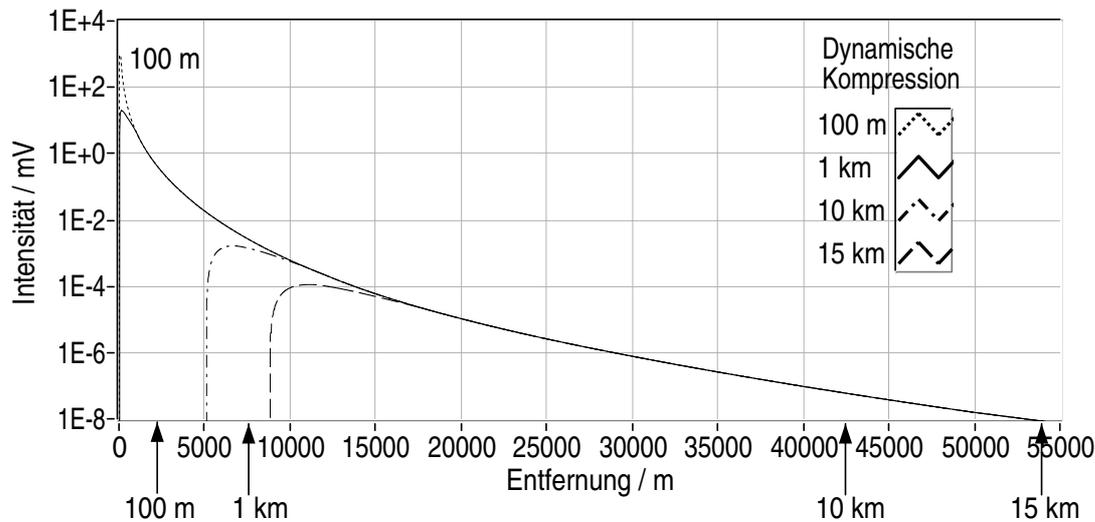


Abb. 3-2 Intensitätsverlauf simulierter Lidar-Signale (@355 nm) mit 4 verschiedenen dynamischen Kompressionen. Angenommen wurde ein Aufbau entsprechend dem DIAL-System auf der Charité-Station mit einem Teleskop: $d = 400$ mm, $f = 1200$ mm, Faser-Durchmesser 1 bzw. 1,5 mm und Sendestrahl 100 mm, Divergenz 0,25 mrad. Für die dynamische Kompression von 1 km wurde ein Teleskop-Strahl-Abstand von 270 mm, für 10 km 3000 mm und für 15 km 5000 mm gewählt. Der Signalbeginn bei 100 m wurde durch eine hypothetische „Faser-Öffnung“ von 5 mm erreicht. Die Pfeile kennzeichnen das jeweilige Ende des Messbereichs, wenn ein Detektor verwendet würde, der ein Signal mit einer Dynamik von 10^4 erfassen kann.

ist ein Signalende innerhalb der planetaren Grenzschicht völlig inakzeptabel. Zur Auswertung muss das Signal bis in die freie Troposphäre reichen. Das Beispiel soll zeigen, dass es bei Grenzschichtmessungen im Gegensatz zu Messungen in der Stratosphäre auf ein sehr sorgfältiges Design ankommt. Das liegt daran, dass nur parallele Strahlen ein Bild in der Brennebene erzeugen würden (Abbildung 3-4). Sonst läge es dahinter. Dieser Bedingung nähert man sich an, wenn sich der Puls vom Teleskop entfernt. Deshalb ändert sich die Größe des Lichtflecks in der Brennebene im Nahbereich besonders stark.

Die zu erwartenden Signale können entsprechend den Streueigenschaften der Atmosphäre und den Parametern der Sende- und Empfangsoptik mit Hilfe eines entsprechenden Programms simuliert werden. In Abbildung 3-3 sind die geometrischen Zusammenhänge grafisch dargestellt. Die gesuchte Funktion der dynamischen Kompression $\eta(r)$ ergibt sich aus dem Verhältnis der Detektorfläche $A_D = \frac{\pi}{4}d_D^2$ zu der vom rückgestreuten Licht ausgeleuchteten Fläche $A_F = \frac{\pi}{4}d_F^2$ in der Brennebene des Teleskops und aus der Verschiebung derselben bei nicht rotationssymmetrischer Anordnung von Sendestrahl und Teleskop. Die Auswertung der meisten Messungen ist erst möglich, wenn diese Funktion den Wert 1 erreicht hat bzw. konstant bleibt.

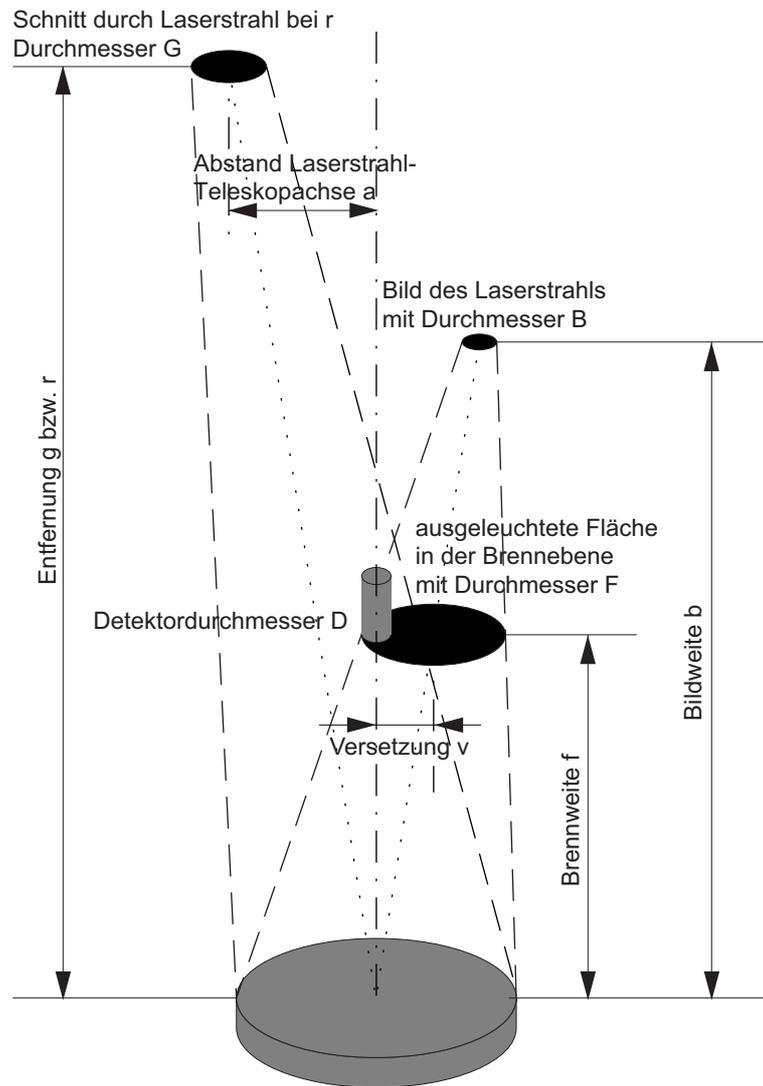


Abb. 3-3 Schema zur Abbildung des Laserpulses auf den Detektor durch ein Teleskop.

Wird der Laserstrahl direkt auf der optischen Achse des Teleskops gesendet, so sind nur die Abbildung des auf unendlich eingestellten Teleskops im Nahbereich und die Abschattung durch den Sekundär- und Sendespiegel von Bedeutung. Verläuft der Strahl dagegen neben der Teleskopachse, so führt dies noch zu einer Verschiebung des Bildes wie in Abbildung 3-3 dargestellt. Der Durchmesser des Laserstrahls G im Fernfeld (entspricht Gegenstandsgröße) bei der Entfernung r (entspricht Gegenstandsweite g) ist gleich der Summe aus dem Durchmesser beim Verlassen der Sendeoptik L_0 und dem Produkt aus der Laserdivergenz δ_L (in mrad) und der Entfernung r :

$$G = L_0 + r \cdot \delta_L . \quad \text{Gl. 3-2}$$

Bei einem Anfangsdurchmesser von 20 mm und einer Divergenz von 0,1 mrad hat der Schnitt durch den Puls in 1 km Entfernung demzufolge einen Durchmesser von 120 mm und erreicht bei 10 km entsprechend 1,02 m. Den kleinsten Durchmesser hat die Abbildung aus dem Nahbereich nicht in der Brennebene des Teleskops, sondern in der Bildebene, deren Bildweite b mit der Gleichung $f^{-1} = g^{-1} + b^{-1}$ für die in Abbildung 3-3 dargestellte Anordnung berechnet werden kann. Bei einer Optik, die für eine scharfe Abbildung aus allen Entfernungsbereichen auf die gleiche Bildebene konstruiert wurde, wie etwa bei einem Photoapparat, wird die Brennweite entsprechend der Gegenstandsweite durch ein Objektiv nachgeregelt. Bei einem schnellen Laserpuls ist dies nicht möglich.

Die durch das Rückstreulicht ausgeleuchtete Fläche in der Brennebene hat einen Durchmesser $F = (B \cdot f + T \cdot (b - f)) / b$. Dabei sind B und T die Durchmesser des Bildes und des Teleskops, f und b sind die Brenn- und die Bildweite. Da wir keine direkten Informationen über die Bild-Parameter haben, ersetzen wir sie mit Hilfe der Abbildungsgleichung $f^{-1} = g^{-1} + b^{-1}$ und des Abbildungsmaßstabs $B/G = f/g - f = (b - f)/f$. Die Variablen g und G stehen für Gegenstandsweite und -Durchmesser. Diese sind bekannt. Sie entsprechen der Entfernung und dem Durchmesser des Laserpulses. Damit erhalten wir folgende Gleichung:

$$F = \frac{G + T \cdot f}{g} = \frac{L_0 + r \cdot \delta_L + T \cdot f}{g} \quad \text{Gl. 3-3}$$

Wird neben der Teleskopachse gesendet, kommt noch eine Versetzung der ausgeleuchteten Fläche in der Brennebene c hinzu.

$$v = \frac{f \cdot a}{r} \quad \text{Gl. 3-4}$$

Die Grundvoraussetzung für eine vollständige Erfassung des Rückstreusignals durch den Detektor außerhalb der geometrischen Kompression ist natürlich, dass der Öffnungswinkel des Teleskops ($\delta_T = D/f$) größer als die Laserdivergenz ist. In die Laserdivergenz ist auch die Richtungsstabilität bei Mehrmoden-Lasern einzubeziehen.

Der Gesamtentwurf einer Detektor-Optik umfasst zwei Schritte. Zuerst müssen die atmosphärischen Streuprozesse und die entfernungsabhängige Abbildung des Streulichts auf einen Detektor simuliert werden. Für diese Aufgabe wurde eigens ein Programm entwickelt. Danach müssen die Abbildungseigenschaften genau berechnet werden, um das Design zu optimieren und die Toleranzen zu spezifizieren. Ray tracing wird bei der Entwicklung von Optiken benutzt, um die Eigenschaften des Lichtfeldes an jedem Punkt des Designs

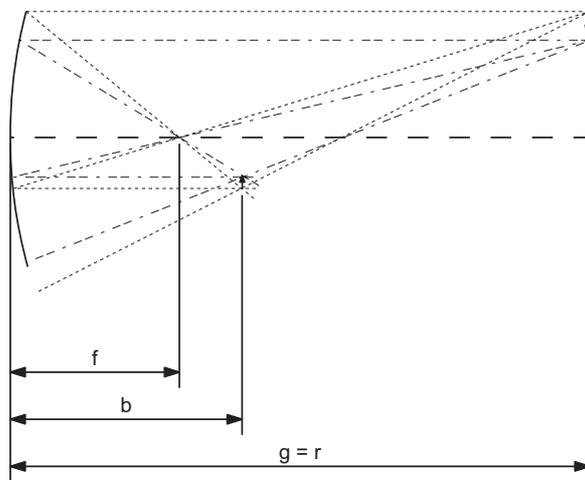


Abb. 3-4 Der sphärische bzw. parabolische Konkavspiegel.

Für die Konstruktion der Abbildung eines Gegenstandes durch einen Spiegel reichen drei Strahlen, die die Ober- und die Unterkante des Gegenstandes berühren.

- Strahlen parallel zur optischen Achse schneiden diese nach der Reflexion im Brennpunkt bei der Brennweite f .
- Strahlen durch den Brennpunkt, verlaufen nach der Reflexion parallel zur optischen Achse.
- Strahlen durch die Schnittpunkte der beiden genannten Strahlen werden in sich selbst zurückreflektiert.

Das Bild befindet sich zwischen den Schnittpunkten in der Bildweite b .

überprüfen zu können. Dafür werden Lichtstrahlen simuliert, die an jeder Grenzfläche zwischen zwei Medien entsprechend der Oberflächenform und dem Brechungsindex-Unterschied ihre Richtung ändern. Diese Methode wird auch sequential ray tracing genannt. Non-sequential ray tracing gestattet auch das Aufspalten von Strahlen und somit Streulicht-Analysen und dergleichen mehr. Für Berechnungen dieser Art wurde das Programm Zemax [Focus Software, 2001] verwendet.

Zur Optimierung der Oberflächenformen von Spiegeln und Linsen reicht es, die kugelförmige Standard-Oberfläche zu verwenden. Wenn die optische Achse mit der z -Achse zusammenfällt, wird die Oberflächenform durch folgende Formel beschrieben:

$$z = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - (1+k)c^2r^2}}, \quad \text{Gl. 3-5}$$

wobei c die Oberflächenkrümmung (Reziproke des Krümmungsradius), r der radiale Achsenabstand und k die Konizität sind. Letztere ist:

- $k < -1$ für Hyperbeln,
- $k = -1$ für Parabeln,
- $-1 < k < 0$ für Ellipsen,
- $k = 0$ für Kugeln,
- $k > 0$ für oplate Ellipsoide.

Um den Krümmungsradius in Bezug auf eine Ellipse mit dem Umfang z und kleiner und großer Halbachse (a , b) zu erhalten, können folgende Formeln verwendet werden:

$$c^{-1} = R = \pm b^2/a, \quad k = -\varepsilon^2 = -(a^2 - b^2)/a^2. \quad \text{Gl. 3-6}$$

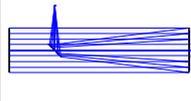
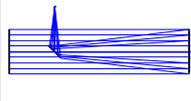
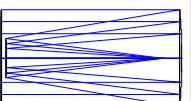
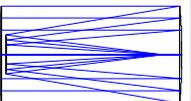
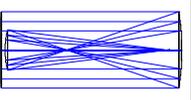
| Typ | Hauptspiegel | Sekundärspiegel | Eigenschaften | Skizze (Zemax) |
|-----------------|--|-----------------------------------|---|---|
| Sphärisches | sphärisch | | - starke sphärische Aberration (Spot 0.2 mm) - einfach und billig |  |
| Newton | paraboloid, konkav $k = -1$ | evtl. planer Umlenkspiegel | - keine sphärische Aberration (Spot $2,8 \cdot 10^{-14}$ mm) - starkes Koma - leichter Astigmatismus - leichte Bildfeldkrümmung - mechanisch instabil |  |
| Cassegrain | paraboloid, konkav $k = -1$ | hyperbolisch, konvex $k = -1$ | - keine sphärische Aberration (Spot $2 \cdot 10^{-10}$ mm) - starkes Koma - leichter Astigmatismus - starke Bildfeldkrümmung - schwer herstellbar |  |
| Dall-Kirkham | prolater Ellipsoid, konkav $-1 < k < 0$ | sphärisch, konvex | - geringe sphärische Aberration (Spot $2 \cdot 10^{-4}$ mm) - starkes Koma - leichter Astigmatismus - starke Bildfeldkrümmung |  |
| Gregorianisches | paraboloid, konkav $k = -1$ kurze Brennweite mit $F\# < 3$ nicht herstellbar | ellipsoid, konvex $-1 < k < 0$ | - keine sphärische Aberration (Spot $2 \cdot 10^{-11}$ mm) - leichtes Koma - leichter Astigmatismus - leichte Bildfeldkrümmung - lang, schwer herstellbar |  |

Abb. 3-5 Teleskop-Typen

3.1.4 Tageslichtfilter

Zwischen dem Detektor und dem Teleskop befindet sich eine Optik, die das Signal je nach Spektralbereich auf verschiedene Detektoren aufteilt und das breitbandige Hintergrundlicht gegenüber den schmalen Laserlinien unterdrückt. Das ist besonders bei schwachen Streusignalen, wie sie z. B. durch Raman-Streuung entstehen, eine große Herausforderung. Es ist notwendig, die Signalwellenlänge mindestens um einen Faktor 10^4 , besser 10^6 , gegenüber dem Hintergrund hervorzuheben, um eine befriedigende Reichweite bei der Messung zu erreichen. Das ist durch Monochromatoren und Interferenzfilter erreichbar. Durch Kombination beider Verfahren [Behrendt, 2000] oder durch die Verwendung von Etalons kann die Unterdrückung noch verbessert werden. Ein wichtiger Punkt ist eine gute Justierbarkeit und Stabilität gegenüber Temperatur- und Feuchtigkeitsschwankungen, da das Ziel auch hier nicht die Demonstration im Labor, sondern der Einsatz bei Messungen ist.

3.1.4.1 Monochromator

Monochromatoren bestehen mindestens aus einem Ein- und einem Austrittsspalt und einem dispersiven Element. Manche Typen enthalten weitere Optik zur Verbesserung der Abbildungseigenschaften. Sie haben den Vorteil, dass ein optisches Element ausreicht, um mehrere Spektralbereiche voneinander zu trennen. Gerade bei Verwendung abstimmbarer Laser-Quellen kann der Tageslichtfilter so sehr leicht auf den Laser eingestellt werden. Für Messungen im ultravioletten Spektralbereich verwenden wir ein holographisches Konkav-Gitter mit kurzer Brennweite und geringer Dispersion (z. B. 4 nm/mm Spaltöffnung), so dass sowohl On- als auch Off-Wellenlänge auf den Detektor gelangen. So lässt sich der gleiche Detektor und Digitalisierer für zwei Signale verwenden. Eventuelle Nichtlinearitäten heben sich so bei der Auswertung auf. Bei Messungen eines anderen Spurengases kann dann sowohl der Laser als auch der Monochromator auf die Absorptionswellenlänge abgestimmt werden. Bei der Konstruktion eines Monochromators ist besonders auf eine Abschirmung des Detektors gegenüber internem Streulicht zu achten. Da moderne, für einen Wellenlängenbereich optimierte holographische Gitter (Blaze-Gitter) eine ausgeprägte Abhängigkeit des Reflexionsgrades von der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts zeigen, muss dies bei der Ausrichtung gegenüber der Polarisations Ebene der Laserstrahlung berücksichtigt werden, um Verluste gering zu halten. Das Reflexionsvermögen erreicht je nach Hersteller, Spektralbereich und Polarisation Werte zwischen 10 und 80 %.

Bei fester Wellenlänge λ erzeugt ein Gitter mehrere Beugungsordnungen. Bei Einfall von Licht unter dem Winkel α auf das Gitter ist der Beugungswinkel β durch

$$\sin \alpha + \sin \beta = \frac{m \cdot \lambda}{d} \quad \text{Gl. 3-7}$$

gegeben. d ist der Gitterabstand und m die Beugungsordnung. Rotes Licht wird am Gitter stärker gebeugt als blaues. Die Schärfe der Beugungsmaxima nimmt mit der Zahl N der beleuchteten Gitterstriche zu, so dass sich für das optimale Auflösungsvermögen:

$$\frac{\lambda}{\Delta \lambda} = N \cdot m \quad \text{Gl. 3-8}$$

ergibt.

3.1.4.2 Interferenzfilter

Für feste Wellenlängen bieten sich die seit einiger Zeit erhältlichen schmalbandigen Interferenzfilter mit hoher Transmission an. Die Linienbreite des Bandpasses sollte der des Lasers

zuzüglich der Toleranzen und Schwankungen durch Temperatur und Feuchtigkeit und der Linienverbreiterung durch die Streuprozesse entsprechen.

Die Zentralwellenlänge λ_0 eines Bandpass-Interferenzfilters ändert sich in Abhängigkeit vom Winkel φ des einfallenden Lichts zur Flächennormalen:

$$\lambda(\varphi) = \lambda_0 \cdot \frac{\sqrt{n_e^2 - (\sin \varphi)^2}}{n_e} \quad \text{Gl. 3-9}$$

Sie ist also eine Funktion des effektiven Brechungsindex n_e und wird unempfindlicher auf Winkeländerungen mit größeren Brechungsindizes. In jedem Fall ist die Zentralwellenlänge kleiner für nicht senkrechten Einfall eines parallelen Lichtbündels. Außerdem verringert sich die maximale Transmission, der Bandpass wird breiter und die Transmissionskurven für verschiedene Polarisierungen werden unterschiedlicher. Die wichtigste Anforderung neben der Bandbreite ist die Unterdrückung von Licht auch außerhalb des Bandpasses. Für Vibrations-Raman-Messungen ist mindestens eine Unterdrückung um einen Faktor 10^4 erforderlich. Außerdem muss bei der Auswahl eines schmalen Bandpass-Filters die Empfindlichkeit der Beschichtung auf Temperatur- und Feuchteschwankungen beachtet werden.

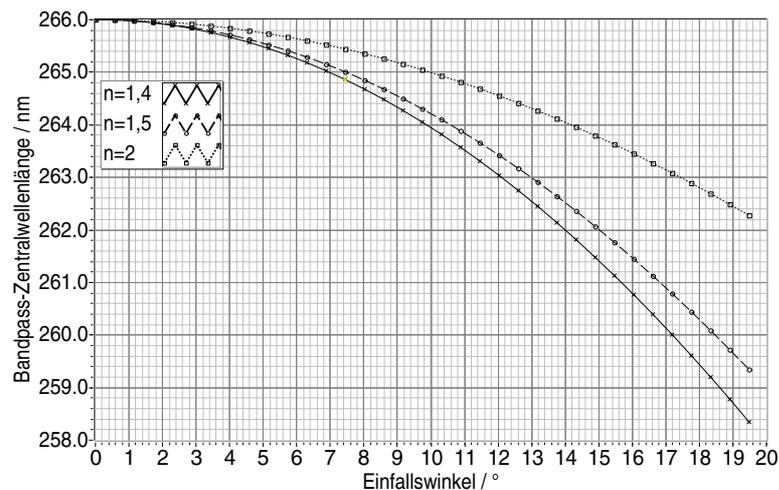


Abb. 3-6 Beispiel für die Verschiebung der Zentralwellenlänge eines UV-Bandpassfilters durch Änderung des Einfallswinkels.

3.1.5 Detektoren und digitale Erfassung der Messdaten

Als Detektor mit großem, linearem Dynamikbereich für sehr geringe Lichtintensitäten kommen im ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich Sekundärelektronenvervielfacher¹ und im nahen infraroten Bereich Halbleiter-Lawinen-Dioden in Betracht. Das Ausgangssi-

gnal kann auf zwei verschiedene Arten gemessen werden. Ein Photonen-zähler erfasst alle Einzelereignisse, die einen Strompuls oberhalb einer Diskriminatorschwelle am Ausgang des Detektors erzeugen. Die Zählrate innerhalb festgelegter Zeitintervalle t ergibt dann das digitale zeitliche Signal. Ein Transientenrekorder glättet zunächst das Eingangssignal mit einem Tiefpass (Anti-Aliasing) auf mindestens die Hälfte der Abtastrate und wandelt es danach mit einem Analog-Digital-Wandler (ADC) mit einer festen Abtastrate in ein digitales Signal um. Die Zeitintervalle für die Zählrate und die Abtastfrequenz werden optimal so gewählt, dass sie gleich der Laserpuls-Dauer oder wenig länger sind. So erhält man die maximale Anzahl unabhängiger Intensitätsmessungen des Rückstreusignals. Für eine typische Pulslänge von 10 bis 30 ns, also einen 3 bis 9 m langen Puls, entspricht das einer erforderlichen Abtastfrequenz zwischen 30 und 100 MHz.

Das erreichbare Signal-zu-Rausch-Verhältnis wird durch einen der folgenden Punkte begrenzt:

- das thermische Rauschen, auch Nyquist-Rauschen (Johnson-Noise) - die Rausch-Leistung in Watt entspricht $P = kT \Delta f$, ist also von der Temperatur und der Bandbreite des Messgerätes abhängig,
- das Schrotrauschen (shot noise), auch statistisches Rauschen genannt - in Halbleitern ist es das Generations-Rekombinations-Rauschen,
- Schwankungen des Strahlungs-Hintergrunds,
- elektro-magnetische Einkopplungen in Übertragungskabel und das Leitungsnetz.

In allen praktischen Fällen, in denen die Pulsbreite im Vergleich zum Kehrwert der Folge-rate kurz und die Pulsamplitude höher als das thermische Rauschen sind, sind Teilchenzählmethoden die effektivsten Messtechniken. Im Photonen-zähl-Betrieb werden die Sekundärelektronenvervielfacher mit einer festen Hochspannung betrieben, die so gewählt wird, dass ein möglichst gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis gewährleistet ist. Bis zu einer bestimmten Zählrate sind Einzelpulse unterscheidbar. Die Intensität der Pulse unterscheidet sich durch die spektrale Empfindlichkeit des Kathodenmaterials und Mehrfachzählereignisse. Die Diskriminatorschwelle wird so festgelegt, dass die Pulse des Dunkelrauschens unterdrückt werden und gleichzeitig keine Einfachpulse verloren gehen. Die richtige Einstellung findet man, indem die Schwelle variiert wird. Bei sehr niedrigen Schwellwerten

erhält man die größte Zählrate. Erhöht man sie, nimmt die Zählrate zunächst ab, bis sie ein längeres Plateau erreicht. Dort liegt der optimale Arbeitspunkt. Wird der Schwellwert weiter mit feiner Abstufung erhöht, findet man eventuell einige Intensitätsstufen, die die verschiedenen Mehrfachzählereignisse kennzeichnen.

Die Wahrscheinlichkeit $p(n,t)$, im Zeitpunktintervall t eine Anzahl Photonen n bei einer mittleren Zählrate \bar{n} zu detektieren, lässt sich mit der Poisson-Verteilung vorhersagen [Saleh und Teich, 1991]:

$$p(n, t) = \frac{\bar{n}^n}{n!} \cdot e^{-\bar{n}} \quad \text{Gl. 3-10}$$

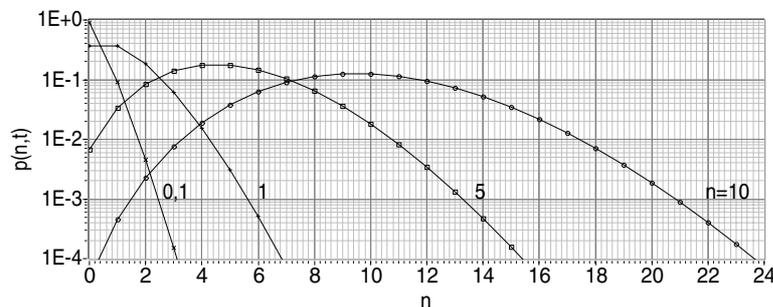


Abb. 3-7 Poisson-Verteilung der Photonenzahl n für verschiedene Zählraten.

Bemerkenswert ist nun, dass die Varianz σ^2 dieser Verteilung gleich ihrem Mittelwert ist. Daraus folgt, dass die Standardabweichung σ sich mit der Wurzel der Zählereignisse verringert, und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis unbegrenzt, aber immer langsamer, mit der Zählrate zunimmt ($\text{SNR} = \bar{n}$).

Technisch bedingt gibt es eine Totzeit τ nach jedem Zählereignis. Während dieser Periode werden die eintreffenden Photonen nicht verstärkt. Demzufolge ist die Zählrate scheinbar geringer. Die Abweichung von der Poisson-Statistik lässt sich mit der Näherungsformel [Johnson et al., 1966]

$$p(n, t) = \frac{\bar{n}_0^n}{n!} \cdot e^{-n_0} \cdot \left(1 + n(\bar{n}_0 - n + 1) \cdot \frac{t}{\tau} \right) \quad \text{Gl. 3-11}$$

berechnen. Differenziert man $F(n): \frac{d}{dn} F(n) = \frac{d}{dn} \left[\frac{(n+1)p(n+1, t)}{p(n, t)} \right]$, so ist das Ergebnis proportional zu $-2\bar{n} \tau/t$. Die Totzeit kann also als Anstieg einer Geraden durch lineare Regression bestimmt werden [Matthias, 2000].

| Parameter | 00, -03, -06 | -01, -04 | -02 | Einheit |
|---|--------------------------------------|----------------------------------|------------------|---------------|
| spektrale Empfindlichkeit @ 420 nm für die Typen H5773P/H5783P | $4,3 \cdot 10^4$ $6,2 \cdot 10^4$ | $3 \cdot 10^4$ $6 \cdot 10^4$ | $2,9 \cdot 10^4$ | A/W |
| effektive Detektorfläche | | 8 | | mm |
| max. Ausgangsstrom über 30 s | | 100 | | μA |
| Dunkel-Strom (Typ./Max.) | 0,2 / 2 | 0,4 / 4 | 2 / 10 | nA |
| Dunkel-Zählrate | 80/400 | 500/1000 | | 1/s (cpc) |
| Puls-Anstiegszeit | | 0,78 | | ns |
| Steuerspannung | | 0,25 ... 0,9 | | V |

Tab. 3-3 Spezifikationen der Photodetektorröhren der Firma Hamamatsu.

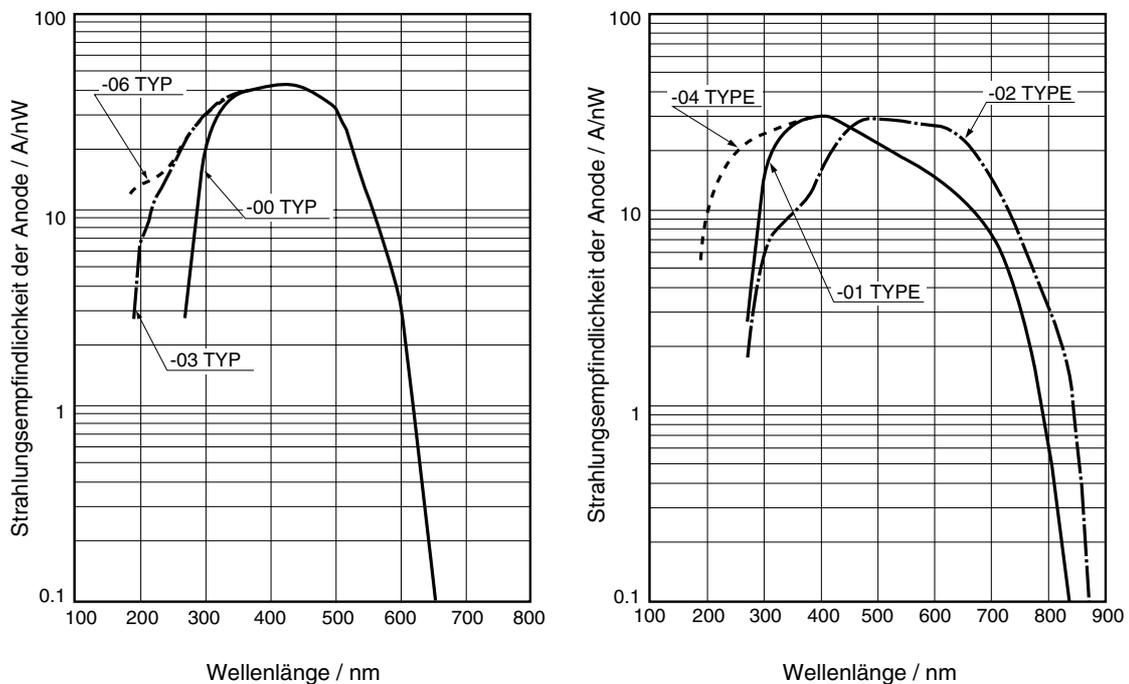


Abb. 3-8 Spektrale Empfindlichkeit der kompakten Sekundärelektronenvervielfacher-Module (Typ H5773/ H5783/ H6779/ H6780) der Firma Hamamatsu bei einer Steuerspannung von 0,8V (1V - max. Verstärkung).

In der Praxis des Photonenzählens ist die Poisson-Verteilung nur anwendbar, wenn das zeitliche Auflösungsvermögen Δt des Detektors, inklusive der Zähllektronik, viel kleiner ist als der Kehrwert der Wiederholrate eintreffender Photonen. Bei großen Zählraten geht die Poisson-Verteilung in die Gaußsche Normalverteilung über.

Besonders bei Messungen am Übergang der planetaren Grenzschicht zur freien Troposphäre und an Wolken muss häufig ein Signal mit extremen Intensitätsgradienten erfasst werden. Die Zählraten ändern sich dann so schnell, dass der Photonenzählbetrieb ausge-

geschlossen ist. In diesem Fall muss das analoge Stromsignal direkt mit einem Analog-Digital-Wandler gemessen werden. Vor der Wandlung wird das Signal durch einen Anti-Alias-Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz kleiner als die halbe Abtastfrequenz des Wandlers geglättet.

Die Messdatenerfassung muss sowohl über einen Dynamikbereich von etwa vier Größenordnungen linear arbeiten als auch an die Ausgangsströme und Impedanz der Photodetektoren optimal angepasst sein und die schnelle Übertragung großer Datenmengen für die digitale Abspeicherung stabil gewährleisten. Die riesigen Mengen an Rohdaten müssen dann verwaltet und ausgewertet werden. Qualitative Ergebnisse, wie z. B. die Messung der Wolkenhöhe, sind bereits mit einem einfachen Oszilloskop erzielbar. Ein Problem entsteht dann, wenn mit den Messdaten gerechnet werden soll. Fast alle Inversionsmethoden erfordern die Ableitung des Signals bzw. des logarithmierten Quotienten zweier Signale. An dieser Stelle wird das System sehr empfindlich gegen jede zusätzliche Rauschquelle und Nichtlinearität, die innerhalb des riesigen Signal-Intensitäts-Bereichs von typischerweise $10 \mu\text{V}$ bis 100mV auftritt.

Neben der Laser-Entwicklung ist daher die Nutzbarmachung der modernsten Signalwandler- und Photonenzähl-Technologie das Hauptbetätigungsfeld vieler Fernerkundungs-Gruppen. Trotz der Ausreizung des derzeit Möglichen ist hier die Grenze für Verbesserungen noch nicht erreicht.

Für die Übertragung der Daten zum Computer gibt es verschiedene Strategien. Generell werden sowohl computerinterne als auch -externe Wandlermodule verwendet. Meine Tests kommerzieller Computer-Karten haben ergeben, dass Wandler ab einer Digitalisiergenauigkeit von 12 Bit hier nicht ausgenutzt werden können. Mit den anfallenden Daten kann direkt im Wandlermodul oder im Computer gerechnet werden. Berechnungen in einem Signalprozessor nahe dem Wandler müssen asynchron zur Wandlung erfolgen, da die Spannungsschwankungen durch den Rechenprozess die Wandlung beeinflussen. Als günstig hat sich hier eine möglichst variable Strategie erwiesen, um sich an die Messaufgabe und die atmosphärischen Bedingungen anpassen zu können.

3.1.6 Infrastruktur

Die lokale Infrastruktur am Messort hat sich häufig als Handicap für die Fernerkundungs-Messtechnik erwiesen. Ein besonderes Problem sind die Stabilität der Netzspannung

und die Klimatisierung. Bisher wurden die Geräte oft in einem zum Labor umfunktionierten Container oder Auto installiert. Je nach Budget kann man auf diese Weise relativ autark arbeiten. Die Unterhaltskosten sind jedoch enorm und der logistische Aufwand hoch. Eine Minimierung der Gerätegröße ist meiner Meinung nach entscheidend für erfolgreiche Laser-Fernerkundung.

3.2 Die Lidar-Station Charité

Nach der Wiedervereinigung Berlins und Deutschlands wurde der Plan gefasst, auf dem Hochhaus des Universitäts-Klinikums Charité eine Messstation für die Atmosphärenforschung mit Laser-Fernerkundungsverfahren aufzubauen. Der Gedanke, von diesem exponierten Ort aus Fernerkundung zu betreiben, war nicht neu. Das Ministerium für Staatssicherheit der DDR hatte auf dem Dach bereits ein Gebäude aus Holz und Glasfasergewebe errichtet, um aus dem Inneren unbemerkt den nahen Reichstag und andere Gebäude im Westteil der Stadt zu belauschen.

Im Herbst 1995 war dann die neue Messstation nach umfangreichen Umbauarbeiten entsprechend den gesamtdeutschen Normen hergerichtet.

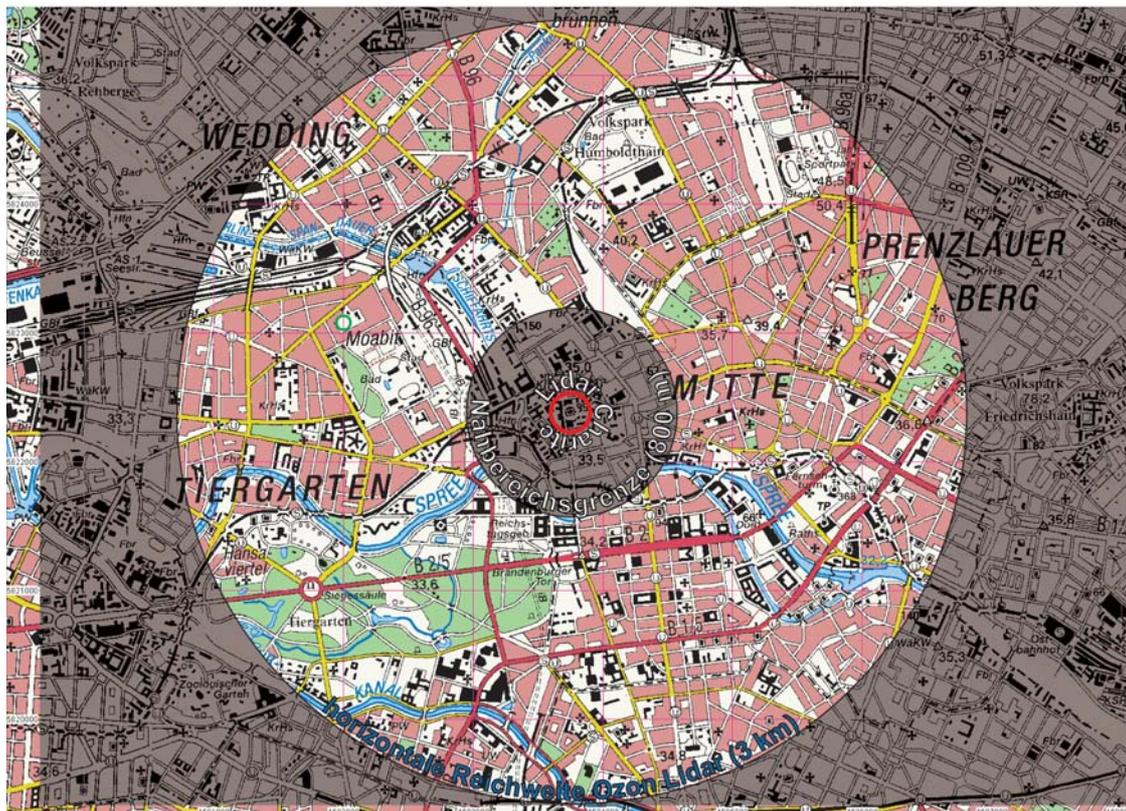


Abb. 3-9 Die Lidar-Messstation befindet sich im Zentrum Berlins auf dem Dach des Hochhauses des Universitäts-Klinikums Charité.

Die ersten Messungen wurden Anfang 1996 an stratosphärischem Aerosol durchgeführt. Zu dieser Zeit war das Interesse an den selten auftretenden Stratosphärenwolken (PSC¹) groß, da an den Wolken-Partikeln Chlor aus chlorierten Kohlenwasserstoffen freigesetzt wird, was zum Abbau von Ozon in der Ozonschicht führt. Allerdings erwartete man die Wolken nicht über Berlin, sondern weiter nördlich. Um so höher ist der Erfolg der ersten Messungen im Winter '96 einzustufen, bei denen zwei PSC-Ereignisse registriert wurden. Aus den Messungen konnten Eigenschaften wie Aerosol-Größenverteilung und -Brechungsindex bestimmt werden [Wedekind, 1997].

Gleichzeitig wurde ein Absorptions-Lidar zur Messung von Spurengasen in der planetaren Grenzschicht installiert. Es wurde während des groß angelegten BERLIOZ²-Experiments 1998 zum ersten Mal für umfangreichere Messungen verwendet. Erste Konzentrationsmessungen von Ozon und Toluol wurden bereits 1997 durchgeführt [Zimmer, 1997]. Leider erst am Ende der BERLIOZ-Kampagne, im August 1998, nahmen wir noch ein Aerosol-Lidar zur Untersuchung der Troposphäre in Betrieb [Immler, 1999]. Seitdem wird an der Verbesserung der vorhandenen Messmethoden, an Vergleichen mit anderen Messmethoden und mobilem Lidar [Herb, 2000] und natürlich an der Analyse der Berliner Luft gearbeitet.

| | | | |
|------------------|--|-------------|---------------------------|
| Position: | geographische Koordinaten: | Länge: | O 13°22'47'' = 13.379826° |
| | | Breite: | N 52°31'36'' = 52.526544° |
| | Gauß-Krüger-Koordinaten: | Rechtswert: | 4.593.750 m |
| | | Hochwert: | 5.822.384 m |
| Höhe: | über Meeresspiegel: | | 135 m |
| | über Grund: | | 100 m |
| Lage: | Charité-Hochhaus Ecke Philippsstrasse/Luisenstraße | | |

Tab. 3-4 Lage der Laser-Fernerkundungs-Station der Freien Universität Berlin (Charité-Station).

3.2.1 Das Aerosol-Lidar der Charité-Station

Das Aerosol-Lidar im Zentrum Berlins wurde zur Erforschung der Stratosphäre im Höhenbereich zwischen 15 und 40 km konzipiert. Durch eine Erweiterung mit einem zweiten Empfangsteleskop sind nun auch Messungen im Bereich zwischen 200 m und 12 km möglich. Für das Tropo³-Aerosol-Lidar wird derselbe Nd:Yag-Laser mit Frequenzverdopplung

1. Polar Stratospheric Cloud

2. Berlin Ozon

und Verdreifachung, dieselbe Filter-Optik mit Detektoren und dieselben Signal-Digitalisierer und Photonen-zähler wie für das Strato¹-Lidar verwendet. Nur das Teleskop unterscheidet sie. Die doppelte Nutzung der Geräte machte die Tropo-Aerosol-Untersuchungen erst möglich, da dem Projekt keine eigenen Geldmittel zur Verfügung stehen.

Im Gegensatz zu dem mit einem Durchmesser von 600 mm recht großen Spiegel für die Stratosphäre kommt ein Spiegel mit nur 150 mm Durchmesser zum Einsatz. Das ist wichtig, da sich die Achse des Sendestrahls möglichst nahe der optischen Achse des Teleskops befinden muss, um ab einer Höhe von einigen hundert Metern auswertbare Signale zu messen (siehe Abbildung 3-2). Der Abstand zwischen den Achsen konnte je nach Sendekanal auf 100 bis 120 mm reduziert werden. Das gebündelte Licht wird bei beiden Teleskopen in eine 1-mm-Glasfaser eingekoppelt und in den Nachbarraum geleitet.

Dort befindet sich ein optisches Brett (breadboard) mit lichtdichter Abdeckung (Detektorbox). Da hinein gelangt das Licht beider Fasern. Für Stratosphären-Messungen befindet sich noch eine drehende Lochscheibe (chopper) im Strahlengang. Damit können Signale unterhalb einer frei wählbaren Höhe ausgeblendet werden. Weil Laserpulse in der Zeit bis zur vollständigen Öffnung bei der Drehzahl der Scheibe von 400 Hz bereits ein bis zwei Kilometer zurücklegen, ist das Verfahren für Nahbereichsmessungen nicht geeignet.

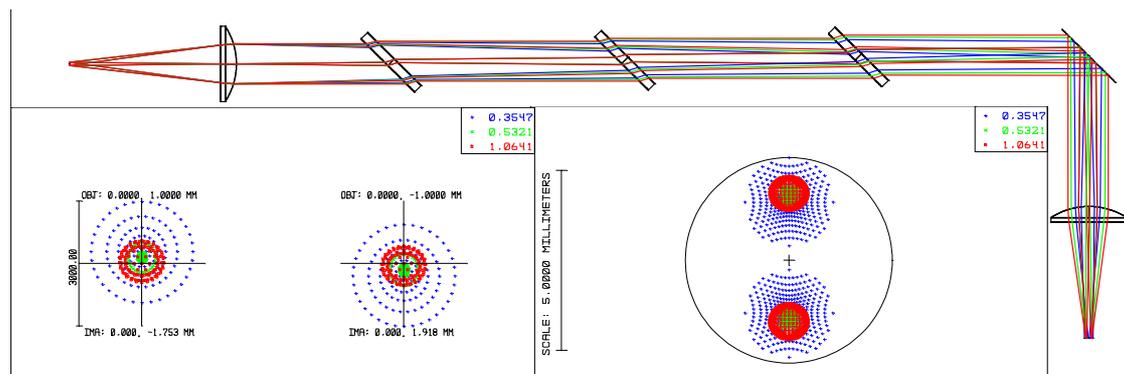


Abb. 3-10 Aufbau der Aerosol-Lidar-Detektorbox mit den Strahlen der drei Laser-Wellenlängen und der zwei Lichtleitfasern. Das Spot-Diagramm und der Fingerabdruck zeigen, wie der Lichtfleck im Brennpunkt der Sammellinse, also auf dem Detektor aussieht. Die Stahlteile reflektieren jeweils nur eine Farbe und transmittieren Licht längerer Wellenlänge (Hochpass). Zwischen der jeweiligen Umlenkung und der Sammellinse befindet sich noch ein schmalbandiger Interferenzfilter zur Unterdrückung des Tageslichts und der anderen Laserstrahlen.

3. Tropo steht für Troposphäre.

1. Strato steht für Stratosphäre.

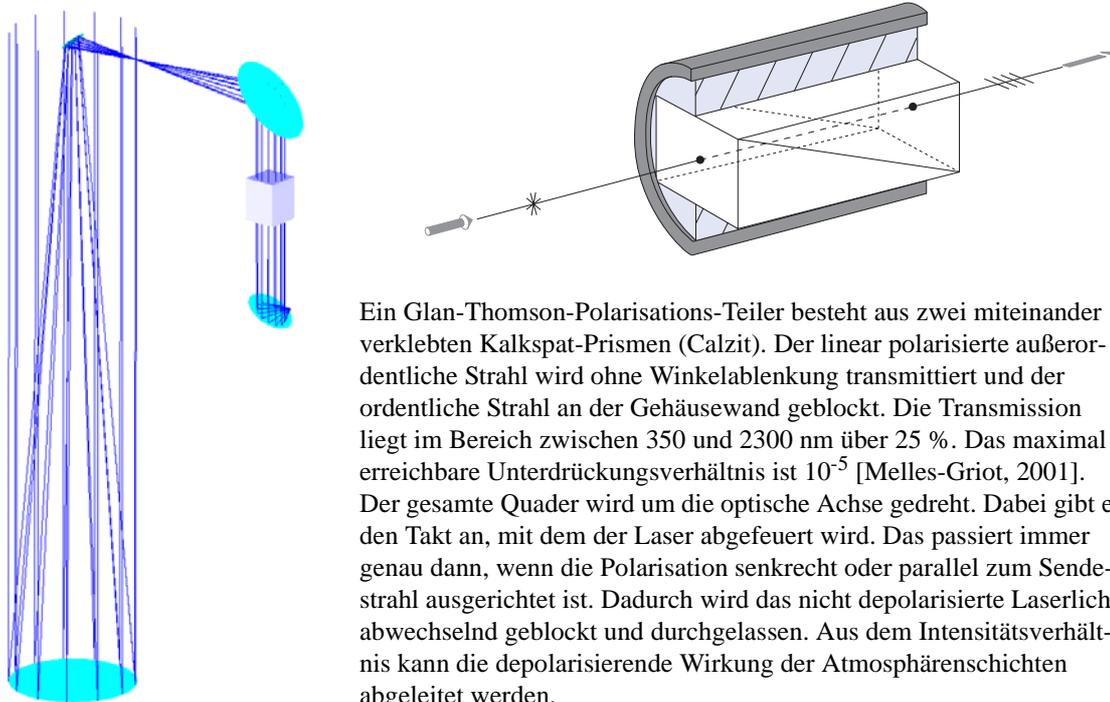
In der Detektionsbox wird das Licht zunächst mit einer Linse auf einen Strahldurchmesser von ca. 25 mm parallelisiert. Ein Spiegel wäre an dieser Stelle besser, da der Farbfehler der Linse eine Kollimation aller Wellenlängen zwischen 355 und 1064 nm nicht erlaubt. Eine weitere Schwierigkeit besteht darin, dass mit einer Optik das Licht aus beiden 1-mm-Fasern abgebildet werden muss. Die gesamte Optik wurde mit der Ray-Tracing-Methode simuliert. Das Ergebnis ist in Abbildung 3-10 zu sehen. Der Lichtfleck auf dem Detektor hat demnach mindestens einen Durchmesser von 2,8 mm. Das gilt natürlich nur, wenn sich der Detektor genau im Brennpunkt der Sammellinse befindet und die Eintrittslinse richtig justiert ist. Für das infrarote Licht ist das in der Praxis schwer nachzuprüfen. Die aktive Fläche der Sekundärelektronenvervielfacher hat einen Durchmesser von mindestens 6 mm, also gerade ausreichend Platz für den Lichtfleck. Anders sieht es mit der Detektions-Diode für 1064 nm aus. Sie hat nur einen Durchmesser von 1,5 mm. Das Signal aus großflächigen Dioden mit 5 mm Durchmesser rauscht zu stark [Immler, 1995]. Deshalb verwenden wir einen Strahlteiler und zwei getrennte Dioden für Strato- und Tropo-Messungen.

Das Tropo-Teleskop weist noch eine Besonderheit auf. Im Stahlgang befindet sich vor der Fasereinkopplung ein drehbarer Glan-Thomson-Polarisationsfilter. Laserschüsse werden nur abgefeuert, wenn die Durchlassrichtung der Polarisation senkrecht oder parallel zur Polarisation des Laserstrahls ist. So gelangt abwechselnd Licht der einen oder der anderen Polarisation zum Detektor. Das digitalisierte Signal wird dann für jede Farbe in zwei Kanälen gespeichert. Der Teleskop-Aufbau und die Funktionsweise des Polarisators sind in Abbildung 3-11 illustriert.

Die Signale der Detektoren werden mit einer zeitlichen Auflösung von 20 MHz, d. h. 7,5 m Punktabstand, als 12-Bit-Werte digitalisiert und können gleichzeitig durch einen 250-MHz-Photonen-Zähler mit 63-stufigem Diskriminator erfasst werden. Das Eingangssignal wird für die beiden Digitalisierungsmethoden (ADC¹, PC²) aufgeteilt. Für den ADC gibt es drei Eingangsspannungsbereiche: -20 mV, -100 mV und -500 mV. Die gewandelten Signale werden in Zwischenspeichern abgelegt. Hier können bis zu 4096 Signale addiert werden. Um denselben Wandler für alternierende Signale verwenden zu können, gibt es zwei Takt-Eingänge, die über den Zwischenspeicher entscheiden, in dem das jeweilige Signal aufgenommen werden soll. Der Messrechner kommuniziert durch eine Parallelbuskarte der

1. ADC: Analog to Digital Converter

2. PC: Poton Counting



Ein Glan-Thomson-Polarisations-Teiler besteht aus zwei miteinander verklebten Kalkspat-Prismen (Calzit). Der linear polarisierte außerordentliche Strahl wird ohne Winkelablenkung transmittiert und der ordentliche Strahl an der Gehäusewand geblockt. Die Transmission liegt im Bereich zwischen 350 und 2300 nm über 25 %. Das maximal erreichbare Unterdrückungsverhältnis ist 10^{-5} [Melles-Griot, 2001]. Der gesamte Quader wird um die optische Achse gedreht. Dabei gibt er den Takt an, mit dem der Laser abgefeuert wird. Das passiert immer genau dann, wenn die Polarisation senkrecht oder parallel zum Sendestrahle ausgerichtet ist. Dadurch wird das nicht depolarisierte Laserlicht abwechselnd geblockt und durchgelassen. Aus dem Intensitätsverhältnis kann die depolarisierende Wirkung der Atmosphärenschichten abgeleitet werden.

Abb. 3-11 Aerosol-Lidar-Teleskop mit Depolarisations-Detektor. Optische Komponenten:
 Parabolischer Hauptspiegel: $d = 150 \text{ mm}$, $f = 900 \text{ mm}$,
 Offaxis-Paraboloid als Kollimator und 90° -Umlenkspiegel: $d = 2''$, $f = 1,5''$,
 Glan-Thomson Prismen,
 Offaxis-Paraboloid zum Bündeln in eine Glasfaser ($d = 1 \text{ mm}$), 60° - Umlenkung: $d = 13,6 \text{ mm}$,
 $f = 1''$.

Firma National Instruments mit den Transientenrekorder genannten Wandlermodulen. Von hier können einzelne oder eine beliebige Anzahl gespeicherter Signale abgerufen werden. Während der Datenübertragung kann nicht gemessen werden.

In Abbildung 3-12 wird ein gemessenes mit einem berechneten Signal verglichen. Die dynamische Kompression stimmt gut mit der Simulation überein. Das bedeutet, dass Laserstrahl und Teleskop richtig aufeinander justiert waren. In der planetaren Grenzschicht ist das gemessene Signal stärker als das simulierte. Das liegt am hohen Aerosol-Gehalt dieser Schicht. Bei Messungen mit grünem Licht sind solche Schichten deutlich sichtbar. In einer Höhe von 600 m ist das Signal um 4 Größenordnungen schwächer. Ab hier ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu schlecht, um noch quantitative Auswertungen machen zu können. Treten jedoch Wolken auf, wie hier im Bereich um 11 km, so sind diese deutlich erkennbar.

| | | |
|----------------------------|--|--|
| Laser: | Typ: | Spectra-Physics GCR-4, 30 Hz, SHG ^a & THG ^b |
| | Energie bei 1064,1 nm: | 500 mJ |
| | Energie bei 532,05 nm: | 300 mJ |
| | Energie bei 354,7 nm: | 100 mJ |
| Teleskop klein: | Durchmesser: | 150 mm |
| | Brennweite: | 900 mm |
| | effektive $F_{\#}$ an der Fasereinkopplung: | 3 |
| | Polarisationsfilter: | Glan-Thomson-Prismen |
| Teleskop groß: | Durchmesser: | 600 mm |
| | Brennweite: | 1800 mm |
| Lichtleitfaser: | Durchmesser: | 1 mm, Quarz |
| Detektion: | Infrarot-Kanal 1064,1 nm: | Silizium-Lawinen-Diode von EG&G |
| | sichtbarer Kanal 532,05 nm: | EMI-Sekundärelektronenervielfacher-Röhre |
| | ultravioletter Kanal 354,7 nm: | Hamamatsu H 6780-03 Modul (Abbildung 3-8) |
| | Raman-Kanal 386,65 nm: | - " - |
| Elektronik: | Analog-Digital-Wandler: | 12 Bit, 20, 100 und 500 mV, 20 MHz |
| | Photonenzähler: | 250 MHz, 63 Diskriminatorstufen |
| | Kanäle pro Modul: | 2 PC + 2 ADC Speicher getrennt taktbar |
| Messgrößen: | Rückstreuoeffizient β in $\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$: | bei 1064,1 nm, 532,05 nm und 354,7 nm |
| | Extinktion α in m^{-1} : | bei 386,65 nm |
| | Depolarisation des Laserlichts durch die Atmosphäre für alle Kanäle | |
| Abgeleitete Größen: | Lidar-Verhältnis α/β in sr: | bei 386,65 nm bzw. 354,7 nm |
| | Grenzschichthöhe: | |
| | Aerosol-Charakterisierung nach Aggregatzustand (Depolarisation) und Herkunft (Lidar-Verhältnis): | |
| | Partikelanzahl: | Annahmen über Aerosol notwendig |
| | Aerosol-Größenverteilung: | zur sicheren Bestimmung ist die Extinktion bei mindestens einer weiteren Wellenlänge erforderlich [Böckmann, 2001] |
| | mittlerer Aerosol-Brechungsindex: | |

Tab. 3-5 Eigenschaften des Aerosol-Lidar der Charité-Station.

a. SHG: Second Harmonic Generation

b. THG: Third Harmonic Generation

3.2.2 Spurengas-Lidar

Auf der Charité-Station wird derzeit noch ein weiteres Lidar betrieben. Es ist vor allem zum Nachweis von Spurengasen geeignet. Sie werden mit der Methode der differentiellen Absorption (DAS-Lidar oder DIAL)¹ gemessen. Das Licht für die Messungen wird mit einem Titan:Saphir-Laser erzeugt, der über einen weiten Wellenlängenbereich abstimmbar

ist. Der Laserstrahl und das Sichtfeld des Empfangsteleskops werden über einen gemeinsamen großen Spiegel, die Berta, umgelenkt. Durch sie ist die Blickrichtung des Laser-Fernerkundungsgerätes frei wählbar. Ihr Azimuth- und Elevationswinkel werden durch eine elektronische Steuerung vom Messrechner aus bestimmt. Nun wird auch der Vorteil unseres erhöhten Standpunkts über den Dächern von Berlin deutlich. Wie das umlaufende Licht eines Leuchtturms, nur viel gerichteter, kann das Lidar eine Halbkugel um und über uns abtasten. Selbst horizontale Laserstrahlen sind wegen der Gebäudehöhe keine Gefahr für die Menschen in der Stadt. In Abbildung 3-9 ist die durchschnittliche horizontale Reichweite für Ozon-Konzentrations-Messungen illustriert. Tabelle 3-6 enthält häufig verwendete Elevationswinkel und die mit ihnen erfassten Höhenintervalle unter der Voraussetzung, dass in einem Bereich zwischen 800 und 3000 m entlang des Laserstrahls gemessen werden kann.

3.2.2.1 Der abstimmbare Zwei-Wellenlängen-Festkörperlaser

Der wichtigste Schritt bei der Konstruktion eines Absorptions-Lidar ist die Auswahl bzw. die Entwicklung eines Lasers, der genau die erwünschten Farben hervorbringt. Mindestens zwei von der zu vermessenden Substanz unterschiedlich stark absorbierte Wellenlängen sind erforderlich. Die Spektralbereiche außerhalb des sichtbaren sind eindeutig vorzuziehen, da dort die Intensität der Sonnenstrahlung geringer ist. Das schwächere Hintergrundlicht führt zu einem besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnis und einer größeren Reichweite. Der ultraviolette Spektralbereich ist dem infraroten überlegen, da im UV-Bereich die Rayleigh-Streuung über die Aerosol-Streuung dominiert. Das führt zu stärkeren und gleichmäßigeren Signalen.

Wir verwenden einen Titan:Saphir-Laser mit Blitzlampen. Das ist recht ungewöhnlich, da aus heutiger Sicht stabil laufende Nd:Yag-Laser als optische Pumpe besser geeignet erscheinen. Dennoch ist nach einigem Experimentieren ein stabil laufender, optimal angepasster Laser entstanden, der es ermöglicht, Ozon- und NO_2 -Konzentrationen zu messen. Im Abstimmbereich der dritten Harmonischen der Grundfrequenz liegen noch eine Vielzahl weiterer Absorptionsbanden interessanter Spurengase, deren Konzentration aber zur Zeit - zum Glück für die Umwelt - unterhalb der Nachweisgrenze unseres Verfahrens liegen.

1. DIAL: Differential Absorption Lidar

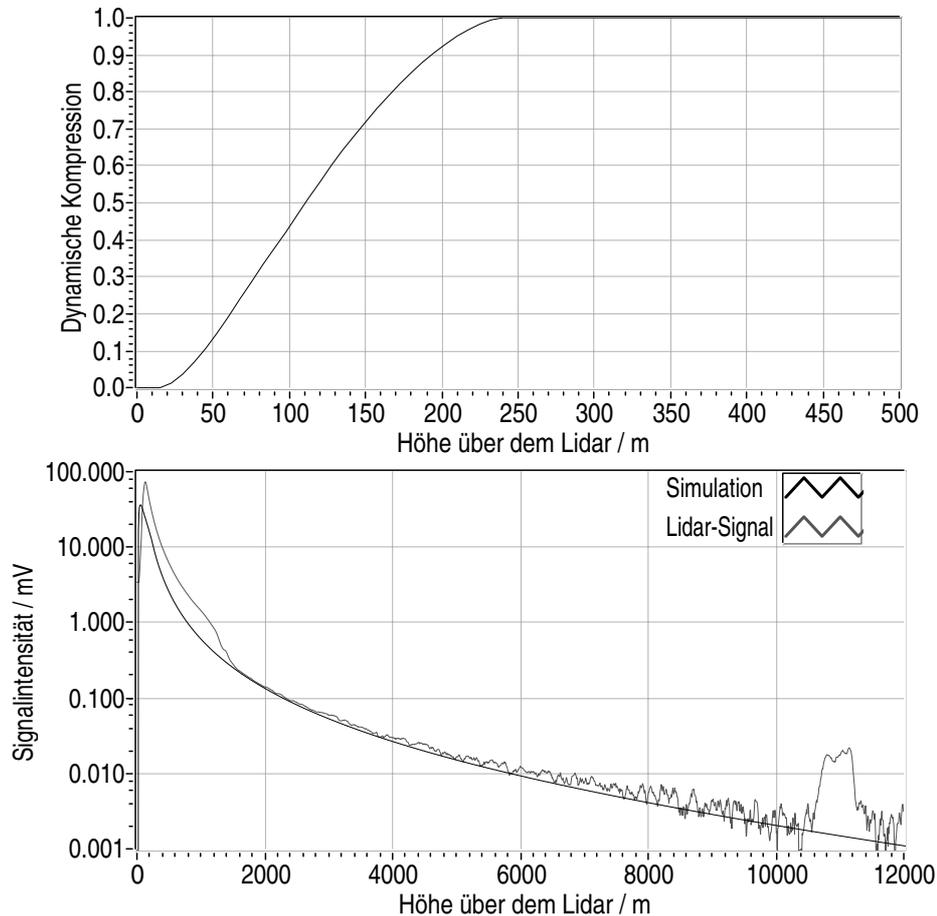


Abb. 3-12 Dynamische Kompression und Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Signal des Aerosol-Lidar der Charité-Station (532 nm, parallel zum Laser polarisiert, 2000 Schüsse gemittelt). Das gemessene Signal ist in der planetaren Grenzschicht und an der Tropopause etwas stärker als das berechnete Signal. Das liegt an der verstärkten Rückstreuung durch Aerosol bzw. Wolkentropfen, die in der Simulation nicht berücksichtigt wurden. Das Signal wurde am Nachmittag des 25.8.1999 gemessen.

| Reichweite / m | Winkel / ° | | | | | | | |
|----------------|------------|-----|-----|-----|------|------|------|--|
| | 0° | 4° | 8° | 15° | 30° | 35° | 90° | |
| 800 m | 100 | 156 | 211 | 307 | 500 | 559 | 900 | |
| 3000 m | 100 | 309 | 518 | 876 | 1600 | 1821 | 3100 | |

Tab. 3-6 Höhenintervalle über dem Boden für die am häufigsten verwendeten Elevationswinkel der Berta unter der Annahme eines auswertbaren Messbereichs zwischen 800 und 3000 m entlang des Laserstrahls.

Die Grundlagen des Titan:Saphir-Lasers wurden in den letzten Jahren ausführlich diskutiert [Hoffstädt, 1995, Kolenda, 1993, Frey, 1997]. Trotzdem blieb seine Anwendung schwierig und ist in entscheidendem Maße vom persönlichen Erfahrungsschatz des Betreibers abhängig.

| | | |
|----------------------------|--|--|
| Laser: | Typ: | Blitzlampen-gepumpter Ti:Al ₂ O ₃ ^a , SHG & THG |
| | Grundwellenlänge: | 760 bis 866 nm; zwischen 120 und 150 mJ |
| | SHG: | 380 bis 433 nm; zwischen 10 und 20 mJ |
| | Energie der THG: | 255 bis 288 nm; zwischen 0,7 und 2 mJ |
| | Kalibration: | McPherson-Gitter-Monochromator mit Diode |
| | Energie-Monitor: | Molelectron-Bolometer |
| | Divergenz: | 3,5 mrad |
| | Durchmesser: | 5 mm |
| Sendeteleskop: | Offaxis-Parabol-Spiegel und achromatische Streulinse | |
| | Linse: | f = -100 |
| | Teleskop-Durchmesser: | 100 mm |
| | Brennweite: | 2000 mm |
| | Aufweitung: | x 20 |
| | Laserdivergenz nach Aufweitung: | 175 µrad, Durchmesser 100 mm |
| Empfangsteleskop: | Durchmesser: | 400 mm |
| | Brennweite: | 1200 mm |
| | Lichtleit-Faser: | 1,5 mm, Quarz |
| | F-Zahl: | 3 |
| | Sichtfeld: | 1,25 mrad |
| Umlenkspiegel: | Beschichtung: | Aluminium enhanced uv |
| | Größe: | 600 mm x 1300 mm |
| | Steuerung: | |
| Detektion: | Tageslichtfilter: | Gitter-Monochromator |
| | spektrale Auflösung: | 4 nm pro 1 mm Eintrittsspalt |
| | NO ₂ -Interferenz-Filter: | CWL ^b : 397,66 ± 0,66 nm, HW ^c = 2 ± 0,5 nm |
| | Detektor: | EMI UV-Sekundärelektronenvervielfacher-Röhre |
| Elektronik: | Analog-Digital-Wandler: | 12 Bit, 20, 100 und 500 mV, 20 MHz |
| | Photonenzähler: | 250 MHz, 63 Diskriminatorstufen |
| | Kanäle: | 2 PC + 2 ADC Speicher getrennt taktbar |
| Messgrößen: | Konzentration: | Ozon, NO ₂ , Toluol, SO ₂ |
| | Rückstreukoeffizient β in m ⁻¹ sr ⁻¹ : | in Spektralbereichen ohne Molekular-Absorption |
| abgeleitete Größen: | Lidar-Verhältnis α/β in sr: | Da gleichzeitig ein Aerosol-Lidar betrieben wird, können die damit gemessenen Aerosoleigenschaften in die DIAL-Auswertung einbezogen werden (siehe DIAL-Klett [Immler, 1999]). |
| | UV:Extinktion in 1/m: | |

Tab. 3-7 Eigenschaften des Spurengas-Lidar auf der Charité.

a. Titan-Saphir

b. Center Wavelength

c. Half Width

Im Laser-Oszillator sorgen drei hintereinander gestellte Prismen für eine Einschränkung des Spektralbereichs des emittierten Lichts auf etwa 1 \AA . Diese Linienbreite gilt allerdings nur pro Schuss. Im Mittel über 1000 Schüsse liegt sie dann bereits bei 1 nm . Mit einem Etalon ließen sich die dafür verantwortlichen Lasermoden einfach unterdrücken, wenn da nicht zu viele Punkte sehr hoher Energiedichte (hotspots) im Strahlprofil wären. Diese bearbeiten jedes Material, mit Ausnahme von Saphir, im Strahlengang des Oszillators, so dass die Oberfläche bald aussieht, als wäre ein Fingerabdruck darauf. Damit schwindet die Ausgangsenergie. Erfreulicherweise funktioniert eine (wenn auch energieverschwenderische) Methode, die Linienbreite der zweiten und vor allem der dritten Harmonischen einzuschränken. Für die Frequenzverdopplung wird ein LBO¹- und für die Verdreifachung ein BBO²-Kristall verwendet. Die Linienbreite ist dann durch den kleinen Phasenanpassungswinkel auf ca. $1,5 \text{ \AA}$ beschränkt. Der Abstimmbereich des Lasers ist durch die Reflektivität der dielektrisch beschichteten Oszillatorspiegel vorgegeben. Durch ihre maximale Reflektivität oberhalb des Maximums der Titan:Saphir-Verstärkungskurve (ca. 760 nm) liegt das Maximum der Ausgangsenergie bei 840 nm . Das ist wichtig, um durch Frequenzverdreifachung den günstigsten Spektralbereich für Ozon- und SO_2 -Messungen zu erreichen.

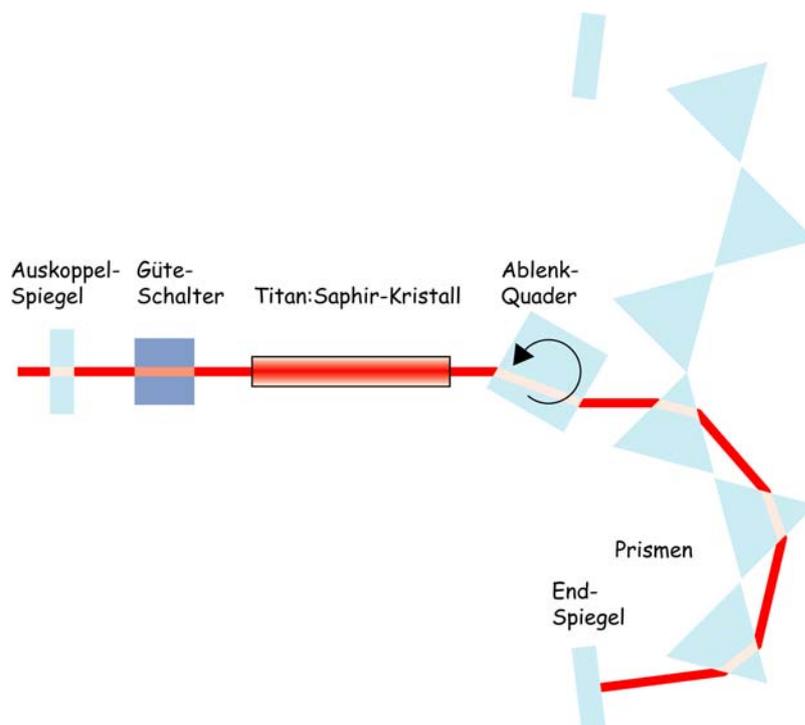


Abb. 3-13 Titan:Saphir-Laser mit Zwei-Wellenlängen-Oszillator

1. Lithium Triborat
2. Beta Barium Borat

Die Hauptarbeit bestand in der Optimierung des Oszillator-Designs. Das wurde dringend notwendig, da zwei der sehr teuren Laserstäbe unbrauchbar geworden waren. Im Inneren hatten sich kleine Bläschen gebildet, die zu starker Streuung führten und so den Kristall irreversibel unbrauchbar machten. Durch eine Anpassung der Krümmung und der Reflektivität des Auskoppelspiegels konnte die Ursache behoben werden. Der Laser-Oszillator ist nun sehr stabil und läuft mit vielen Moden. Das führt zu einem fast rechteckigen Strahlprofil und einer hohen Divergenz von 3,5 mrad, was eigentlich ungünstig für Lidar-Anwendungen ist. Die sichtbarste Veränderung nach dem Re-Design war, dass ein vorher nicht zu unterdrückendes Pre-Lasing nun bei guter Justage der Pockels-Zelle verschwand. Meine Annahme ist, dass durch das Vorab-Lasen kleine Bereiche im Moment des eigentlichen Schusses bevorzugt waren (seeding) und dort die thermische Beanspruchung zu mechanischen Veränderungen (Blasenbildung) führte. Zusätzlich wurde der gesamte Strahlengang im Laser verrohrt und ein elektrischer Schließmechanismus (shutter) im Oszillator angebracht. So kann der Strahlengang erst dann freigegeben werden, wenn alle Teile ihre Betriebstemperatur erreicht haben (etwa 20 min nach dem Einschalten). Die Wellenlänge und die Energie des Lasers werden mit einem Spektrometer und einem Bolometer ständig überwacht. Das hierfür notwendige Licht wird am letzten Umlenkspiegel vor dem Aufweitungsteleskop abgezweigt, der nur blaues und UV-Licht, nicht aber die Grundfarbe des Lasers reflektiert.

Außerdem waren umfangreiche Veränderungen am Laser-Netzteil notwendig, um die elektromagnetischen Abstrahlungen auf ein akzeptables Maß zu reduzieren.

3.2.2.2 Signalempfang und Erfassung

Das Empfangsteleskop besteht aus einem parabolischen Spiegel mit einem Durchmesser von 400 mm und einer Brennweite von 1200 mm. Im Brennpunkt befindet sich eine Quarzfaser mit einem Durchmesser von 1,5 mm. Durch sie wird das Licht über eine Entfernung von 6 m in den Detektionsraum geleitet. Auf diese Weise werden Laser und Detektor räumlich getrennt, um die Störungen durch elektromagnetische Abstrahlung gering zu halten. Im Detektionsraum gelangt das Licht zunächst in einen kleinen Gittermonochromator mit einem sphärischen Konkavgitter ($f = 150$ mm). Die Abbildung und Furchenanzahl des Gitters sind genau so gewählt, dass sich mit der durch den Faserdurchmesser (1,5 mm) gegebenen Eintrittsöffnung eine Auflösung von 6 nm ergibt (Gitterdispersion: 4 nm pro 1 mm Spaltöffnung). Wenn das Gitter staubfrei ist, erreicht man auf diese Weise eine Unterdrück-

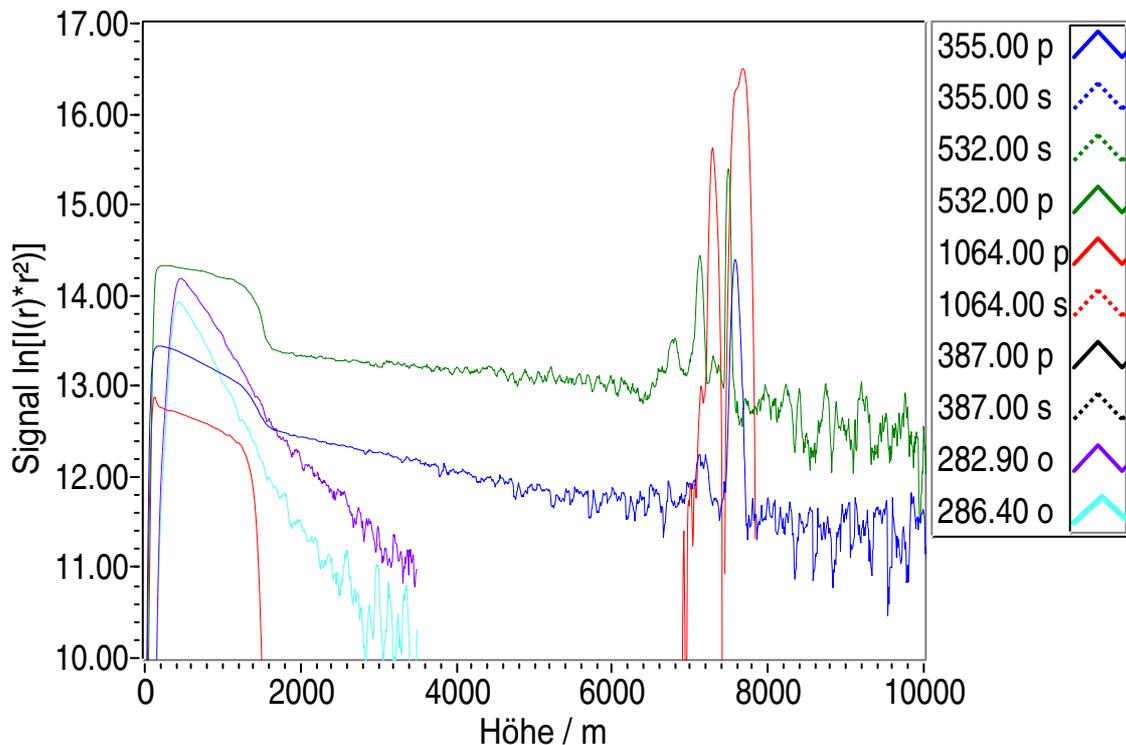


Abb. 3-14 Rückstreusignale des Lidar-Systems der Charité-Station.

kung des Hintergrundlichts um 4 Größenordnungen. Die Transmission durch den Monochromator liegt je nach Polarisation des Lichts zwischen 60 und 40 %. Am Ausgang wird das Licht durch einen UV-sensitiven Sekundärelektronenvervielfacher nachgewiesen. Als Wandler wird das gleiche Modul verwendet, das bereits im Abschnitt über das Aerosol-Lidar beschrieben wurde. Sowohl das stark als auch das schwach absorbierte Signal werden mit nur einem Detektor nachgewiesen und danach mit derselben Elektronik verarbeitet. Erst nach dem Analog-Digital-Wandler werden sie in verschiedene Speicher abgelegt. Durch dieses Konzept werden Fehler vermieden, die durch unterschiedliche Detektor- und Elektronik-Eigenschaften entstehen.

Das Lidar kann wahlweise mit oder ohne den großen, bereits erwähnten Umlenkspiegel namens Berta betrieben werden. Ein großes Problem eines solchen Spiegels ist die schnell schwindende Reflektivität. Eigentlich müsste Berta jedes Jahr neu beschichtet werden. Weil sie so groß und schwer ist, geht das aber nicht. Bei einigen Umlenkwinkeln reflektiert sie gerade noch 10 %. Hier gibt es also ein großes Potenzial für Verbesserungen. Interessant ist der Vergleich zwischen der Form des Signals mit und ohne Spiegel. Nur wenn Teleskopsichtfeld und Laserstrahl völlig parallel sind, haben die Signale mit und ohne Spiegel die

gleiche Form. Der Vergleich dient deshalb als Kontrolle für eine perfekte Alinierung von Sendestrahl und Teleskopsichtfeld.

3.3 Das Kilohertz-Lidar

Ein Projekt der Deutschen Bundesstiftung Umwelt hat es uns finanziell ermöglicht, die Vorteile von Lasern mit der hohen Wiederholrate von einem Kilohertz zu ergründen. Wir begannen 1997 mit dem ehrgeizigen Projekt, die Spurengasmessung durch Anwendung abstimmbarer UV- und IR-Laser zu verbessern. Am Anfang des Projekts stand die Entwicklung der Laser. Diese schwierige Aufgabe sollte an der Universität Kaiserslautern mit neuen OPO¹ gelöst werden, die mit industrietauglichen diodengepumpten Festkörperlasern (DPSS-Laser²) angeregt werden. Nach zwei Jahren Projektlaufzeit stellte sich jedoch heraus, dass der Pump-Laser nicht genügend Energie hat, um mit den OPO die erforderlichen Spezifikationen zu erreichen. Die Kosten für einen stärkeren Laser lagen über dem Budget. Daraufhin wurde beschlossen, Lidar-Messungen direkt mit dem bereits im Projekt vorhandenen Laser zu machen und einen durchstimmbaren UV-Laser auf andere Art zu bauen. Der IR-OPO befindet sich nun zum Ende des Projekts noch immer in Entwicklung. Durch den unerwarteten Projektverlauf haben sich bei den weiteren Arbeiten ganz neue Aspekte für Laser-Fernerkundungsmessungen aufgetan. Durch den zur Verfügung stehenden Laser und eine eigens für hohe Wiederholraten entwickelte Detektionsoptik und -elektronik konnten die Möglichkeiten und Grenzen zeitlich extrem hochauflösender Messreihen erforscht werden.

3.3.1 Vorteile und Grenzen hoher Pulswiederholraten

Weil die Verwendung hoher Pulswiederholraten eine Neuerung auf dem Gebiet der Laser-Fernerkundung darstellt, werden zunächst einige allgemeine Überlegungen über zu erwartende Vorteile und methodische und technische Probleme bei ihrer Nutzbarmachung angestellt.

Die Grenze bei der Erhöhung der Wiederholrate liegt methodisch bedingt bei einigen Kilohertz. Bevor der nächste Puls abgefeuert wird, sollte der vorhergehende bereits genügend Abstand gewonnen haben, damit sein Rückstreusignal sich nicht mit dem des Nachfolgers

1. Optisch-parametrischer Oszillator

2. Diode-Pumped Solid State Laser

überlagert. Bei einem Kilohertz liegt eine Millisekunde zwischen den Schüssen, was einem Abstand von 300 km entspricht. Der Abstand sollte, je nach Design der Detektionsoptik, nicht kleiner als 200 bis 30 km, also 1,5 bis 10 kHz werden.

Weiterhin stellt sich die Frage, welche Prozesse mit einer so hohen Abtastrate beobachtet werden sollen und welche technologischen Vorteile ein solcher Laser bringen könnte. Chemisch bedingte Konzentrationsveränderungen von Spurengasen oberhalb der Nachweisgrenze des DIAL-Verfahrens laufen viel langsamer, in Zeiträumen von Minuten bis Stunden, ab. Hier steht also eher die Verringerung der Nachweisgrenze im Vordergrund. Laser-Fernerkundungsverfahren benötigen mindestens eine Mittlungszeit von einigen Minuten, um Spurengaskonzentrationen zu messen.

Die Turbulenz in der planetaren Grenzschicht erzeugt Wirbel mit Ausdehnungen in der Größenordnung von 10^{-3} bis 10^3 m [Arya, 1988]. Jeder von ihnen kann das Laserlicht auf andere Weise streuen (Aerosol) oder brechen (Temperatur) und somit das Messsignal beeinflussen. Die durchschnittliche Windgeschwindigkeit kann etwa 30 m/s, d. h. 3 cm/ms, erreichen. Das bedeutet, dass die schnellsten Wirbel mit einer Ausdehnung entsprechend dem Durchmesser des Laserstrahls von z. B. 30 cm nur 10 ms brauchen, um ihn zu durchqueren. Hier zeigt sich, dass ein Kilohertz kein schlechter Wert ist, da man diesen Prozess mit 10 Schüssen vermessen könnte. Kleinere Wirbel als der Laserstrahl-Durchmesser werden natürlich keine bedeutende Spur im Signal hinterlassen. Es sollte also prinzipiell möglich sein, die Turbulenz in der planetaren Grenzschicht durch Rückstreuungsmessungen zu studieren.

Einen weiteren Vorteil bietet die hohe Wiederholrate, wenn die Richtung von Laserstrahl und Teleskop-Sichtfeld schnell veränderbar ist. Dann kann die Geschwindigkeit fliegender Objekte durch Korrelation von Signalen bestimmt werden. In erster Linie interessieren uns hier Wolken und Wirbel - aber auch künstliche Objekte wie Flugzeuge oder Raketen lassen sich so beobachten. Es scheint also durchaus lohnenswert, die entsprechende Technik zu entwickeln. Die besten Anwendungen offenbaren sich ohnehin selten durch Nachdenken, sondern im Experiment.

Die technischen Probleme zügeln schon eher die Phantasie. Wie groß muss die Energie eines Einzelpulses sein, damit Unterschiede zwischen den Rückstreusignalen nachweisbar sind? Im Vorfeld der Experimente ließ sich das nur durch Simulation oder Skalierung vorhandener Messungen auf die Ausgangsenergie des Kilohertz-Lasers abschätzen (siehe

Abbildung 3-16). Ein Schuss mit grünem Licht erzeugt im Aerosol-Lidar auf der Charité ein Rückstreusignal mit einem Maximum von ca. 200 mV bei 200 m Entfernung und einer Reichweite von 6 km, gemessen im Messbereich bis 500 mV mit 4096 Digitalisierstufen. Der dort verwendete Laser unterscheidet sich von unserem Kilohertz-Laser um einen Faktor 50 in der Wiederholrate (geringer) und der Ausgangsenergie (höher). Pulslänge (ca. 12 ns) und Durchschnittsleistung (ca. 5 W) sind etwa gleich. Das bedeutet, dass wir mit einem Signalmaximum von 4 mV und bei angepasstem Eingangsverstärker auch mit der gleichen Reichweite rechnen konnten. Trotz dieser Ermutigung mussten wir auf das Experiment warten, um herauszufinden, ob die Streuschwankungen aus dem Rauschen heraustreten.

Daran schließt sich auch schon die nächste Frage an. Wie schnell nacheinander können Signale mit hoher Qualität aufgezeichnet und gespeichert werden? Die Arbeit an diesem Problem machte den größten Teil der elektronischen Entwicklungsarbeit im Projekt aus. Insbesondere mussten Entscheidungen über Abstriche in der Leistungsfähigkeit getroffen werden, da sich nicht alles gleichzeitig optimieren lässt. Wir benutzen nun eine Transferkarte zum Rechner, mit der 60 MB/s übertragen werden können. Die Grenze ist leider bisher die maximale kontinuierliche Transferrate auf die Festplatten von ca. 36 MB/s. Der neu entwickelte Wandler digitalisiert die Werte mit 14 Bit, d. h. in 16384 Stufen und einer Geschwindigkeit von bis zu 60 MHz. Die Genauigkeit der feinen Digitalisierstufen lässt sich aber nur bis etwa 20 MHz ausnutzen. Wie in den Modulen im Lidar auf der Charité können Signale mit einer maximalen Länge von 16.000 Punkten intern addiert und in zwei Speichern pro Kanal zur Abholung bereit gelegt werden. Für das aktuelle Konzept sind vier Kanäle erforderlich. Bei einem Kilohertz Einzelschussmessung, 4 Kanälen, 4000 Messpunkten pro Kanal und 2 Byte Werten ergibt sich eine Übertragungsrate von 32 MB/s. Das ist also gerade noch realisierbar. Noch höhere Abstraten atmosphärischer Prozesse werden aber mit Sicherheit in Zukunft durch schnellere Rechentechnik möglich sein. Die genannten Details sind nur die Spitze des Eisbergs aller Spezifikationen und sollen verdeutlichen, wo derzeit die Grenzen liegen.

Ein weiteres Problem im Vergleich zu herkömmlichen Laser-Fernerkundungsverfahren besteht darin, dass durch die etwa 50 mal häufigeren Messungen mit einem 50stel der Pulsenergie der Kontrast der Laserstrahlung gegenüber dem Tageslicht viel schlechter ausfällt. Die Lösung besteht in einer optimalen Anpassung der optischen Bandpassfilter an die zu erwartende Linienbreite des erwünschten Rückstreusignals. Mit Molekülphysik und Theo-

rien der Aerosol-Streuung muss deshalb genau ausgelotet werden, was zu erwarten ist. Schmale Bandbreiten erfordern dann geringere Toleranzbereiche der Komponenten in der Detektionsoptik.

Um die Vorteile des Kilohertz-Lidar zu nutzen, müssen schnelle atmosphärische Prozesse durch kräftige Signale und langsame Prozesse durch Mittlung über viele Laserschüsse aufgenommen werden. Konzentrationsmessungen von Spurengasen im Sub-ppm-Bereich mit der DIAL-Methode gehören in die Kategorie der langsamen Messungen, für die Messzeiten von einigen Minuten erforderlich sind. Wenn die Fluktuation der einzelnen Schüsse gleichzeitig gemessen wird, können die daraus entstehenden Fehler bei der Mittlung abgeschätzt, verhindert oder korrigiert werden.

Ein weiteres Augenmerk gilt der Robustheit, Sicherheit und Verfügbarkeit der Laser. Diodengepumpte Festkörperlaser scheint im Moment bei industriellen Anwendungen die Zukunft zu gehören. Die Wiederholraten sind leider meist höher als 10 kHz, da erst hier ungepulste Dioden bei gutem Wirkungsgrad verwendet werden können. Außerdem verlangt die Industrie beim Löcherbohren und Belichten nicht nach den kurzen Pulslängen, die für uns notwendig sind. Trotzdem gibt es die Laser, die wir brauchen - z. B. den Starline der Firma Lambda Physik. Von anderen Firmen, wie Cutting-Edge, sind Komponenten zu haben, die wie Bausätze zusammenpassen. Dioden ermöglichen ein gleichmäßigeres und schmalbandiges optisches Pumpen im Vergleich zu Blitzlampen. Dadurch kann das Problem der thermischen Linse, die der Laserkristall bildet, besser optimiert werden. Auf diese Weise erhält man TEM₀₀-Einmoden-Laser mit geringen Pulsenergie- und Richtungschwankungen, dünnen Strahlquerschnitten von ca. 1 mm und somit auch hoher Konversionseffizienz für nichtlineare Prozesse. Die dünnen Strahlen sind auch aufgeweitet noch mit kleinen Optiken übertragbar. Wegen der geringeren Energiedichte ist die Augensicherheit höher und die optischen Elemente haben eine höhere Haltbarkeit.

3.3.2 Das Raman-Aerosol-Ozon-Wasserdampf-Lidar

Für die Klimaforschung und die Modellierung von Chemie und Ausbreitung von Luftschadstoffen stehen langfristige Messreihen der dreidimensionalen Verteilung des Aerosols, des Wasserdampfs und des Ozons derzeit an erster Stelle der Wunschliste. Mit den in diesem Kapitel bereits beschriebenen Techniken ist man zwar bereits in der Lage, die erforderlichen Messungen durchzuführen, der technische Aufwand ist jedoch recht groß, da für jede

Messgröße andere Laser benötigt werden. Hinzu kommen die in Kapitel 2 beschriebenen methodischen Probleme bei der Inversion elastischer Signale und mit dem Aerosol-Rückstreuoeffizienten beim einfachen DIAL-Verfahren.

Eine gleichzeitige Lösung des Laser- und des methodischen Problems kann durch Messung von elastischen und Raman-verschobenen Signalen erreicht werden. Ozon kann wegen seiner geringen Konzentration leider nicht durch sein eigenes Raman-Signal nachgewiesen werden [Sigrist, 1994]. Sein außergewöhnlich breitbandiges Absorptionsspektrum im ultravioletten Spektralbereich ermöglicht jedoch die Messung durch unterschiedlich starke Absorption der in der Atmosphäre durch Raman-Streuung an Sauerstoff und Stickstoff frequenzverschobenen Rückstreusignale. Damit erübrigt sich auch das in § 2.2.3.2 beschriebene methodische Hauptproblem des DIAL-Verfahrens, weil die Rückstreuintensität nun unabhängig von der Aerosol-Streuung ist. Sie ist nur noch von den Raman-Streuquerschnitten, den Konzentrationen von Sauerstoff und Stickstoff, deren Verhältnis bis in große Höhen konstant bleibt, und der Extinktion abhängig. Das Raman-Signal des Wasserdampfs kann direkt zur Bestimmung seiner Konzentration benutzt werden. Für die Bestimmung von Aerosol-Eigenschaften eignen sich elastische und Raman-Signale außerhalb der molekularen Absorptionsbanden.

Eine Kombination der gerade beschriebenen Verfahren ist mit einem einzigen Nd:Yag-Festkörperlaser möglich. Dazu muss gleichzeitig die Grundwellenlänge und deren zweite und vierte Harmonische in die Atmosphäre gesendet werden. Die durch atmosphärischen Stickstoff und Sauerstoff Raman-verschobenen Signale der vierten Harmonischen dienen der Berechnung der Ozon-Konzentration und der UVB-Aerosol-Extinktion. Aus dem Wasserdampf-Raman-Signal wird die Wasserdampf-Konzentration abgeleitet. Die elastischen Signale ergeben die Aerosol-Rückstreuoeffizienten bei drei Wellenlängen und die Aerosol-Depolarisation. Mit einem weiteren Stickstoff-Raman-Kanal im sichtbaren Spektralbereich wird auch dort die Aerosol-Extinktion gemessen.

Ein solches Messsystem wurde mit einem halbleiterdiodengepumpten Nd:Yag-Festkörperlaser mit einer Pulswiederholrate von 1 kHz aufgebaut.

3.3.2.1 Laser und Drei-Wellenlängen-Sendeoptik

Der Laser emittiert Licht in drei verschiedenen Farben mit einer Pulswiederholrate von 1 kHz. Die Grundwellenlänge ist 1064,10 nm mit der für Nd:Yag-Laser typischen Linien-

| | | |
|--------------------------|----------------------------------|--|
| Laser: | Typ: | Lambda Physik Starline Diodengepumpter Nd:Yag mit SHG und FHG |
| | Wellenlängen: | 1064,10 nm, 532,05 nm, 266,03 nm |
| | Pulsenergie: | 8 mJ, 5 mJ, 1 mJ |
| | Pulswiederholrate: | 1 kHz |
| | Strahldurchmesser: | ~1,5 mm |
| Sendeoptik: | Strahlaufweitung: | 10 x Linsenteleskope |
| | Sendespiegel: | 90°-Prisma |
| | Strahldivergenz nach Aufweitung: | 0,7 mrad |
| Empfangsoptik: | Teleskopdurchmesser: | 200 mm |
| | Teleskopbrennweite: | 800 mm |
| | Teleskoptyp: | Dall-Kirkham |
| | Eintrittsblende: | variabel |
| | F-Zahl: | 4 |
| | Empfangskanäle: | 1064,10 nm, 607,33 nm, 532,05 nm und ⊥, 294,67 nm, 283,60 nm, 277,51 nm, 266,03 nm |
| | Tageslichtunterdrückung: | schmalbandige Interferenzfilter |
| | Kanaltrennung: | Spiegel, Polarisationsquader |
| | Messrichtung: | frei wählbar |
| Elektronik: | Analog-Digital-Wandler: | Digitalisiergenauigkeit: 14 Bit (16384 Stufen) Messbereiche: 10, 20, 100 und 500 mV Zeitauflösung: 20 und 40 MHz Ortsauflösung: 7,5 bzw. 3,75 m Einzelschussaufzeichnung bis 1 kHz möglich |
| | Photonenzähler: | Zählrate: 800 MHz Höhenauflösung: 37,5 m |
| | Detektoren: | - Sekundärelektronenvervielfacherröhren von Hamamatsu mit spezieller Stromversorgung von Licel - Lawinen-Photodiode 3 mm von Licel |
| Messgrößen: | Konzentration: | Ozon, Wasserdampf |
| | Aerosol-Rückstreukoeffizient: | 1064,10 nm, 532,05 nm, 266,03 nm |
| | Aerosol-Extinktion: | 607,33 nm, 283,60 nm, 277,51 nm |
| | Aerosol-Depolarisation | |
| Sekundäre Größen: | Aerosol-Größenverteilung | Anzahl, Medianwert und Breitenparameter der Moden |
| | Aerosol-Brechungsindex | |
| | Mischungsschichthöhe | |
| | Energiespektrum der Turbulenz | |
| | ... | |

Tab. 3-8 Eigenschaften des Kilohertz-Aerosol-Ozon-Wasserdampf-Lidar.

breite von ca. 100 GHz (entspricht 0,38 nm). Durch zweifache Frequenzverdopplung werden die zweite und vierte Harmonische der Grundfrequenz erzeugt (532,05 nm, 266,03 nm). Alle Strahlen haben einen Durchmesser von ca. 1,5 mm und werden einzeln durch Linsenteleskope um das 10-fache aufgeweitet. Die Ausgangsdivergenz des Lasers, die je nach Kanal zwischen 0,7 und 3 mrad liegt, verringert sich somit um denselben Faktor und erreicht damit einen guten Bereich. Die Fluktuation der Ausgangsenergie liegt bei allen Kanälen unter 4 %.

Ein Ziel bei der Konstruktion war es, die Messrichtung variabel zu halten, ohne komplizierte oder anfällige Technik verwenden zu müssen. Deshalb ist die Teleskopaufhängung eine drehbar gelagerte Hohlachse. In ihrer Mitte verlaufen alle drei Sendestrahlen wohl aligniert. Ein technisches Problem ergab sich bei der Suche nach einem dielektrisch beschichteten Sendespiegel für die drei weit auseinanderliegenden Laserwellenlängen. Deshalb wird nun ein 90°-Prisma als Sendespiegel verwendet. Eine Kathete des Prismas schließt auch gleichzeitig die Hohlachse nach außen ab, so dass sich Laser und Elektronik in einem völlig geschlossenen Gehäuse befinden. In dieser Anordnung können das Sichtfeld des Teleskops und die drei Laserstrahlen gleichzeitig um eine Achse gedreht werden, ohne dass sich ihre Alinierung verändert.

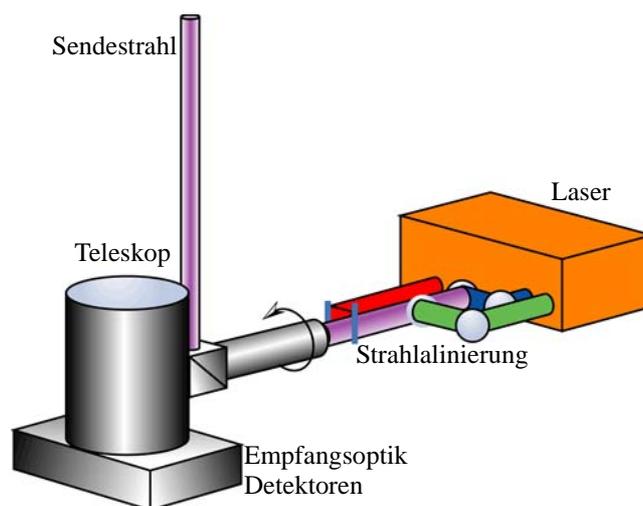


Abb. 3-15 Schema der Sende- und Empfangsoptik.

3.3.2.2 Multispektrale Empfangsoptik

Das Messprinzip beruht darauf, die drei elastisch gestreuten und vier Raman-verschobenen Rückstreusignale gleichzeitig zu erfassen. Dazu müssen die verschiedenen im Rückstreusignal enthaltenen Farben optisch voneinander getrennt werden. Zusätzlich sollen auch ela-

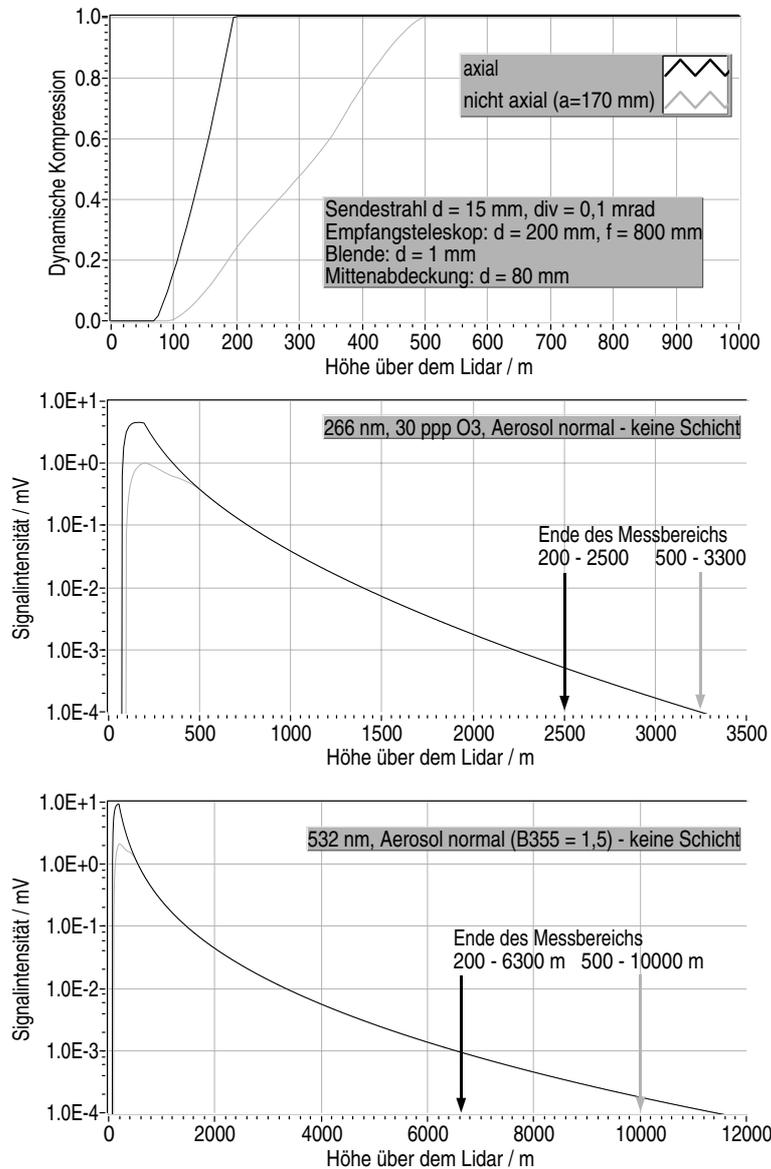


Abb. 3-16 Simulation der Signalform des KiloHertz-Lidar bei den Wellenlängen 266 und 532 nm. Die schwarzen Kurven sind das Ergebnis, wenn axial zum Teleskop gesendet wird, die grauen entsprechen einem Abstand von 170 mm zwischen Laserstrahl- und Teleskopachse.

stische Rückstreusignale mit paralleler und senkrechter Polarisation relativ zur Laserstrahlung voneinander getrennt empfangen werden, um so die Aerosol-Depolarisation zu messen. Insgesamt sind das acht Empfangskanäle.

Das Licht wird, wie in § 3.1.3 beschrieben, mit einem Teleskop empfangen. Bevor es auf den Detektor fällt, müssen das ebenfalls empfangene Hintergrundlicht und die jeweils anderen Rückstreusignale durch Filterung soweit unterdrückt werden, dass die nötige Reichweite erzielt wird, der Detektor durch hohen Dauerstrom nicht übersteuert wird und eine Überlagerung mit anderen Signalen ausgeschlossen ist. Das ist keine einfache Aufgabe, da

die Signalintensitäten sich um bis zu 4 Größenordnungen unterscheiden, und der Signal-zu-Rausch-Abstand gegenüber dem Hintergrundlicht wegen der geringen Pulsenergie des verwendeten Lasers klein ist. An dieser Stelle muss ein Nachteil eines Systems mit hoher Laserpulsrate durch die Empfangsoptik und -elektronik ausgeglichen werden. Deshalb wurden sehr schmalbandige Interferenzfilter eingesetzt. Diese haben natürlich auch sehr geringe Toleranzen gegenüber Winkeländerungen des einfallenden Lichts und Temperaturschwankungen. Außerdem ändert sich die Signalform im Bereich des Signalbeginns einzelner Kanäle unterschiedlich, wenn sich der Strahlengang in der Detektionsoptik nur minimal ändert. Das ist für Messungen in der planetaren Grenzschicht inakzeptabel. Deshalb ist ein temperaturstabiler und robuster mechanischer Aufbau des Teleskops und der daran anschließenden Optik ein sehr wichtiger Bestandteil des Systemdesigns. Das Ziel ist, die Abbildung durch das schwenkbare Teleskop mit angeschlossener Empfangsoptik in allen Positionen und selbst bei einseitiger Erwärmung des Gehäuses soweit konstant zu halten, dass sich die Signalform nicht ändert.

Ein einfaches Newton-Teleskop kommt für einen kompakten und stabilen Aufbau nicht infrage, da es einen relativ langen und damit temperaturempfindlichen Körper hat und die direkt angekoppelte umfangreiche Optik es unsymmetrisch an einer Seite belasten würde. Nach Ray-Tracing-Simulationen und Diskussionen mit Optik-Herstellern fiel die Wahl auf ein Dall-Kirkham-Teleskop. Es verbindet auf ideale Weise Kompaktheit, einfache Justierbarkeit, hohe Toleranzen bei gleichzeitig geringen Abbildungsfehlern und einen günstigen Preis. Letzteres ist wichtig, da kurzbrennweitige Teleskope mit symmetrischer Auskoppelung durch den Hauptspiegel nicht kommerziell erhältlich sind und somit eine Sonderanfertigung nötig ist. Sie sind für Astronomen von geringem Interesse und schwer herstellbar, da der Hauptspiegel stark gekrümmt sein muss. Abbildung 3-16 zeigt die Ergebnisse einer Simulation der Funktion der geometrischen Kompression und die resultierenden Rückstreuungssignale für die sichtbare und infrarote Laserstrahlung. Das Teleskop hat einen 200-mm-Hauptspiegel, einen 80-mm-Sekundärspiegel und eine effektive Brennweite von 800 mm.

3.3.2.3 Signalaufnahme

Die 8 Rückstreuungssignale werden mit 7 Sekundärelektronenvervielfachern und einer Photodiode empfangen. Um die verschiedenen starken Signale mit der jeweils bestmöglichen Zeitauflösung bei sehr gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis digital im Rechner zu verarbeiten,

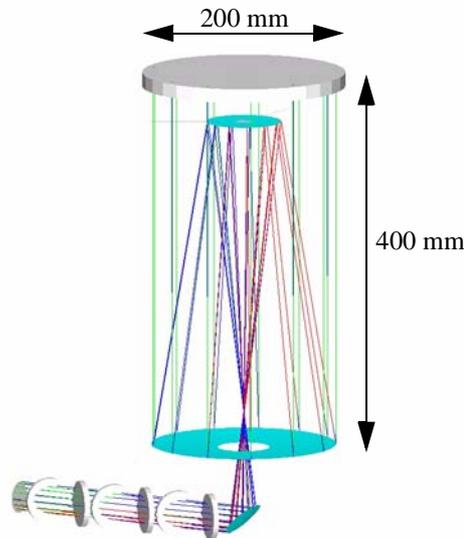


Abb. 3-17 Konstruktionszeichnung des Dall-Kirkham Teleskops, erstellt mit dem Optik-Design-Programm Zemax. Durch Spiegelverschiebungen und -verkippen und Veränderungen der Optik gegenüber den gegebenen Spezifikationen wurden die entsprechenden Veränderungen der Abbildung des Laserstrahls auf den Detektor bestimmt und die möglichen Toleranzen der optischen Komponenten und Halterungen festgelegt.

war die Entwicklung einer neuen Wandler-Elektronik erforderlich. Im Fall der elastisch gestreuten Signale reichen Einzelschussaufnahmen, um ein Signal zu messen, wohingegen bei Raman-Signalen über viele Schüsse addiert werden muss.

Zur Wandlung der elastischen Rückstreusignale wurde gemeinsam mit der Firma IRAS GmbH ein neuer „Transientenrekorder“, ein hochauflösender Analog-Digital-Wandler zur Aufnahme von Zeitsignalen, entwickelt. Das Hauptziel der Neuentwicklung war, Einzelschüsse mit einer Wiederholrate von bis zu 1 kHz aufzunehmen und gleichzeitig die sonstigen Parameter der bisher vorhandenen Geräte zu verbessern. Als Schranke für die Geschwindigkeit der Signalaufnahme stellten sich letztendlich die internen Datenübertragungsraten der Rechner heraus. Deshalb musste ein Kompromiss zwischen der Anzahl der Kanäle, der Anzahl der Datenpunkte pro Kanal (Reichweite) und der digitalen Auflösung des Wandlers gefunden werden. Das Gerät hat nun 4 Kanäle, die sich um weitere 4 ergänzen lassen, eine Reichweite von bis zu 16 000 (16 k) Punkten bei einem Punktabstand von wahlweise 20 oder 40 MHz (7,5 bzw. 3,75 m) und einer Digitalisiergenauigkeit von 14 bit (16384 Stufen). Für verschiedene Eingangsspannungen kann man zwischen 4 Messbereichen (10, 20, 100, 500 mV) wählen. Jedes Wandlermodul verfügt über einen Signalprozessor, der synchron zur Datenaufnahme in einem Zeitfenster arbeitet, in dem nicht mit Rückstreusignalen zu rechnen ist. Hier können einfache Vorauswertungen, wie z. B. Addi-

tion von Signalen, durchgeführt werden. Außerdem erlaubt eine besondere Logik, Signale durch verschiedene Trigger zu markieren und so im Rechner unterschiedlich zu behandeln. Das ist wichtig, wenn alternierende Signale mit einem Detektor aufgezeichnet werden sollen, was z. B. bei DIAL-Messungen mit einem Zwei-Wellenlängen-Oszillator günstig ist. Im Moment ist dieses Gerät einzigartig und stellt einen großen Fortschritt auf dem Weg zu genaueren Messungen dar.

Für die Weiterverarbeitung von Signalen nach der Wandlung gibt es zwei Ansätze. Zum einen kann ein digitaler Signalprozessor verwendet werden. Die Programmierung erfordert jedoch Spezialkenntnisse, deren Nutzen für einen Wissenschaftler nur von geringer Dauer sind, da die Entwicklung auf diesem Gebiet sehr rasant voranschreitet. Werden solche Rechenmaschinen im Wandlermodul integriert, kann es ausserdem leicht zu Messfehlern im Wandler durch minimale, zum Signal asynchrone, Pegelveränderungen kommen. Bei 1 kHz Wiederholrate der Signalaufzeichnung bleibt aber wenig Zeit zur Auswertung mit einem synchron arbeitenden Prozessor. Eine andere Möglichkeit ist die Auswertung in einem normalen PC. Die derzeitige Geschwindigkeit erlaubt es gerade so, diesen Weg zu gehen. Es ist aber mit entscheidenden Geschwindigkeitssteigerungen bei kommerziellen Rechnern in naher Zukunft zu rechnen. Der Hauptvorteil dieses Konzepts ist die Variabilität bei der Wahl der Programmiersprache. Für die komplizierten Auswertungsroutinen können vorhandene Bibliotheken eingebunden und in der bevorzugten Sprache gearbeitet werden. Deshalb wurde in das Wandlermodul nur ein frei programmierbarer Logikbaustein für einfache Rechenaufgaben wie Additionen integriert. Die Signale gelangen dann direkt in den Hauptspeicher eines PC oder auf dessen Festplatte.

Die Raman-Signale werden mit einer Photonenzählkarte aufgenommen. Pulsbreitemessungen der Einzelphotonensignale haben ergeben, dass mindestens eine Zählrate von 500 MHz nötig ist, um die Totzeit niedrig zu halten. Mit vorhandenen Lösungen stößt man auch bei diesem Messprinzip an die Grenzen des Machbaren bei einer Laserpuls-Wiederholrate von 1 kHz. Eine eigene Entwicklung ist bisher noch nicht abgeschlossen. Deshalb wird im System eine Karte verwendet, die mit einer Zählrate von 800 MHz arbeitet, die gezählten Ereignisse aus einem minimalen Zeitintervall von 250 ns jedoch zusammenfasst. Hinzu kommt noch eine Totzeit zum Speichern der Punkte von 50 ns. Damit erreicht man eine Ortsauflösung von 45 m bei Rückstremessungen. Außerdem ist es möglich, über viele Signale zu mitteln, bevor das Ergebnis in den Rechner übertragen wird. Mit diesem Kon-

zept wird die Datenrate auch bei einer Wiederholrate von 1 kHz ausreichend reduziert, so dass der Rechner nicht unnötig belastet wird. Ohnehin sind Mittlungszeiten von einigen Minuten nötig, um auf die erforderliche Reichweite zur Untersuchung der planetaren Grenzschicht zu kommen.

Das vorgestellte und angewendete Konzept gestattet es, alle Signale mit ausreichender Intensität mit der Wiederholrate des Lasers (1 kHz) aufzunehmen. Dadurch lassen sich die Vorzüge der neuen Lasertechnik voll für die Fernerkundung ausnutzen. Gleichzeitig wird die Datenrate des Photonenzählsystems so weit gesenkt, dass die vorhandene Rechentechnik trotz der verwendeten Zählrate von 800 MHz nicht überfordert wird.

3.3.3 Das 1-kHz-Absorptions-Lidar

Die UV-Raman-Rückstreusignale der Sauerstoff- und Stickstoffmoleküle gestatten die Messung der Ozon-Konzentration mit einer eleganten Methode, da Aerosol-Rückstreuung als Fehlerquelle ausgeschlossen wird. Andere Spurengase haben jedoch wesentlich schmalere Absorptionslinien als Ozon, so dass es nicht ohne weiteres möglich ist, diese durch Raman-Verschiebung von Laserlinien durch die Atmosphäre zu treffen. Ursprünglich war die Entwicklung eines UV-OPO Lasers mit einem weiten Abstimmbereich geplant, um weitere relevante Spurengase der planetaren Grenzschicht mit dem neu entwickelten Laser-Fernerkundungssystem detektieren zu können. Dieses Vorhaben wurde jedoch nicht realisiert. Stattdessen wird nun ein Laserkristall verwendet, der ein Emissionsspektrum im Bereich zwischen 285 und 315 nm hat. Damit können Konzentrationen von Spurengasen mit Absorptionslinien in diesem Bereich mit der DIAL-Methode gemessen werden. Eine besondere technische Herausforderung bei der Entwicklung war die Wellenlängenumschaltung zwischen zwei Laserschüssen bei einer Pulswiederholrate von 1 kHz. Der Laser ist insgesamt so klein, dass er in den Strahlengang der FHG (266 nm) des bereits beschriebenen Systems eingesetzt werden kann. Dann wird statt der FHG ein zwischen zwei Wellenlängen alternierender Laserstrahl gesendet.

3.3.3.1 Der Ce:LiCaF-Ultraviolett-Festkörperlaser

Anfang der 90er Jahre wurden die ersten Berichte über erfolgreiche Versuche mit einem neuartigen Lasermaterial mit einem Emissionsspektrum im ultravioletten Spektralbereich veröffentlicht [Dubinskii et al., 1993, Marshall et al., 1994, Castillo und Quarles, 1995]. Die Emission beruht auf elektronischen Übergängen zwischen 5d- und 4f-Niveaus des Cerium-

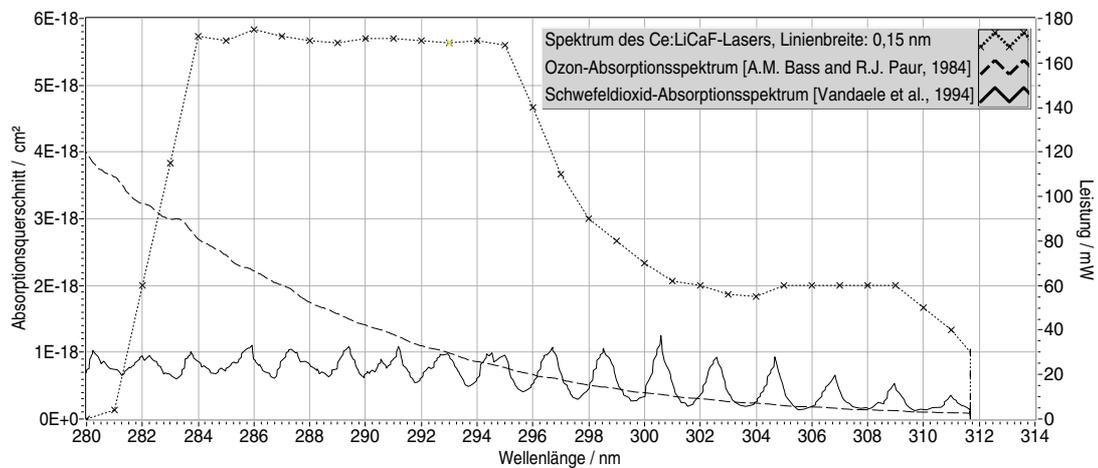


Abb. 3-18 Emissionsspektrum des Ce:LiCaF-Lasers mit Ozon- und Schwefeldioxid-Absorptionsspektrum [Bass und Paur, 1984, Vandaele et al., 1994].

ions Ce^{3+} , welches in Colquiriit-Kristalle eingelagert ist. Colquiriite haben eine trigonal-ditrigonal pyramidale Struktur. Bisher wurden Verbindungen mit den chemischen Formeln LiCaAlF_6 , $\text{LiSr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{F}_6$ und LiSrAlF_6 als Grundkristall für Lasermaterialien verwendet. Als Kurzform für die Namen haben sich die Bezeichnungen Ce:LiCaF und Ce:LiSAF eingebürgert. Der Emissionsbereich liegt bei $0,3 \mu\text{m}$. Als optische Pumpquelle kann die vierte Harmonische der Nd:Yag-Laser-Grundwellenlänge verwendet werden. Damit ist es möglich, kompakte Festkörperlaser für den in der Spektroskopie der Atmosphäre sehr interessanten Bereich um $0,3 \mu\text{m}$ zu bauen. Ein Bericht über erste DIAL-Messungen wurde Mitte der 90er Jahre veröffentlicht [Rambaldi et al., 1995].

Das Haupthindernis für eine schnelle Verbreitung des Lasermaterials waren anfängliche Probleme mit Solarisationseffekten, die zu einer Verminderung der Ausgangsenergie führen. Nachdem viel Geld in die Entwicklung der Kristallzüchtung investiert wurde, verbesserte sich die Lage etwas. Die hohe Pulswiederholrate des verwendeten Pumplasers von 1 kHz ermöglicht nun die Verwendung relativ kleiner Kristalle, welche einfacher in sehr guter Qualität herstellbar sind. Trotz niedriger Pulsenergie bleibt die Durchschnittsleistung die gleiche.

Mit Ce^{3+} -dotierten Colquiriite-Kristallen wurden die höchsten jemals gemessenen Wirkungsgrade bei Festkörperlaser-Materialien von 21 bis 29 % erreicht. Der Wirkungsgrad ist dabei stark von der Polarisation des Pumpstrahls abhängig und ist nur für parallel zur optischen Kristallachse polarisierte Strahlung erreichbar. Wenn als Pumpquelle Laserpulse mit einer Dauer von 10 ns und weniger verwendet werden, muss ein kurzer Laseroszillator ver-

wendet werden, um zu garantieren, dass die Photonen der gewünschten Energie ausreichend viele Oszillatordurchläufe zurücklegen können, um die Laserschwelle zu überschreiten. Der Grund liegt in der kurzen Zeit zwischen Pumpimpuls und dem Erreichen der maximalen Emissionsintensität von nur 12 ns.

Das technische Hauptproblem ist die Umschaltung zwischen zwei Wellenlängen innerhalb des Laser-Emissionsspektrums im Rhythmus von 1 kHz. Nach Abwägung verschiedener optischer und mechanischer Lösungen fiel die Wahl auf einen Laserscanner, der den Endspiegel entsprechend schnell und präzise zwischen zwei Winkelpositionen hinundherschalten kann.

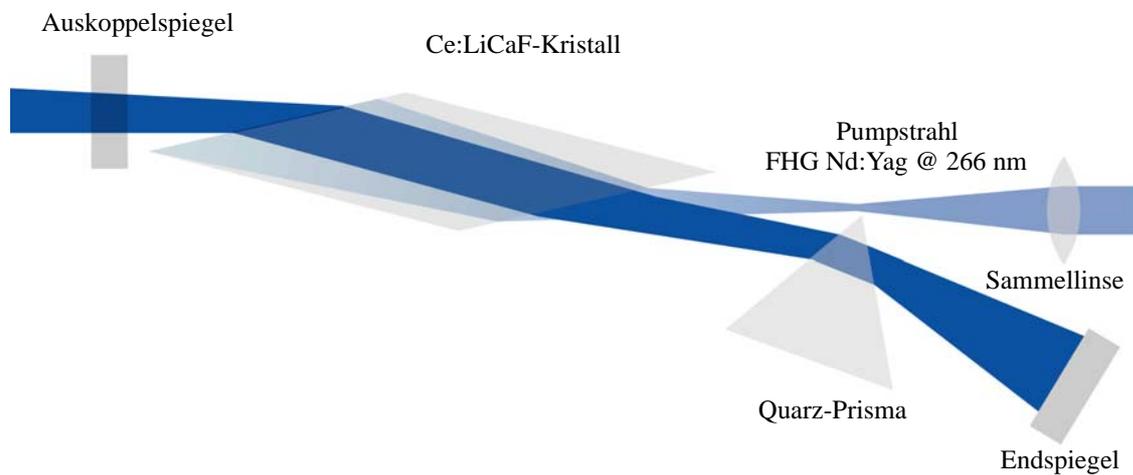


Abb. 3-19 Der Ce:LiCaF-Laser wird durch schnelles Kippen des Endspiegels zwischen zwei Wellenlängen innerhalb seines Abstimmbereichs hinundherschaltet.

3.4 Ergänzende und Vergleichs-Messungen

Während der zweiwöchigen OLAK¹-Kampagne in Berlin wurden Ozonmessungen von drei mobilen und dem fest installierten Lidar auf der Charité mit Messungen vom Flugzeug und vom Fesselballon verglichen [Weitkamp et al., 2001]. Außerdem wurde mit allen auf den fliegenden Messplattformen zur Verfügung stehenden Geräten ein Datensatz zur Charakterisierung des Aerosols gewonnen. Da die ballon- und flugzeuggestützt gemessenen Ozonwerte als Referenz für die Lidar-Systeme gedacht sind, waren sorgfältige Qualitätssicherungsmaßnahmen erforderlich, die sich in vier Teilbereiche gliedern lassen:

- Rückführbarkeit auf anerkannte Referenzstandards,
- regelmäßige Kalibrationen der Sonden und Dokumentation der Ergebnisse,

1. Ozon-Lidar-Aerosol-Korrektur

- Plausibilitätsprüfung durch Vergleich der Messsysteme Flugzeug und Fesselballon,
- Angabe von Messunsicherheiten für die Messung selbst und für die Repräsentativität.

Die O₃-Messungen sind auf den EMPA¹-Standard rückführbar. Durch den Bezug beider Messsysteme, Flugzeug und Fesselballon, ist gleichzeitig die Harmonisierung der Daten gewährleistet. Als Transferstandard für die zusätzlichen NO₂-Messungen dient ein Gasphasentitrationssystem, das ein Prüfgas mit konstantem Gehalt an NO₂ liefert. Der exakte Gehalt wurde mit Hilfe der nasschemischen Saltzmann-Methode bestimmt.

Die Zweipunkt-Kalibrationen erfolgten regelmäßig etwa alle 2 Stunden. Durch die so erhaltenen Nullpunkte und Empfindlichkeiten konnte das Verhalten der Messsonden auch bei der nachfolgenden Auswertung beurteilt werden. In seltenen Fällen wurden Messungen verworfen, wenn der Zustand der Sonden zweifelhaft erschien. Messungen während der Kernmesszeiten waren davon nicht betroffen.

Durch Vergleich der Messergebnisse des Flugzeugs und des Ballons wurde überprüft, ob die Harmonisierung der Referenzstandards auch zu einer Harmonisierung der Messsysteme geführt hat. Dazu wurden Situationen aus dem Messbetrieb ausgewählt, bei denen aufgrund der Austauschbedingungen (gute atmosphärische Vermischung) und der räumlichen Annäherung der beiden Systeme möglichst vergleichbare Bedingungen vorlagen.

3.4.1 Fesselballonsystem

Die meteorologischen Größen werden mit einer kommerziell erhältlichen Sonde der Firma AIR Boulder Co. vom Typ TS-3A-SP gemessen. Diese Sonde erfasst Luftdruck, Trocken-temperatur, Feuchttemperatur, Windrichtung und Windgeschwindigkeit. Aus diesen Größen werden wiederum der Wassergehalt in g/kg bzw. die relative Feuchte und die Höhe über Grund berechnet (barometrische Höhenformel).

1. Ozon wird mit der kommerziell erhältlichen Ozonsonde der Firma GFAS, Typ OS-B-2, gemessen. Dieser Sondentyp wurde speziell für ballongetragene Ozonvertikalprofile entwickelt. Er zeichnet sich durch geringes Gewicht und sehr kurze Einstellzeiten aus [Schurath et al., 1991]. Das Messverfahren beruht auf einer Chemilumineszenzreaktion von Ozon mit der Oberfläche beschichteter Metallplättchen. Die Probenluft wird mit einem Gebläse mit großem Volumenstrom von 100 l/min an dem Metallplättchen vorbei-

1. Eidgenössische Materialprüfungs- und Forschungsanstalt

| Messgröße | Unsicherheit |
|-----------------------------------|--------------|
| Temperaturen (trocken und feucht) | +/- 0,5 °C |
| Feuchtebestimmung | +/- 3% |
| Luftdruck | +/- 1 hPa |
| Windgeschwindigkeit | +/- 0,25 m/s |
| Windrichtung | +/- 5° |

Tab. 3-9 Messung meteorologischer Größen auf dem Fesselballon und deren Unsicherheit.

geführt. Die Reaktion ist spezifisch für Ozon. Andere oxidierende Spurengase wie NO_2 , H_2O_2 oder PAN¹ erzeugen keine Chemilumineszenz. Das Lichtsignal wird von einem Sekundärelektronenvervielfacher erfasst und verstärkt. Es handelt sich um ein relatives Messverfahren, bei dem ein linearer Zusammenhang zwischen Ozon-Konzentration und Ausgangssignal im Bereich von 0 - 250 ppb gegeben ist.

- Stickstoffdioxid wurde mit einer von der Firma Scintrex entwickelten Sonde für troposphärische Ballonmessungen bestimmt [Pisano et al., 1997]. Die Messung beruht auf dem Luminol-Verfahren. Querempfindlichkeiten des Verfahrens sind für PAN und für O_3 bekannt. Die O_3 -Querempfindlichkeit wurde durch einen der Sonde vorgeschalteten O_3 -Scrubber beseitigt. Die PAN-Querempfindlichkeit muss hingenommen werden. Während der Messungen für OLAK wurden hohe NO_2 -Werte allerdings ausschließlich zu Tageszeiten beobachtet, zu denen nicht mit hohen PAN-Konzentrationen zu rechnen ist (abends, nachts und am frühen Morgen). Das Signal der Sonde ist im Bereich zwischen 2,8 und 80 ppb linear zur NO_2 -Konzentration. Größere Konzentrationen als 80 ppb treten bei OLAK nicht auf.
- Zur Messung von Aerosol kommt ein Gerät der Firma Grimm, Modell 1.105, zum Einsatz [Grimm, 1996]. Es handelt sich um ein tragbares Gerät, dessen eigentlicher Haupteinsatzbereich Messungen in Innenräumen und an Arbeitsplätzen sind. Es liefert Messwerte für die Teilchenanzahl pro Liter Luft in acht Größenklassen oder für die Aerosolmasse in $\mu\text{g}/\text{m}^3$. Das Messprinzip beruht auf einem Streulichtphotometer, das einen Halbleiter-Laser als Lichtquelle hat. Der Probenluftstrom wird durch die Messkammer geführt, die vom Laserstrahl durchquert wird. Wenn Partikel den Laserstrahl queren, geben sie einen Lichtimpuls ab. Das 90°-Streulicht wird mit einem Öffnungs-

1. Peroxyacetylnitrat

winkel von 60° über einen Spiegel auf eine Empfängerdiode gelenkt. Das Signal der Diode wird nach einer entsprechenden Verstärkung in Größenklassen klassifiziert. Der Zusammenhang zwischen Signalhöhe und Partikelgröße wird werkseitig durch Kalibration mit Prüfaerosolen bestimmt. Aus der Größenverteilung kann unter Annahme einer mittleren Dichte des Aerosols die Aerosolmasse berechnet werden. Der genaue Algorithmus dieser Berechnung wird vom Hersteller nicht weitergegeben. Beim Einsatz im Rahmen von OLAK wurde das Gerät im Zählmodus betrieben. Die räumliche Auflösung der Messpunkte ist je nach Steiggeschwindigkeit des Ballons 50 - 100 m. Die Klassengrenzen für die Größenfraktionen betragen $0,75 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$, $2 \mu\text{m}$, $3,5 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$, $7,5 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ und $15 \mu\text{m}$. Partikel der größeren Fraktionen, speziell Partikel $> 15 \mu\text{m}$ und $> 10 \mu\text{m}$ werden nur insoweit erfasst wie diese Partikel überhaupt durch das Ansaugsystem in die Messkammer des Geräts gelangen. Infolge ihrer Trägheit sind grobe Partikel nicht immer in der Lage, der Strömungsführung der Luftansaugung eines Messsystems zu folgen. Speziell dann, wenn die Luftansaugung im Wind steht, hat jede Ansaugung eine gewisse Abscheidecharakteristik. Diese Problematik besteht bei allen Messverfahren für Partikel. Je kleiner die Partikel sind, desto eher bewegen sie sich wie das Trägergas. Die Partikelgesamtzahl wird mit dem Gerät recht genau bestimmt, da der Luftvolumenstrom auf $1,2 \text{ l/min}$ geregelt ist. Dass einige der groben Partikel eventuell nicht durch das Ansaugsystem gelangen, ist bei der Anzahlbestimmung (nicht bei der Massenbestimmung) ohne Belang, da deren Anzahl im Vergleich zu den feinen Partikeln sehr gering ist.

3.4.2 Flugzeugmessungen

Alle Flüge wurden mit dem Flugzeug D-EAFU, Typ Cessna 207 T, des Instituts für Welt- raumwissenschaften der Freien Universität Berlin durchgeführt. Die Wahl fiel auf dieses Flugzeug, weil es für derartige Messeinsätze speziell ausgerüstet ist. So besitzt es eine Reihe von Öffnungen, die zum Anbringen von Ansaugleitungen und Sensoren geeignet sind. Zum anderen ist die Infrastruktur zum Betrieb von Messgeräten während des Fluges vollständig vorhanden.

Der Standort des Flugzeugs ist der Flughafen Tempelhof in Berlin. Das Messkonzept sah vor, von dort auf kürzestem Weg das Messgebiet (Polizeipräsidium Kruppstraße/Charité) anzufliegen, dort ab einer Höhe von 650 m über Grund bis etwa 3000 m aufzusteigen und anschließend wieder zur Ausgangshöhe zurückzukehren. Die Steig- und Sinkgeschwindig-

keit sollte dabei etwa 50 bis 100 ft/min betragen. Der zu fliegende Kurvenradius wurde auf ca. 1 km begrenzt. Dadurch sollte sichergestellt werden, daß der horizontale Abstand der Messsysteme nicht mehr als 3 km betrug. Bei diesen Flugdaten war ein Überlappungsbe- reich zwischen Ballon und Flugzeug von etwa 200 m gewährleistet.

Durch Auflagen der Flugsicherung war dieses Konzept nicht in allen Fällen zu realisieren. So ergaben sich Flüge, bei denen kein direkter Anschluss der Messwerte zwischen Ballon und Flugzeug gegeben war. Auch mussten in einigen Fällen für den Anflug bzw. den Abflug zum bzw. vom Messgebiet größere horizontale Umwege in Kauf genommen wer- den. In diesen Fällen wurde überprüft, inwieweit die mit dem Flugzeug gemessenen Ozon- daten aus größerer horizontaler Entfernung noch für den Vergleich herangezogen werden konnten.

Während der Messflüge wurde die Position des Flugzeugs durch GPS-Geräte (Hersteller Garmin) kontinuierlich aufgezeichnet. Infolge eines Senderausfalls liegen vom 22.08. keine GPS-Daten vor.

| Messgröße | Maßeinheit | Anmerkungen |
|--------------------------------|--------------------------|---|
| Höhe | m | Höhe über Grund |
| Zeit | | |
| Ozon-Konzentration | ppB, μgm^{-3} | |
| geographische Breite und Länge | | |
| Temperatur | $^{\circ}\text{C}$ | |
| Luftdruck | hPa | |
| Taupunkt | $^{\circ}\text{C}$ | |
| Streukoeffizient | | Streukoeffizient: Streuwinkel: 7 bis 170° |
| Rückstreukoeffizient | | Rückstreukoeffizient: Streuwinkel: 90 bis 170° |
| Partikelzähler | Partikel/l | Größenklassen: $>0.3 \mu\text{m}$, $>0.4 \mu\text{m}$, $>0.5 \mu\text{m}$, $>0.65 \mu\text{m}$, $>0.8 \mu\text{m}$, $>1.0 \mu\text{m}$, $>1.6 \mu\text{m}$, $>2.0 \mu\text{m}$, $>3.0 \mu\text{m}$, $>4.0 \mu\text{m}$, $>5.0 \mu\text{m}$, $>7.5 \mu\text{m}$, $>10.0 \mu\text{m}$, $>15.0 \mu\text{m}$, $>20.0 \mu\text{m}$ |
| Kondensationskeimzähler | cm^{-3} | |

Tab. 3-10 Zusammenfassung aller vom Flugzeug erfassten Messgrößen.

1. Das Ozon wird mit einem UV-Photometer gemessen. Dieses Gerät ist speziell für Flug- zeugeinsätze entwickelt worden. Hersteller ist das Paul-Scherer-Institut (PSI) in Zürich. Das Photometer arbeitet mit einer Absorptionsweglänge von 35 cm. Es wurde für die

hier beschriebenen Einsätze zusätzlich modifiziert. Es besitzt eine Küvette, die abwechselnd mit ozonhaltiger bzw. ozonfreier Luft gespült wird. Umgeschaltet zwischen ozonhaltiger und ozonfreier Luft wird alle zwei Sekunden. Das resultierende Signal der Photodiode ist ein etwa sinusförmiges Signal, dessen Amplitude proportional zur Ozon-Konzentration ist. Bei der Berechnung der Ozon-Konzentration werden Druck und Temperatur der Messzelle berücksichtigt. Die Berechnung erfolgt sofort innerhalb der Datenerfassungseinheit.

2. Temperatur und Feuchte: Bei allen Flügen wurde ein Taupunktspiegel vom Typ TP3-ST (Hersteller Meteolabor AG), eingesetzt. Dieses Gerät liefert Lufttemperatur und Taupunkttemperatur in °C. Als Messfühler dienen Thermoelemente aus Cu-Konstantan. Die Kühlung des Taupunktspiegels erfolgt über ein Peltier-Element. Die zeitliche Auflösung der Messungen beträgt 2 s. Das Gerät wird regelmäßig beim Hersteller kalibriert. Die letzte Kalibration wurde im Juli 1999 vorgenommen. Während die Messungen des Taupunkts für alle Flüge vorliegen, wurde die Lufttemperatur nur für einige Flüge aufgezeichnet.
3. Der Luftdruck wird mit einem Halbleiter-Druckaufnehmer, Typ XT (Hersteller Data Instruments), gemessen. Der Messbereich beträgt 0 - 15 psi. Die letzte Kalibration vor OLAK wurde im Juni 1999 im Kalibrierlabor des IFU¹ durchgeführt. Diese Druckmessung wird zur Berechnung der Flughöhe über Grund benutzt. Die Höhe des Flugplatzes Tempelhof wird dabei als Bezugshöhe genommen.

Mit dem Ziel, Hilfsgrößen für die Beurteilung des Einflusses von Aerosolpartikeln auf die Ozon-Lidarmessung bereitzustellen, wurden drei verschiedene Aerosol-Messgeräte an Bord des Flugzeugs eingesetzt:

4. Mit dem Kondensationskernzähler, Typ 3010 CPC (Hersteller TSI), wird die Partikelkonzentration für alle Aerosolpartikel mit einem Radius $> 0.01 \mu\text{m}$ erfasst. Um sie messen zu können, wird der die Partikel enthaltende Luftstrom durch eine mit Butanol übersättigte Kammer geleitet. Durch Kondensation des Butanol auf der Partikeloberfläche wachsen diese soweit an, dass sie optisch nachgewiesen werden können. Die Messung erfolgt durch Zählung der Butanoltröpfchen beim Durchgang durch ein mit einem Halbleiter-Laser beleuchtetes Volumen.

1. Fraunhofer Institut für Atmosphärische Umweltforschung

5. Zur Erfassung der Aerosolgrößenverteilung für die Partikel $> 0.45 \mu\text{m}$ wird ein Grimmzähler vom Typ 1.108 eingesetzt. Das Funktionsprinzip entspricht dem oben beschriebenen Gerät. Es unterscheidet sich jedoch in dem erfassbaren Größenbereich. Dieser reicht von 0.45 bis $20 \mu\text{m}$ Radius. Er wird in 15 Größenklassen unterteilt. Als Messwert wird die Partikelkonzentration für alle Partikel angegeben, die größer sind als der angegebene Grenzdiameter (Maßeinheit l^{-1}). Durch Differenzbildung über die Größenklassen lässt sich die Größenverteilung ermitteln. Die zeitliche Auflösung der Messung beträgt 6 s. Das Ansaugen der Messluft erfolgt isokinetisch.
6. Das 3-Wellenlängen-Nephelometer [Bodhaine et al., 1991], Typ 3560 (Hersteller TSI) (Abbildung 3-20), misst das Streulicht aus einem zylindrischen Volumen, in das bei halber Länge seitlich Licht einer Halogenlampe eingestrahlt wird. Der Gesamtstreuoeffizient berücksichtigt alle Raumwinkel zwischen 10 und 170° , für den Rückstreuoeffizienten wird ein Shutter eingeführt, der verhindert, dass das Messvolumen in Richtung der Photodetektoren ausgeleuchtet wird. Der Raumwinkel, aus dem die Rückwärtsstreuung gemessen wird, beträgt $90 - 170^\circ$. Zur Lichtdetektion werden drei Sekundärelektronenvervielfacher mit entsprechenden Interferenzfiltern eingesetzt. Das Gerät liefert Messdaten für die Wellenlängen 450 , 550 und 700 nm mit einer zeitlichen Auflösung von 6 s. Es wurde kurz vor der Kampagne ausgeliefert und während der Kampagne mit der Fabrikeinstellung für die Empfindlichkeit betrieben. Während der OLAK-Kampagne wurde die Kalibrierfunktion mit CO_2 (partikelfreies Gas mit charakteristischer Rayleigh-Streuung) überprüft und konnte innerhalb von 2 % verifiziert werden.

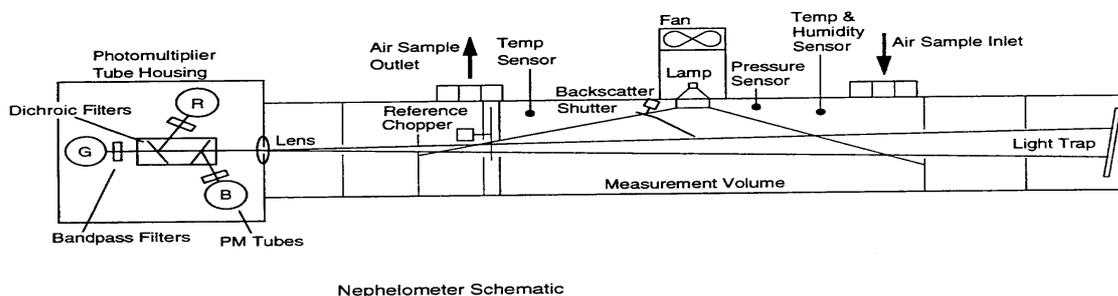


Abb. 3-20 Aufbau des Nephelometers TSI, Typ 3560 (aus der Betriebsanleitung des Herstellers).

3.4.3 In-Situ-Ozon- und Aerosol-Messungen der Charité-Station

Die Außenluft wurde über einen etwa 5 m langen Teflonschlauch mit einer Membranpumpe angesaugt. Die Bestimmung des Ozon-Mischungsverhältnisses erfolgte mit einem DASIBI-1009-CP-Ozonmonitor durch UV-Absorptionsmessung. Das Gerät wurde während der BERLIOZ-Kampagne mit QS-Ozonstandards kalibriert. Zusätzlich wurde der Ozonmonitor mit Ozonstandards eines HORIBA-Ozonmonitors verglichen und zeigte dabei gute Übereinstimmung. Die Nachweisgrenze des Geräts betrug unter den Messbedingungen auf der Charité ca. 1 ppb bei einer Zeitauflösung von 44 s. Der Probenfluss durch den Ozonmonitor von 1,5 l/min wurde täglich überprüft und erwies sich als konstant.

Die zu analysierende Außenluft wurde mit einer Membranpumpe durch eine 4 m lange 1/4“-Edelstahlkapillare angesaugt. Die Größenverteilung des gesammelten Aerosols wurde mit einem elektrostatischen Klassifizierer TSI 3071A und einem Partikelzähler TSI CPC 3022A gemessen. Das Aerosol wurde vor dem Eintritt in den elektrostatischen Klassifizierer durch einen Partikelabscheider geleitet, der durch Ausnutzung der Massenträgheit bei einem Partikeldurchmesser von 576 nm 50 % der Partikel absondert, um zu große Partikel wie Wassertröpfchen, Schwebstaub u. ä. von der Analyse auszuschließen. Die Analyse des Aerosols wurde im Klassifizierer durch Wahl der Gasflüsse und des elektrischen Feldes auf den Größenbereich von 12 - 615 nm begrenzt. Die einzelnen Größenklassen des Aerosols wurden anschließend in einem Partikelzähler durch Aufkondensation von übersättigtem n-Butanoldampf vergrößert und durch Lichtstreuung registriert. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % werden dabei Partikel mit einem Durchmesser von 8 nm detektiert. Bei einer Partikelkonzentration bis zu $5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ beträgt der Messfehler nach Angaben des Herstellers $\pm 10 \%$. Die Gesamtpartikelkonzentration im verwendeten Messbereich wurde durch Summierung aller registrierten Größenklassen bestimmt. Durch die Regelung des elektrischen Feldes im Klassifizierer wurde die Zeitauflösung der Aerosol-Messungen auf 5 min gesetzt. Die Gasflüsse durch den Klassifizierer und durch den Aerosolzähler wurden mit einem elektronischen Flussmessgerät J&W ADM3000 und zwei Bronckhorst-Flussreglern kalibriert. Der Gasfluss der Probennahme wurde während der Messkampagne täglich überprüft.

3.4.4 Berliner Luftgüte-Messnetz

Die Qualität der berühmten Berliner Luft wird seit 1975 durch das Luftgüte-Messnetz (BLUME) der Senatsverwaltung für Stadtentwicklung kontinuierlich geprüft. Das Messnetz besteht aus 21 ortsfesten Messstationen für Luftschadstoffe, zwei Messstationen für Schadstoffmessungen auf Türmen, zwei meteorologischen Stationen und einem Messbus für den mobilen Einsatz. Von den einzelnen Stationen werden die 3-Minuten-Werte jedes Schadstoffs zur Messzentrale in der Brückenstraße (Mitte) übertragen und daraus die Halbstunden- und Tageswerte als Basis für die weitere Auswertung berechnet.

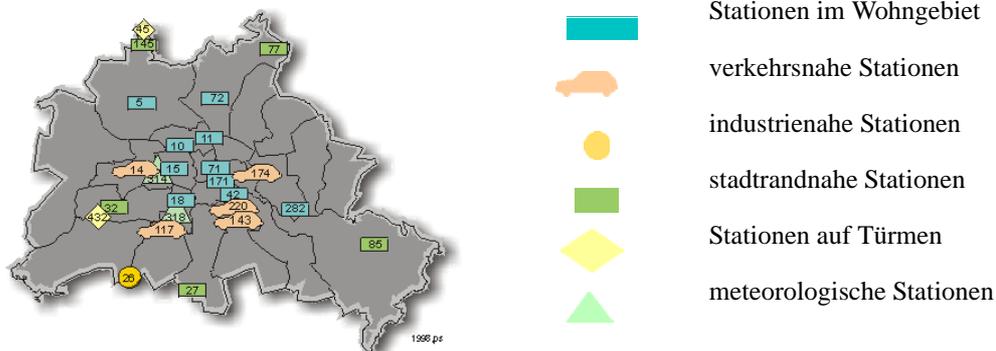


Abb. 3-21 Messstationen im Berliner Luftgüte-Messnetz (BLUME) [<http://www.met.fu-berlin.de/senum/>].

An allen Messstationen werden Stickoxide und an den meisten Schwefeldioxid und Schwebstaub gemessen, an achtzehn Kohlenmonoxid und an zehn Ozon. Da in den letzten Jahren die Belastung der Luft mit Schwefeldioxid und Schwebstaub deutlich zurückgegangen ist, und daher die Verunreinigung durch die Abgase der Kraftfahrzeuge zum Hauptproblem der Luftbelastung wurde, wurde das BLUME auf 21 Stationen reduziert, von denen fünf an Verkehrsstraßen, zehn im innerstädtischen Hintergrund (Wohn- und Gewerbegebiete), fünf im Stadtrand- und Waldbereich und eine in Industrienähe liegen. Fünf Stationen sind mit Geräten zur Messung von Benzol und Toluol ausgerüstet. 1998 wurden 30 kleinere und preiswerte Probensammler an Straßen neu eingerichtet. Mit diesen miniaturisierten Probenehmern werden Benzol und Ruß als Wochenproben gesammelt und im Labor analysiert.

Die Messdaten werden uns vom Senat täglich zugesandt. Im Messbereich der Charité-Station befinden sich fünf Stationen, die für direkte Vergleiche geeignet sind (in Tabelle 3-11 grau hinterlegt). Der Frohnauer Turm im Norden Berlins liegt zwar außerhalb des Messbereichs für Ozon, ist aber der einzige Meßpunkt in vergleichbarer Höhe (324 m).

| Nr. | Ortsteil / Straße | RW | HW | Messgrößen |
|-----|---|-------|-------|---|
| 5 | Tegel, Buddestr. 1 a | 17280 | 28700 | SO St NO _x CO |
| 10 | Wedding, Limburger/Amrumer Str. | 21250 | 24000 | SO St NO _x CO, Oz PAH BS |
| 11 | Wedding, Behmstr. 47-49 | 24450 | 24900 | SO St NO _x CO |
| 15 | Tiergarten, Bachstr. 1-2 | 20560 | 21360 | SO St NO _x CO |
| 18 | Schöneberg, Belziger Str. 52 | 21200 | 17650 | SO St NO _x CO |
| 26 | Lichterfelde, Wupperstr.9 | 16050 | 9200 | SO St NO _x CO |
| 27 | Marienfelde, Schichauweg 60, BGA-Gelände | 22600 | 7950 | SO St NO _x CO, Oz |
| 32 | Grunewald, Jagen 91, Waldstation (H = 25 m), (H = 3,5 m) | 13300 | 16700 | SO St NO _x CO, Oz WR WS WV TT RF SB PP NN pH LF |
| 432 | Grunewald, (H = 25 m) | 13300 | 16700 | SO NO _x CO Oz, WR WS WV TT, RF |
| 42 | Neukölln, Nansenstr. 10 | 27000 | 17900 | SO PM NO _x CO, Oz PAH BS BTX |
| 171 | Mitte, Brückenstr. 6 | 25941 | 20760 | SO St NO _x CO |
| 71 | Mitte, Parochialstr. 1-3 | 25300 | 21100 | SO PM NO _x CO, Oz BTX |
| 72 | Pankow, Blankenfelder/Schillerstr. | 24950 | 29200 | SO St NO _x |
| 77 | Buch, Wiltbergstr. 50, Städtisches Klinikum | 30800 | 34900 | SO PM NO _x Oz |
| 282 | Karlshorst, Treskowallee, Nähe S-Bahnhof | 33100 | 17200 | SO St NO _x CO |
| 85 | Friedrichshagen, Müggelseedamm 307-310 | 41000 | 13300 | SO St NO _x Oz |
| 145 | Frohnau, Funkturm, Jägerstieg 1, H = 3,5 m | 17680 | 36360 | SO ST NO _x CO, Oz |
| 45 | Frohnau, Funkturm, Jägerstieg 1, H=324 m | 17680 | 36360 | SO NO _x Oz |

Straßenmeßstationen mit Meteorologie

| | | | | |
|-----|--|-------|-------|---|
| 14 | Charlottenb., Lerschpfad 17, Stadtautobahn | 16700 | 21200 | SO St PM NO _x CO, Oz PAH BTX |
| 117 | Steglitz, Schildhornstr. 76 | 19125 | 15200 | SO St NO _x CO, BS BTX |
| 143 | Neukölln, Silbersteinstr. 1 | 27550 | 15550 | NO _x CO |
| 174 | Friedrichshain, Frankfurter Allee 86 b | 29450 | 20750 | SO ST NO _x CO, BS BTX |
| 220 | Neukölln, Karl-Marx-Str. 76 | 27050 | 17200 | NO _x CO BS |
| 314 | Charlottenburg, Otto-Suhr-A. 100, (Rathaus), (H = 60 m) | 18450 | 11200 | WR WS |
| 318 | Schöneberg, Kärntner Str. 20, (H = 25 m) | 21150 | 16700 | WR WS TT RF, GS |

Abkürzungen in der Stationsliste

PZ: postalischer Zustellbezirk, RW: Rechtswert, HW: Hochwert

Gemessene Schadstoffe

PM: PM-10 Staub, SO: Schwefeldioxid, St: Schwebstaub, NO_x: Stickoxide, CO: Kohlenmonoxid, Oz: Ozon, BTX: Benzol, Toluol, Xylol, BS: Black Smoke, PAH: polycyclische aromatische Kohlenwasserstoffe

Gemessene meteorologische Parameter

WR: Windrichtung, WS: skalar gemittelte Windgeschwindigkeit, TT: Temperatur, RF: relative Feuchte, WV: vektoriell gemittelte Windgeschwindigkeit, PP: Luftdruck, GS: Globalstrahlung, SB: Strahlungsbilanz, NN: Niederschlagsmenge, pH: pH-Wert, LF: Leitfähigkeit

Tab. 3-11 Messtationen des Berliner Luftgütenetzes, ihre Lage und die gemessenen Größen. Wichtige Vergleichsstationen sind grau hinterlegt.

