

Zusammenfassung und Ausblick

Ergebnisse

Mit dem Teramobile ist eine einzigartige mobile Forschungseinrichtung geschaffen worden [Wille et al., 2002]. Der Mut zur Initiierung eines solchen Projekts, das vorab einige offene Fragen hinsichtlich der Durchführbarkeit beinhaltete, ist seit der Inbetriebnahme des Laborcontainers durch eine Reihe erfolgreicher Experimente belohnt worden. Anknüpfend an die vorhandenen Erfahrungen in den Bereichen Laser-Materiewechselwirkung und Atmosphärenphysik konnten wichtige Erkenntnisse zur nichtlinearen Ausbreitung von Terawattpulsen über lange Strecken in Luft gesammelt und erste Erfolge bei der Entwicklung von Anwendungen erzielt werden.

Das komplexe Phänomen der Multifilamentierung von Terawattpulsen in Luft ist in groben Zügen im Rahmen des *self-guiding*-Modells verstanden. Im Detail entzieht es sich aber der Erklärung durch vorhandene einfache Theorien – z.B. der Selbstfokussierung oder der Selbstphasenmodulation. Vor allem das Verhalten auf langen Strecken kann bisher nicht in ausreichender Weise theoretisch vorhergesagt werden. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit systematische Messungen durchgeführt, um Erfahrungen über Startpunkt, Länge, Divergenzeigenschaften und das Spektrum der Filamentbündel zu gewinnen, und zwar in Abhängigkeit der steuerbaren Parameter. Zum großen Teil konnten für diese Größen und ihre Steuerbarkeit über die Pulsintensität, den Chirp und die Fokussierung empirische Regeln aufgestellt oder anschauliche Modellvorstellungen entwickelt werden. Der Vergleich mit aktuellen theoretischen Arbeiten – v.a. zur Simulation der Pulsausbreitung mittels numerischer Lösung der nichtlinearen Schrödinger-Gleichung – war hierbei einerseits hilfreich, andererseits zeigt er, dass auf diesem Gebiet mit weiteren Fortschritten zu rechnen ist. Die direkte Zusammenarbeit mit Theoretikern führte zu ersten Erfolgen bei der realistischen Simulation der Multifilamentierung [Bergé et al., 2004]. Die Theorie benötigt aber weiterhin den experimentellen Input, den vor allem das Teramobile erbringen kann.

Zu den konkreten Ergebnissen, die zu Publikationen geführt haben, gehören der Nachweis von Femtosekunden-Weißlicht im IR bis $4\ \mu\text{m}$ [Kasparian et al., 2000], die Erkenntnis aus dem IR-Lidar-Experiment an der Sternwarte, dass die spektrale Intensität im IR bei Feldversuchen gegenüber dem Laborergebnis noch gesteigert werden kann [Méjean et al., 2003] und der Nachweis der Rückstreuung von reinem Weißlicht (blauer Spektralbereich,

$\sim \lambda_0/2$) aus über 15 km Höhe sowie die Beobachtung von nichtlinearer Pulsausbreitung (Anzeichen für Filamente) in bis zu 2 km Höhe in der Atmosphäre [Rodriguez et al., 2004]. Diese Ergebnisse haben für die neuen Anwendungen wie das Weißlicht-Lidar, die Fernerkundung von Bioaerosol und die Lenkung von Gewitterblitzen eine große Bedeutung.

Aus der Kombination von Labormessungen und Feldexperimenten konnten Erkenntnisse über die Erzeugung der dritten Harmonischen (THG) und die konische Emission von kurzwelligem Weißlicht gewonnen werden, besonders hinsichtlich ihrer Richtungseigenschaften innerhalb des Strahls. Bei der THG wurde – entgegen einer anderen Deutung in der Literatur – festgestellt, dass sie unter bestimmten Bedingungen rein konisch und weitgehend von der Filamentierung und der Weißlichterzeugung entkoppelt auftritt. Das Wissen um diese Dinge ist eine notwendige Voraussetzung für die Entwicklung von Anwendungen (im sichtbaren bis UV-Bereich), wie sich bei der Auswertung der Ozon-Lidar-Messungen gezeigt hat. Die Schwierigkeiten, die dabei wegen der für die Lidar-Technik neuen Situation, dass das Laserspektrum innerhalb des Strahls nicht homogen ist, auftraten, stellen eine wichtige Erfahrung dar. Insgesamt konnte unter Einbeziehung der genannten Effekte sowie der wellenlängenabhängigen Divergenz und der Wirkung einer äußeren Fokussierung eine schlüssige Modellvorstellung von der Ausbreitung (leicht) fokussierter, multifilamentierender Terawatt-Laserpuls in Luft entwickelt werden (siehe Bild 3-20).

Hinsichtlich des Nutzens bei der Gewinnung dieser Erkenntnisse haben die Bildaufnahmen des Teramobile-Laserstrahls mit einem astronomischen Teleskop die Erwartungen übertroffen. Auf der Seite der Atmosphärenuntersuchung haben sie Ergebnisse zum Streuverhalten von Wolkenpartikeln geliefert. Die entsprechenden Auswertungen folgten zunächst dem Beispiel klassischer Methoden – wobei sich allerdings ebenfalls die Qualität der hochaufgelösten Abbildungen als besonderer Vorteil erwiesen hat. Es hat sich aber auch gezeigt, dass die Nutzung der spektralen Breite des Weißlichtstrahls die gleichzeitige genaue Bestimmung der Größe und Anzahldichte von Wolkentröpfchen ermöglichen kann. Sein größtes Potential wird das nichtlineare Femtosekunden-Lidar aber bei der Detektion von Aerosolen entfalten, die chemische oder biogene Substanzen enthalten, in denen die intensiven Pulse charakteristische Plasmaemissionen oder Fluoreszenzen anregen. Mit dem Teramobile sind erste erfolgreiche Messungen dieser Art in einem Feldversuch gelungen [Méjean et al., 2004].

An den hochaufgelösten Absorptionsspektren aus den Weißlicht-Lidar-Messungen im IR konnten ohne Probleme *line-by-line*-Auswertungen durchgeführt werden, da hier die nichtlinearen Effekte keinen direkten Einfluss auf das Messergebnis haben. An der Sternwarte bot sich die Möglichkeit, in jeweils einer einzigen Messung einen sehr breiten Ausschnitt

des Spektrums mit hoher Auflösung zu erfassen. Dadurch konnte ein Auswerteverfahren entwickelt werden, bei dem die Absorption durch Sauerstoff als Referenz zur Bestimmung der Temperatur und anderer Parameter dient und daher die Konzentration des Spurengases (in diesem Fall Wasserdampf) präzise bestimmt werden kann. Dies gelang bei einer Messhöhe von bis zu 5 km. Dass Absorptionslinien von Wasserdampf gefunden wurden, die in der – sonst sehr zuverlässigen – HITRAN-Datenbank fehlen, ist ein gutes Beispiel für die Vorteile des Weißlicht-Lidar gegenüber der konventionellen DIAL-Methode. Man kann unabhängig von Vorannahmen und einer exakten Kalibrierung der Apparatur sämtliche Informationen aus den Messdaten ziehen, sogar unerwartete.

Anhand eines berechneten, hypothetischen Schadstoffszenarios wurde gezeigt, wie man mit Weißlicht-Lidar im mittleren IR die Konzentrationen mehrerer Spurengase simultan bestimmen kann. In der Realität müssen dafür auf der Detektionsseite noch die technischen Voraussetzungen geschaffen werden.

Im UV-Bereich ergaben sich bei den breitbandigen Weißlicht-Lidar-Messungen die bereits erwähnten Probleme. Trotzdem konnte – unter dem Vorbehalt noch nicht kontrollierter Fehlerquellen – zum ersten Mal Höhenprofile der Konzentration eines Luftschadstoffs (Ozon) mit dieser neuen Technik gemessen werden. Die aufgetretenen Probleme erwiesen sich als konsistent mit Ergebnissen zu den Grundlagen der Pulsausbreitung (z.B. zur konischen THG) und es wurden Möglichkeiten zur ihrer Vermeidung diskutiert.

In den Hochspannungsexperimenten zeigt sich die Vielseitigkeit und der Vorteil aus der Mobilität des Teramobile-Systems. Ohne aufwendige Vorbereitung konnten Ergebnisse erzielt werden, die sofort eine Spitzenposition im Forschungsbereich der Beeinflussung von Blitzen mit Lasern eingenommen haben. Zum ersten Mal konnten meterlange Megavoltentladungen mit Laserfilamenten sowohl ausgelöst als auch gelenkt werden [Rodriguez et al., 2002].

Die Filamente sind der Schlüssel zu den meisten der neuen Möglichkeiten. Eine (starke) Fokussierung, sei es dass man sie aus Mangel an Laserleistung oder an Platz im Labor benötigt, kann die Filamente in vielen Fällen nicht ersetzen. Die Beiträge des Teramobile-Projekts zur Erforschung der Filamente sind von den Wissenschaftlern, die auf diesem Gebiet aktiv sind, mit Interesse aufgenommen worden. Vor allem aber haben die neuen Möglichkeiten der Anwendung Beachtung gefunden [Kasparian et al., 2003]. Bei ihnen steht das Teramobile weitgehend noch ohne Konkurrenz da.

Ausblick

Das Teramobile-Projekt sollte sich auch zukünftig auf seine besonderen Stärken konzentrieren. Die Untersuchung der Grundlagen der Pulausbreitung ist weiterhin interessant und wichtig, sie sollte aber immer im Dienste der Anwendungen stehen. Die zur Zeit wichtigsten offenen Fragen beziehen sich auf die Eigenschaften des Plasmas bei der Filamentierung. Zum Beispiel soll untersucht werden, ob den Femtosekundenpulsen nachgeschickte Pulse die Lebensdauer des Plasmas erhöhen können. Auch ist noch nicht ausreichend geklärt, wie sich die Plasmaeigenschaften bei der Erzeugung eines dichten Filamentbündels durch leichte Fokussierung von denen bei der freien Multifilamentierung unterscheiden. Diese Fragen spielen für die Blitzlenkung eine große Rolle, während für gewisse Lidar-Anwendungen die Frage entscheidend ist, bis zu welcher maximalen Entfernung Plasma erzeugt werden kann.

Das Prinzip, alle Möglichkeiten auszutesten, immer weiterzugehen und in schneller Folge neue Dinge zu versuchen, hat sich zur Zeit im Teramobile-Projekt durchgesetzt. Dies geht manchmal zulasten der Umsetzung von Verbesserungsmöglichkeiten, die sich aus den bisherigen Erfahrungen ergeben. Das heißt, dass der Nachweis der tatsächlichen Leistungsfähigkeit bestimmter Anwendungen – v.a. im Bereich Lidar – noch zu erbringen ist. Dieser Mangel wird aber durch die Erfolge, die bei den neuen Ansätzen erzielt werden, mehr als kompensiert. Die Fernerkundung von Bioaerosol (Wasser mit Spuren von Riboflavin) ist dafür ein gutes Beispiel.

Vor kurzem sind erste Erfolge der Fernerkundung fester, vor allem metallischer Materialien mittels Plasmaspektroskopie (*remote laser induced spectroscopy*, RLIBS) erzielt worden. Hierbei richtet sich der Blick besonders auf die Möglichkeiten, die die Filamente hinsichtlich der Reichweite der Methode und der Unabhängigkeit von einem präzise positionierten Fokus bieten. Es ist gelungen charakteristische Emissionslinien von Metallen und Salzen aus bis zu 90 m Entfernung zu erzeugen und zu detektieren. Neben den Filamenten steht auch die Bedeutung der Pulslänge im Vordergrund. Zum Beispiel zeigten sich bei Aluminium interessante Unterschiede im Vergleich der molekularen (AIO) und atomaren bzw. ionischen Emission [Rohwetter et al., 2004].

Aktuell ist eine neue Hochspannungsmesskampagne in der Technischen Universität Berlin gestartet worden. Auch Versuche zur Beeinflussung realer Gewitterblitze, die an einer Einrichtung für Blitzforschung stattfinden sollen, sind für die Zukunft geplant.

Anhänge

A Auswertung von Bilddaten der Sternwarte

Koordinatentransformation und Höhenbestimmung

Das Steuerungssystem der Sternwarte gibt die Teleskopposition in Stundenwinkel τ (Winkel auf dem Himmelsäquator ausgehend vom Meridian, d.h. Süden) und Deklination δ (Winkel über dem Himmelsäquator) an. (Beide Werte sind im Header der im Fits-Format gespeicherten 16bit-Bilddaten enthalten.) Dieses Koordinatensystem heißt Äquatorsystem. Für die Bestimmung der Höhe des Laserstrahls, die der Teleskopposition (Blickrichtung) entspricht, werden die Koordinaten zunächst in das Azimutsystem (Horizontalsystem) umgerechnet. Es gilt

$$\sin \eta = \sin \delta \sin \Lambda + \cos \delta \cos \tau \cos \Lambda , \quad (\text{A-1})$$

wobei η der Höhenwinkel über dem Horizont ist und Λ die Polhöhe, d.h. die geographische Breite des Standorts ($50,9801^\circ$ für die Tautenburg). Die Höhe ist nun einfach

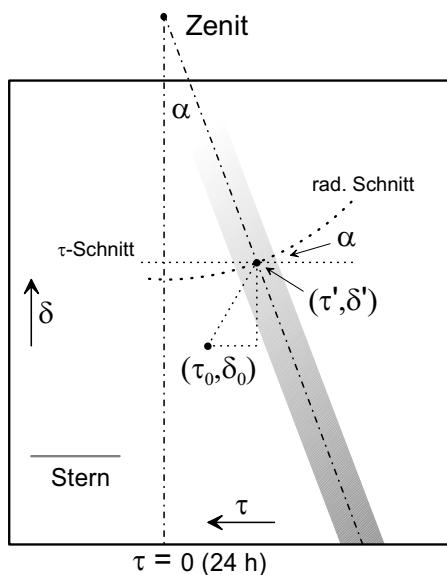
$$h = d \tan \eta = d \cot \phi \approx d / \sin \phi \approx d / \phi \quad (\text{A-2})$$

mit dem Abstand d zwischen Teleskop und Laser (30 m bei der Messkampagne). Beide Näherungen gelten für kleine Winkel $\phi = \pi - \eta$ zwischen der Blickrichtung und der Vertikalen, was für alle Versuche gegeben war. Das heißt, die Höhe war immer groß gegen d , weswegen sie mit dem Abstand $R = d / \sin \phi$ des betrachteten Punkts im Strahl gleichgesetzt werden kann. Der Winkel ϕ wird in den Darstellungen des Experiments anstelle von η verwendet (siehe z.B. Bild 2-3). Er ist auch der Winkel zwischen der Blickrichtung und dem Strahl, wenn dieser vertikal ausgerichtet ist.

Bei den spektroskopischen Messungen (Coudé-Modus) ist mit den obigen Gleichungen die Messhöhe gegeben (dies wurde mit den Lidar-Signalen überprüft), da das Sichtfeld sehr klein ist. Bei den Bildaufnahmen (Schmidt-Modus) stellen sich jedoch die Fragen, welcher Bildpunkt den Teleskopkoordinaten zuzuordnen ist und welcher Höhe ein beliebiger Bildpunkt entspricht (bezüglich des Laserstrahls, denn ein Bildpunkt empfängt sämtliches Licht aus einer Blickrichtung, nicht einer Höhe). Es hat sich gezeigt, dass das Zentrum der Bildfläche nicht exakt den Koordinaten entspricht. Außerdem scheint die Lage des Bildes leicht gegenüber dem Koordinatensystem zu schwanken, wenn das Teleskop bewegt wird (ver-

mutlich mechanisches Spiel), jedoch um einen Punkt, der deutlich von der Bildmitte entfernt ist (vermutlich exzentrische Position der Kamera im Teleskop). (Die Astronomen verwenden zu exakten Positionierung ein Leitstern-Tracking-System.) Um für die entscheidenden Messreihen einen einheitlichen Referenzpunkt zu ermitteln, der im Bild jeweils den Teleskopkoordinaten zugeordnet werden kann, wurden die Wolkenhöhen aus den simultanen Lidar-Messungen als Fixpunkte verwendet. Zusätzlich wurde bei einigen Bildern an mehreren Punkten, durch die die Strahlachse läuft, kontrolliert, ob der Azimutwinkel α (auf dem Horizont) für alle diese gleich ist. Für den Azimut gilt

$$\sin \alpha = \frac{\cos \delta' \sin \tau'}{\sin \phi} \quad (\text{A-3})$$



δ' und τ' ergeben sich aus den gespeicherten δ_0 und τ_0 (Teleskopkoordinaten = Referenzpunkt) und dem Abstand des jeweiligen Bildpunktes zum Referenzpunkt. Die Bildkoordinaten sind genau nach den Himmelskoordinaten ausgerichtet (die Sternenspuren zeigen die Erddrehung an, also die Richtung der τ -Koordinate). Der Umrechnungsfaktor ist $k = 0,005981$ mrad/Pixel. Der aus der Anpassung resultierende Referenzpunkt hat die Bildkoordinaten 1162 (τ -Achse) und 1010 (δ -Achse). Bei $\alpha = 19,92(2)^\circ$ lag der Fehler in der entscheidenden Messreihe bei ca. ± 4 Pixel für beide Koordinaten. Um

diesen Azimutwinkel α stand das Teramobile nord-östlich, bezogen auf die Nordrichtung aus Sicht des Teleskops. Gleichzeitig ist α der Winkel des Strahls in den Bildern zu deren δ -Achse.

Höhenfehler

Die mögliche Variationsbreite des Azimut, den der Strahl in unterschiedlichen Höhen hat, um $0,04^\circ$ bedeutet bei $d = 30$ m (beginnend bei einer Messhöhe von 2 km) einen Fehler der Strahlrichtung von nicht mehr als 0,01 mrad. Das heißt, die Konstanz der Azimutwinkel in den Bildern beweist die sehr genaue Justage des Strahls. Unter der Annahme, dass die Verkipfung des Strahls aus der Vertikalen auch in der nicht messbaren Richtung, d.h. parallel zur Verbindungslinie Teleskop-Laser, nicht wesentlich größer war, kann der resultierende

Höhenfehler gegenüber dem aus der Unsicherheit von d ($\pm 0,5$ m) vernachlässigt werden. Aus letzterem erhält man ca. ± 85 m in 5 km Höhe und ± 350 m in 20 km Höhe. Dies gilt für die Messreihen vor Benutzung des Sendeteleskops, aus denen alle wichtigen Ergebnisse abgeleitet wurden, außer denen zur Abhängigkeit von der Fokussierung. Der Richtungsfehler nach Umstellung auf das Sendeteleskop kann mit 0,4 mrad abgeschätzt werden (Auswertung der Bilder des fokussierten Strahls). Dies entspricht nach der Formel

$$dh = h^2 d\phi / d \quad (\text{A-4})$$

Fehlern von 330 m in 5 km Höhe und ca. 5 km in 20 km Höhe.

Bestimmung des Strahlprofils

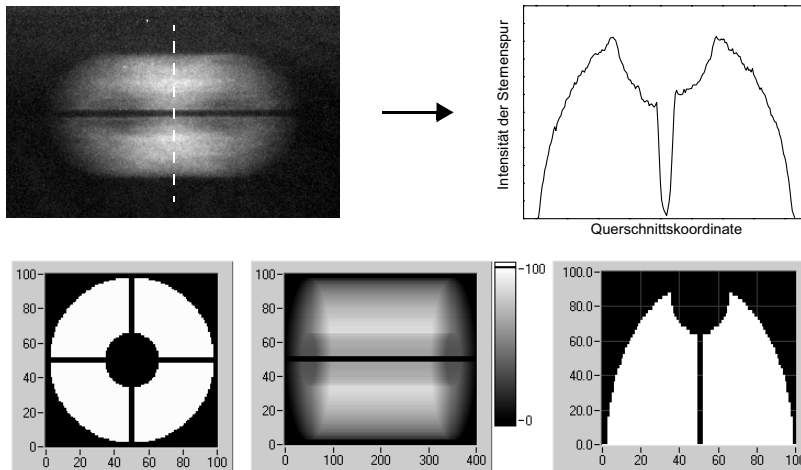
Um einen Schnitt durch den Strahl senkrecht zu dessen Achse zu gewährleisten, wurde in den meisten Fällen die Intensität entlang von Kreisen um den Zenit abgelesen. Alle Punkte auf dieser Linie entsprechen derselben Höhe über dem Kreis mit Radius d um das Teleskop. Bis in mehrere Kilometer Höhe ist der Strahldurchmesser deutlich kleiner als d und damit eine Unterscheidung zwischen dieser gekrümmten Linie und einer geraden durch den Strahl unnötig. Mit dem jeweiligen Abstand des Bildpunkts zum Zenit (in Pixelbreiten) und dem Faktor k wurden die Bogenwinkel der Schnittlänge in Blickwinkel umgerechnet. Bei gleichmäßiger Divergenz des Strahls ab dem Boden (Filamentierung in größerer Höhe) ist die Strahlbreite in Pixelbreiten (d.h. als Blickwinkel) konstant in allen Höhen.

Bei einigen Bildern mit relativ hoher Intensität der Sternenspuren (blaue Filter, lange Belichtung) wurde entlang der τ -Achse geschnitten, um ein Kreuzen dieser Spuren (v.a. problematisch unter spitzem Winkel) zu vermeiden und das Sternenlicht gegebenenfalls als konstanten Untergrund abziehen zu können. Unter Berücksichtigung der Umskalierung mit $\cos\alpha$ war die Übereinstimmung mit senkrecht geschnittenen Profilen sehr gut.

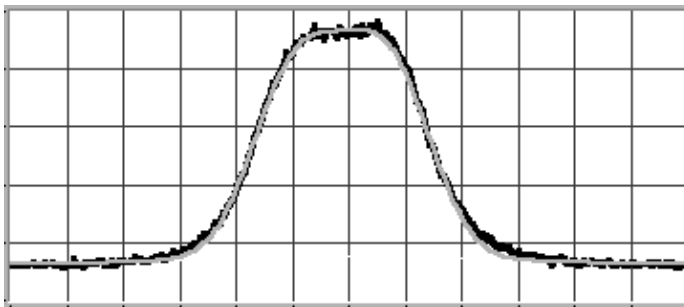
Unschärfe naher Objekte

Die Sternwarte nimmt normalerweise Punkte im Unendlichen scharf auf. Die Kamera kann aber entlang der Teleskopachse verschoben werden (wird benötigt, um die Beugung der Filter zu korrigieren). Der Versuch den Strahl in jeder Höhe scharf zu stellen hat sich aber als unbrauchbar herausgestellt, da dies nur für einen Teilbereich des Bildes möglich ist und man eher Information verliert. Die Unschärfe hat auch in über 4 km Höhe noch einen messbaren Effekt auf die Strahlprofile. Dieser lässt sich in großen Höhen mit einer Gauß-Faltung korrigieren. In geringeren Höhen erkennt man aber die spezielle Form der Verbrei-

terungsfunktion. Sie lässt sich an der Spur eines unscharfen Sterns bei Fokussierung auf ca. 1 km Entfernung ablesen und ist auf die Verdeckung durch die „Spinne“, d.h. die Halterung für Kamera oder Umlenkspiegel im Teleskop, zurückzuführen (siehe Simulation).



Zur Auswertung der Divergenz wurden die berechneten Profile mit der obigen Kurve gefaltet (ohne die Kerbe in der Mitte, da der Strahl nicht wie die Sterne parallel zum „Spinnenarm“ verläuft). Die Breite der Kurve wurde mit geometrischer Optik berechnet. Das folgende Bild zeigt die Anpassung eines Profils aus 2,9 km Höhe (Divergenz 0,17 mrad). Auf diese Weise kann die Strahlform zwischen allen Höhen präzise verglichen werden.



Simulation der Abbildung (Rückstreuung, Extinktion und $1/R^2$ -Effekt)

Um das Signal eines Kamerapixels zu berechnen, muss man entlang einer Linie in der jeweiligen Blickrichtung integrieren. Wegen des kleinen Betrags von ϕ kann man die Höhe h' als Integrationsvariable verwenden ($h(\phi)$ sei dagegen die spezielle Höhe, in der die Blickrichtung die Strahlachse schneidet). Auf den Pixel fällt somit die Lichtleistung

$$P(\phi, \phi_{\perp}) = P_0 k^2 e^{-2(\phi_{\perp}/\theta)^2} \int_0^{\infty} f(h') e^{-2\left(\frac{d}{h'} - \phi\right)^2 / \theta^2} dh' , \quad (\text{A-5})$$

wobei ϕ_{\perp} die Komponente der Blickrichtung transversal zum Strahl ist, θ die Strahldivergenz und k^2 die Winkelfläche des Pixels. $f(h)$ ist die Rückstreuereffizienz (bezogen auf P_0) und enthält daher die Luftdichte und die Extinktion. Das Signal ist hier als Funktion von $\phi = d/h$ geschrieben, was der Skala der Bildachse entspricht. Das heißt, bei der Simulation eines bestimmten Höhenbereichs wird in Schritten von ϕ gerechnet.

In Gleichung A-5 kürzen sich im Integral das h'^2 des Luftvolumens $(kh')^2 dh'$ und der Lidar-Gleichung (gleichzusetzen mit $1/R^2$, hier nicht in f enthalten) heraus. Anschaulich dargestellt löschen sich sogar vier h^2 -Effekte aus: die Zunahme der Sichtfläche $(kh')^2$ mit der Intensitätsabnahme des divergenten Strahls und der Lidar-Effekt mit der Zunahme des betrachteten Höhenintervalls nach Gleichung A-4. Wäre f eine Konstante, würde die Leistung, die auf einen Pixel fällt, nach Ausführung des Integrals nicht von ϕ und damit nicht von der Höhe abhängen. Der Strahl hätte nicht nur eine konstante Breite, sondern auch eine konstante Intensität über das ganze Bild.

Entscheidend bei der Simulation ist die Festlegung von $f(h)$, vor allem, wenn die Funktion – neben Eigenschaften der Standardatmosphäre – Parameter einer Wolke enthält. Die Wolkenparameter sind das Höhenintervall (hier vereinfachend ohne Struktur), die Rückstreuereffizienz (enthält auch die Teilchendichte, ein homogener Wert über das gesamte Höhenintervall wird hier verwendet) und das Extinktions-zu-Rückstreuerverhältnis im Vergleich zur (aerosolfreien) Luft ($[\alpha/\beta]_{\text{Wolke}}/[\alpha/\beta]_{\text{mol}}$). Aus der Simulation in Bild 4-14 hätte man ohne den Höhenfehler oberhalb der Wolke $[\alpha/\beta]_{\text{Wolke}}$ genau bestimmen können. Diese Größe enthält Informationen über die Wolkenpartikel.

B Auswertung von *line-by-line*-Absorptionsspektren

Prinzipiell sind in Abschnitt 4.2.1 alle Gleichungen aufgeführt, die zur Simulation von Absorptionsspektren der Atmosphärgase benötigt werden. Diese Art der Berechnung wird auch *line-by-line* genannt, da im IR die Absorptionsquerschnittsspektren aus den berechneten Linienprofilen jedes einzelnen optischen Übergangs zusammengesetzt werden. In diesem Anhang werden zusätzlich einige Details zur Simulation der Atmosphäre und zum speziellen Fitverfahren für die Weißlicht-Lidar-Messungen beschrieben.

Atmosphärische Parameter und Einteilung der Atmosphäre in Schichten

Die Spektren hängen in zweifacher Weise von Druck und Temperatur ab. Erstens ist die Linienstärke eine Funktion der Temperatur (Gleichung 4-7) und die HWB der Stoßverbreiterung eine Funktion beider Größen (Gleichung 4-8), wobei hier der Einfluss des Drucks weitaus größer ist (p/p_0 variiert stärker als $[T_0/T]^n$). Zweitens ist der Absorptionskoeffizient (Gleichung 4-10) das Produkt aus dem Absorptionsquerschnitt σ und der Teilchendichte N_g des Gases. N_g ist das Produkt aus dem Mischungsverhältnis (VMR) \tilde{N}_g und der Gesamteilchendichte der Luft, die sich nach der idealen Gasgleichung berechnet, also

$$N_g = \tilde{N}_g N_{\text{ges}} = \tilde{N}_g \frac{p}{kT} . \quad (\text{B-1})$$

Üblicherweise wird der Absorptionsquerschnitt bei bestimmten Druck- und Temperaturwerten mit einem festen – oder wie bei Sauerstoff ohnehin konstanten – VMR berechnet.

Der Druckverlauf der Atmosphäre lässt sich aus dem Bodenwert und der barometrischen Höhenformel sehr genau bestimmen. Bis etwa 2 km Höhe liefert diese unter Verwendung der Luftdichte (d.h. Temperatur) am Boden ausreichend genaue Werte. Für größere Höhen muss die Temperatur schrittweise angepasst werden, so dass

$$p(h) = p(h - \Delta h) \exp \left[-\Delta h \frac{Mg}{kT(h)} \right] \quad (\text{B-2})$$

($Mg = 4,807 \cdot 10^{-26}$ kg g ist die Gewichtskraft, die auf ein durchschnittliches Luftmolekül wirkt). Die in 1m-Schritten berechnete $p(h)$ -Kurve stimmt exakt mit der U.S.-Standardatmosphäre (siehe z.B. <http://www.pdas.com/m1.htm>) und den Radiosondendaten aus Meiningen überein. Für $T(h)$ wird die einfache Regel einer Abnahme mit der Atmosphärenhöhe um 6,5 K/km angenommen. In der Regel liefert sie ausgehend vom Bodenwert für die obere Troposphäre (ca. 4 km bis 10 km) recht genaue Werte, darunter können aber

Warm- und Kaltschichten oder lokale Temperaturinversionen auftreten. Eine genauere allgemeine Regel als die lineare Abnahme steht nicht zur Verfügung. Sie wird daher hier als Referenzmodell verwendet. Radiosondendaten sind eine Alternative, falls sie in räumlicher und zeitlicher Nähe aufgenommen wurden.

Vor Beginn des eigentlichen Fits wird nun die Atmosphäre in **100 m hohe Schichten** eingeteilt, denen unter Vorgabe der Boden-(Referenz-)Werte Schichtmittelwerte $T(h_i)$ und $p(h_i)$ (Gleichung B-2) zugeordnet werden, und damit das Absorptionsquerschnittsspektrum jeder Schicht berechnet (Gleichungen 4-7 und 4-8). Beim Fit wird dann das Mischungsverhältnis $\tilde{N}_g(h_i)$ des absorbierenden Gases (ggf. auch mehrerer Gase) variiert und die zweifache Absorption (bzw. Transmission $\tau(\lambda)$) jeder Schicht nach den Gleichungen 4-9 und 4-10 berechnet, wobei die SCG-Höhe auf dem Hinweg des Lichts zu berücksichtigen ist. Schließlich erhält man die Gesamttransmission

$$\tau(h, \lambda) = \prod_{i=1}^m \tau_{\text{hin}}(h_i, \lambda) \tau_{\text{rück}}(h_i, \lambda) \quad \text{mit} \quad m = \text{mod}\left(\frac{h}{100\text{m}}\right) + 1 \quad (\text{B-3})$$

(die Unterscheidung zwischen Hin- und Rückweg betrifft nur den Abzug der SCG-Höhe; $\tau(h_m)$ entspricht einer Strecke ≤ 100 m). Da in dieser Arbeit keine sequentiellen Absorptionsspektren aus vielen unterschiedlichen Höhen ausgewertet werden, muss für das **VMR von Wasserdampf** eine vereinfachende Annahme gemacht werden. Am realistischsten ist eine konstante relative Luftfeuchte rH bis zur Messhöhe ($\leq 5,4$ km). Die Schichtwerte der VMR berechnen sich dann aus der Näherungsformel des Sättigungsdampfdrucks p_d (Magnusformel), so dass

$$\tilde{N}_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{rH p_d}{p} \quad \text{mit} \quad p_d = 6,108 \text{ hPa} \cdot 10^{\frac{7,5T}{237,3+T}} \quad (T \text{ in } ^\circ\text{C}). \quad (\text{B-4})$$

Auflösung (Simulation der Geräteverbreiterung)

Da die Messungen nicht voll aufgelöst sind, muss das Spektrum $\tau(h, \lambda)$ verbreitert werden, indem es mit einer Gerätefunktion gefaltet wird. Die Breite der Faltungskurve kann problemlos als Nebenvariable des Fits behandelt werden. Ein Problem, d.h. eine Fehlerquelle, stellt aber die Form der Kurve dar. Bei den Messungen an der TLS war die Auflösung sehr hoch. Als volle HWB der Gerätekurve wurde ca. 10 pm bestimmt (bei einer mittleren Stoßbreite der Absorptionslinien von etwa 15 pm unter Normaldruck). Wegen der hohen Auflösung (wenige Detektorpixel pro Linienbreite) war eine genaue Bestimmung der Kurvenform aus einer Kalibrationsmessung mit Spektrallampen nicht möglich.

Die besten Fitergebnisse (geringstes mittleres Quadrat des Residuums) wurden mit der Gerätekurve des Chromex-Spektrometers erzielt, die in der Form zwischen Gauß und Lorentz liegt. Bei der Auswertung der Luftfeuchte in Abschnitt 4.2.1 liegt der Fehler durch Verwendung von Gauß- bzw. Lorentz-Funktion bei $\pm 1\%$ (0,5 % r.H.) und ist sogar deutlich kleiner als der angegebene Fehler von ca. $\pm 6\%$. Wird ein Spektrometer mit deutlich geringerer Auflösung verwendet, kann die Form der Gerätefunktion allerdings zu einer Hauptfehlerquelle werden. In einem solchen Fall muss (und kann) die tatsächliche Gerätefunktion gemessen werden.

Fitverfahren und Bestimmung der $\tau=1$ -Linie

Um nun das berechnete Spektrum mit der Messung zu vergleichen, muss die Messung normiert bzw. umgekehrt die Simulation mit dem hypothetischen Spektrum multipliziert werden, das man ohne die Absorption (der zu bestimmenden Gase) gemessen hätte und das hier auch $\tau=1$ -Linie genannt wird. Die Form dieses Spektrums, das proportional ist zum Produkt aus Laserspektrum, Detektoreffizienz und übriger Extinktion der Atmosphäre (letztere kann in einem kleinen Ausschnitt des Spektrums als konstant angenommen werden), ist aber zunächst nicht bekannt (und durch einfache Normierungsverfahren, wie an der TLS angewandt, nicht ausreichend gut zu ermitteln). Daher werden hier die beiden Spektren durcheinander geteilt. Der Quotient ist eine stark modulierte Funktion, die bei (noch) falschen Fitparametern mit dem Absorptionsspektrum korreliert ist. Diese Linie wird nun stark geglättet. Danach wird die Differenz der beiden Spektren gebildet, also das momentane Residuum bestimmt. Nun wird dieser Vorgang unter Variation der Fitparameter so lange wiederholt, bis das mittlere Quadrat des Residuums minimiert ist (*least-squares fit*). Es soll dann keine Korrelation mit dem Spektrum mehr aufweisen. Die geglättete Linie ist dann die $\tau=1$ -Linie. Natürlich hängt ihre genaue Form und damit auch das Residuum vom Grad der Glättung ab. Es ist aber leicht zu erkennen, in welchem Bereich der Glättungsbreite das Rauschen gefiltert wird, aber die Flexibilität der $\tau=1$ -Linie noch ausreicht, um den Fit nicht zu verfälschen.

Beim Fit wird zuerst die Wellenlängenskala angepasst (bei den sehr genau kalibrierten Messungen an der TLS entspricht dies der Umrechnung von Vakuumwellenlängen durch Multiplikation mit dem Brechungsindex). Anschließend wird der von der Messung abgezogene Untergrund (konstanter Wert, daher eventuell eine Fehlerquelle) und die Breite der Gerätefunktion gefittet. Bei der Variation der eigentlichen Fitgrößen VMR, Temperatur und/oder SCG-Höhe müssen diese beiden gegebenenfalls nachkorrigiert werden.