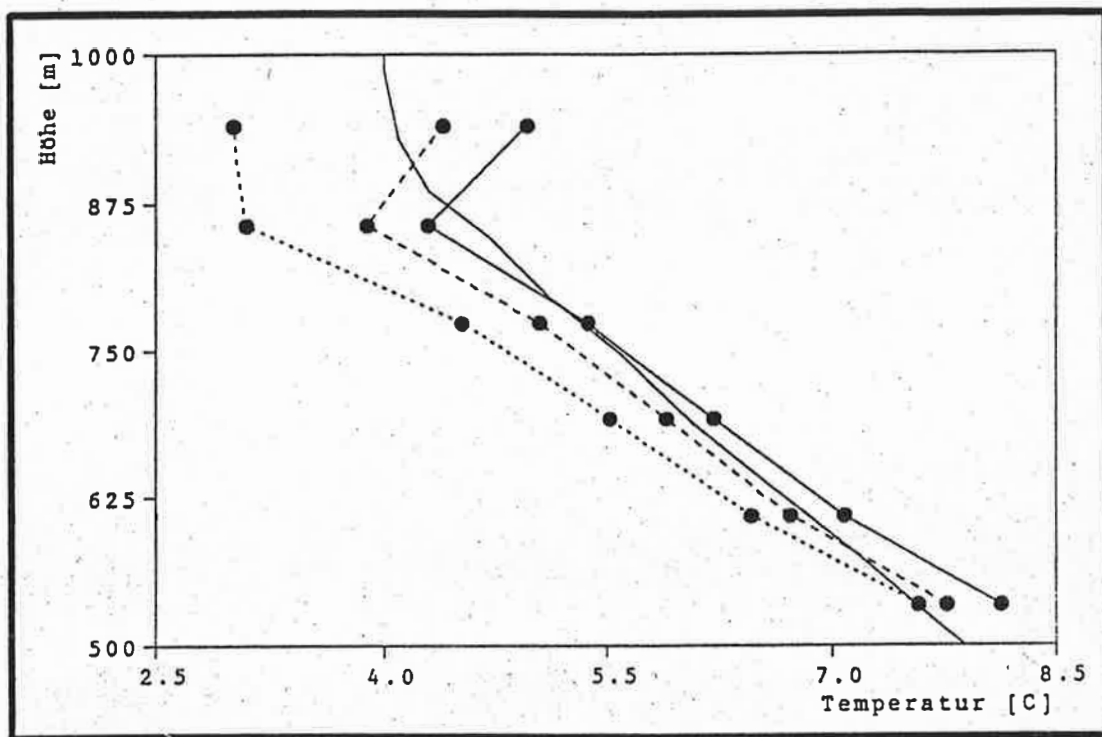




Max-Planck-Institut für Meteorologie

EXAMENSARBEIT Nr. 8



BESTIMMUNG DES TEMPERATURPROFILS DER TROPOSPHÄRE MIT EINEM ZWEI-FREQUENZ-LIDAR

von

FELIX A. THEOPOLD

HAMBURG, DEZEMBER 1990

DOKTORARBEIT

AUTOR:

FELIX A. THEOPOLD

UNIVERSITÄT HAMBURG
BUNDESSTRASSE 55
2000 HAMBURG 13

MAX-PLANCK-INSTITUT
FÜR METEOROLOGIE
BUNDESSTRASSE 55
D-2000 HAMBURG 13
F.R. GERMANY

Tel.: (040) 4 11 73-0
Telex: 211092 mpime d
Telemail: MPI.METEOROLOGY
Telefax: (040) 4 11 73-298

EXb 8

ISSN 0938-5177

Max-Planck-Gesellschaft
D-2000 Hamburg 90

Bestimmung des Temperaturprofils der Troposphäre mit einem Zwei-Frequenz-LIDAR

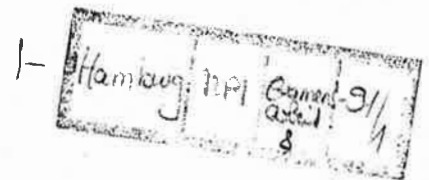
Analyse und Experiment

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich
Geowissenschaften
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Felix A. Theopold

aus Lemgo (Kreis Lippe)



Hamburg

1990

1991/3073

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften
der Universität Hamburg

aufgrund der Gutachten von Prof. Dr. H. Hinzpeter
und Prof. Dr. H. Graßl

Hamburg, den 5.12.1990

Prof. Dr. M. Dunst
Sprecher des Fachbereiches Geowissenschaften

Zusammenfassung

Die Bestimmung des vertikalen Profils der troposphärischen Temperatur mit einem differentiellen Absorption-LIDAR (DIAL) beruht auf der temperaturabhängigen Absorption spektral schmalbandigen, gepulsten Laserlichtes durch Sauerstoff in der Atmosphäre. Die Fehleranalyse zeigt zum einen die hohen Anforderungen, die von dem Lasersystem zu erfüllen sind. Darüber hinaus macht sie deutlich, daß die Vernachlässigung der Rayleigh-Brillouin-Streuung für realistische atmosphärische Situationen zu einem Fehler von bis zu 10K in der Temperaturbestimmung führen kann. Der Aufbau und die für eine DIAL-Messung unzureichenden Eigenschaften eines Lasersystems auf der Basis eines Dauerstrich Farbstoff-Ringlasers mit anschließender Impulsverstärkung werden dargelegt. Die Messungen mit einem DIAL-System, das aus zwei durch Excimer-Laser gepumpten Farbstoff-Lasern besteht, bestätigen das Ergebnis der theoretischen Analyse. Temperaturprofile der planetarischen Grenzschicht konnten mit einer zeitlichen Auflösung von einer halben Stunde und einer räumlichen Auflösung von 82.5m bestimmt werden. Dabei betrug der absolute Temperaturfehler 5K und der Fehler des Temperaturgradienten 0.5K/100m.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Systemanalyse	3
1.1 Das DIAL-Prinzip	3
1.1.1 Die LIDAR-Gleichung und DIAL-Approximation	5
1.1.2 Der Absorptionskoeffizient	6
1.1.2.1 Die Absorptionslinienfunktionen	6
1.1.3 Parameter der Dial-Messung	7
1.1.4 Iteratives Lösungsschema für die Temperatur	8
1.1.5 Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Temperatur	9
1.2 Simulationsrechnungen	11
1.2.1 Die Sensitivität der Temperaturmessung	11
1.2.2 Der Einfluß der O_2 -Linienparameter	14
1.2.2.1 Die Grundzustandsenergie ϵ	14
1.2.2.2 Die Halbwertsbreite b_c^0	14
1.2.2.3 Der Temperaturexponent m	14
1.2.2.4 Die Linienstärke S_0	15
1.2.2.5 Die Absorptionslinienfunktion Λ	15
1.2.2.6 Die Verschiebung der Resonanzfrequenz $\tilde{\nu}_{on}(p, T)$	16
1.2.2.7 Bemerkung	17
1.2.3 Der Einfluß der Lasereigenschaften	17
1.2.3.1 Die Laserfrequenz ξ	17
1.2.3.2 Die Laserlinienbreite $h(\tilde{\nu})$	17
1.2.3.3 Die verstärkte Spontanemission	20
1.2.4 Einfluß der Atmosphäre	20
1.2.4.1 Der Einfluß des Windes	21
1.2.4.2 Linienverbreiterung durch Absorption	21
1.2.4.3 Druckabhängigkeit	21
1.2.4.4 Die Abhängigkeit vom Wasserdampfgehalt	21
1.2.5 Einfluß der Streuprozesse	22
1.2.5.1 Die Partikel-Streuung	22
1.2.5.2 Die Ramanstreuung	22
1.2.5.3 Rayleigh-Brillouin-Streuung	23
1.2.5.4 Der Einfluß der Rayleigh-Brillouin-Streuung	25
1.2.5.5 Bestimmung der Gesamtrückstreuung	29

1.3	Die Grenzen der Gültigkeit der Lidargleichung	32
1.4	Zusammenfassung	33
2	Aufbau eines Temperatur-DIAL-Systems	35
2.1	Das PANDO-Konzept	35
2.1.1	Der Ringlaser	37
2.1.1.1	Die zeitliche Stabilität der Ausgangsleistung	37
2.1.1.2	Die Frequenzstabilität und Abstimmbarkeit	39
2.1.2	Der Impulsverstärker	41
2.1.3	Bemerkung	41
2.2	Das bestehende Wasserdampf-DIAL-System	42
2.2.1	Fizeauinterferometrie	42
2.2.2	Photoakustische Spektroskopie	44
2.2.2.1	Abstimmung der Emissionswellenlänge	45
2.2.2.2	Abschätzung der Frequenzstabilität	46
3	Auswertung einer DIAL-Messung	47
3.1	Die Bestimmung der Systemparameter	47
3.1.1	Die Frequenzstabilität des Lasers	47
3.1.2	Die Emissionslinienbreite	48
3.1.3	Bestimmung der verstärkten Spontanemission (ASE)	51
3.1.4	Die Strahlgeometrie	52
3.1.4.1	Die untere Grenze des Auswertebereiches	52
3.2	Die Signalstatistik	54
3.2.1	Der Korrelationskoeffizient des 'online', 'offline'-Signales	54
3.2.2	Bestimmung des Temperaturfehlers aus der Signalstatistik	56
3.2.3	Die obere Grenze des Auswertebereiches	58
3.3	Der Einfluß der Rückstreuereigenschaften der Atmosphäre	59
3.3.1	Die Festlegung des Kalibrierungsniveaus	59
3.3.2	Die Festlegung des LIDAR-Verhältnisses	60
3.3.3	Der Anteil der Partikelstreuung im Kalibrierungsniveau	60
3.4	Zusammenfassung der Auswertung	65
4	Ausblick	66
A	Anhang	67
A.1	Die partiellen Ableitungen des Absorptionskoeffizienten	67
A.1.1	Die partiellen Ableitungen von $k(T)$	68
A.1.2	Die partiellen Ableitungen von $k(\epsilon)$	69
A.1.3	Die partiellen Ableitungen von $k(b_c^0)$	69
A.1.4	Die partiellen Ableitungen von $k(m)$	70
A.1.5	Die partiellen Ableitungen von $k(\bar{\nu})$	70
A.1.6	Die partiellen Ableitungen von $k(p)$	70
A.2	Behandlung der Rayleigh-Brillouin-Streuung	70
A.2.1	Abhängigkeit vom Rückstreuverhältnis	70
A.2.2	Abhängigkeit vom Fehler im Rückstreuverhältnis	71
A.2.3	Fehler im Partikel-Streukoeffizienten	71

A.2.4	Abhängigkeit des Rückstreuverhältnisses vom LIDAR-Verhältnis S_p^*	72
A.3	Zur Signalstatistik	73
A.3.1	Die Varianz einer Funktion mehrerer Variablen	73
A.3.2	Abschätzung der Korrelationskoeffizienten	74
A.3.3	Die Standardabweichung der Temperatur	75
A.4	Das DIAL-Auswerteprogramm LAUSY	76
A.5	Die Parameter des DIAL-Systems	78
Danksagung		79
Literaturverzeichnis		80
Verzeichnis der Symbole		84

Abbildungen

1.1	Das DIAL-Prinzip	4
1.2	Die optische Dicke	12
1.3	Temperatursensitivität des Absorptionskoeffizienten	13
1.4	Temperatursensitivität des Absorptionskoeffizienten(Ausschnitt)	13
1.5	Die Funktion χ	15
1.6	Der Temperaturfehler bei Verwendung der Voigtfunktion	16
1.7	Der Temperaturfehler als Funktion der Emissionsfrequenz	18
1.8	Der Temperaturfehler als Funktion endlicher Linienbreite	19
1.9	Der Temperaturfehler als Funktion der ASE	20
1.10	Die Halbwertsbreiten als Funktion der Höhe	24
1.11	Rayleigh-Brillouin-Spektren	24
1.12	Temperaturfehler durch Rayleigh-Brillouin-Streuung	27
1.13	Temperaturfehler durch Rayleigh-Brillouin-Streuung (Summe)	28
1.14	Temperaturfehler nach Korrektur des Rayleigh-Brillouin-Effektes	29
2.1	Das PANDO-Konzept	36
2.2	Der schematische Aufbau des Farbstoff-Ringlasers	38
2.3	Die Durchlaßkurven der Abstimmelemente	40
2.4	Übertragungsfunktionen des Fizeau-Interferometers	43
2.5	Die photoakustische Zelle	44
2.6	Photoakustisches Spektrum	45
3.1	Fizeauspektrum (Ausschnitt)	48
3.2	Zeitlicher Verlauf des PAC-Signales und der Fizeauintensität	49
3.3	Temperaturprofile für unterschiedliche Laseremissionsspektren	50
3.4	Bestimmung der ASE	51
3.5	'offline'-'offline'-Messung zur Bestimmung der optischen Geometrie	53
3.6	Korrelation der 'online'-,'offline'-Signale (1)	55
3.7	Korrelation der 'online'-,'offline'-Signale (2)	55
3.8	Temperaturprofil der DIAL-Messung vom 26.10.89 inkl. Fehler (1.Meßzeitraum)	57
3.9	Temperaturprofil der DIAL-Messung vom 26.10.89 inkl. Fehler (2.Meßzeitraum)	57
3.10	Bestimmung des Kalibrierungsniveaus der Partikelstreuung ($\ln PR^2$)	59
3.11	Rückstreuverhältnis 1.Meßzeitraum	61
3.12	Rückstreuverhältnis 2.Meßzeitraum	61
3.13	Gradient des Rückstreuverhältnisses 1.Meßzeitraum	62
3.14	Gradient des Rückstreuverhältnisses 2.Meßzeitraum	62

3.15	Abhängigkeit der Temperaturprofile von β_p^c 1.Meßzeitraum	64
3.16	Abhängigkeit der Temperaturprofile von β_p^c 2.Meßzeitraum	64
A.1	Struktogramm des DIAL-Auswerteprogrammes LAUSY	77

Tabellen

1.1	Die Parameter der DIAL-Messung	8
1.2	Die Linienparameter	11
1.3	Die Anforderung an die rel. Genauigkeit im Partikel-Rückstreukoeffizienten	30
1.4	Zusammenfassung der Fehler	33
2.1	Abschätzung der Leistungsdaten des PANDO-Konzeptes	36
2.2	Die Abstimmrate des Ringlasers	40
3.1	Parameter des Laserspektrums	49
3.2	Zusammenstellung der Standardabweichung der Temperatur	56
3.3	Vergleich der Sichtweiten	63
A.1	Zusammenstellung der Korrelationskoeffizienten	74
A.2	Zusammenstellung der Systemparameter	78

Einleitung

Temperatur, Druck und Wasserdampfgehalt sind die wesentlichen thermodynamischen Zustandsgrößen der Atmosphäre. Diese Parameter gehen ein in die Wettervorhersage, in Klimamodelle oder Modelle der Atmosphärenphysik.

Eine aktuelle Forschungsrichtung der Atmosphärenphysik ist die Modellierung von Wolken. Hierfür müssen Vertikalprofile des Wasserdampfgehaltes und der Temperatur bekannt sein.

Ein weiterer Forschungsschwerpunkt sind die Austausch- und Transportprozesse z.B. von Schadstoffen in der Atmosphäre. Dafür ist vor allem die Kenntnis des vertikalen Temperaturgradienten wichtig, da er die Stabilität bzw. Labilität der Dichteschichtung bestimmt. Daneben ist das Erkennen einer stark labilen Schichtung und den damit verbundenen Turbulenzen im Bereich von Flughäfen von Bedeutung für die Flugsicherheit.

Um nicht nur qualitative, sondern auch quantitative Aussagen zu machen, ergeben sich daher hohe Anforderungen an die Genauigkeit ($\approx 0.1K$) und an die räumliche ($\approx 100m$) und zeitliche ($\approx 60s$) Auflösung einer Temperaturmessung. Alle diese Forderungen können durch Radiosonden oder passive Fernerkundung nicht erfüllt werden. Also kommen nur aktive, kontinuierlich arbeitende Fernerkundungsverfahren in Frage.

Zur Temperaturbestimmung werden zur Zeit folgende aktive Verfahren untersucht bzw. betrieben:

- **RASS** : Radio Acoustic Sounding System, also ein radioakustisches Sondierungssystem

Es nutzt die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit, ist jedoch in seiner Reichweite bisher auf ca. 1 bis 2 km beschränkt.

- **LIDAR-Systeme** : LIght Detection And Ranging

Diese einen gepulsten Laser als Lichtquelle nutzenden Verfahren verbinden vom Prinzip her große Reichweite mit hoher Ortsauflösung, und enthalten drei nach der Rückstreuung sich unterscheidende Vertreter:

- **Raman-LIDAR**

Es beruht auf der temperaturabhängigen Besetzung der reinen Rotationszustände des Ramanspektrums. Aufgrund des sehr kleinen Wirkungsquerschnittes wird die Meßgenauigkeit im wesentlichen durch die Signalstatistik bestimmt.

- **Rayleigh-LIDAR**

Es nutzt die temperaturabhängige Dopplerverbreiterung des rückgestreuten Lichtes und erfordert daher höchstaufösende Spektroskopie.

- **DIAL** : DIfferential Absorption LIDAR, also differentielles Absorptions-Lidar

Es stützt sich auf die Temperaturabhängigkeit der Absorptionslinien von Gasen konstanter Konzentration.

Diese Arbeit untersucht das Temperatur-DIAL, d.h. die Anwendung des DIAL-Prinzips für die Temperaturbestimmung.

Im ersten Kapitel wird eine eingehende Systemanalyse mit Fehlerabschätzung durchgeführt. Dann wird der Aufbau eines solchen Systemes geschildert und schließlich eine Messung in der maritimen Grenzschicht ausgewertet. Zum Abschluß werden die Grenzen des Verfahrens aufgezeigt und die Anforderungen an weitere Untersuchungen beschrieben.

Kapitel 1

Systemanalyse

In dieser Analyse werden zunächst das Meßprinzip und die Meßgröße vorgestellt. Daran anschließend wird gezeigt, von welchen Parametern die Temperaturbestimmung mit der DIAL-Technik abhängt. Wie diese die Meßgenauigkeit beeinflussen, wird in den darauf folgenden Simulationsrechnungen diskutiert. Bevor abschließend eine Zusammenfassung dieser Ergebnisse folgt, werden die Gültigkeitsgrenzen der grundlegenden Gleichung abgeschätzt.

1.1 Das DIAL-Prinzip

Die Nutzung der DIAL-Technik zur Messung von Temperaturprofilen wurde erstmals von Korb et al. [KOR79] im Jahre 1979 vorgeschlagen. Abb. 1.1, S.4 zeigt das Prinzip des monostatischen DIAL-Verfahrens, bei dem Sender und Empfänger an gleichen Ort stehen, nach Collis et al. [COL76]. Es beruht darauf, daß der Absorptionsquerschnitt des zu untersuchenden Gases in der Atmosphäre eine ausgeprägte Wellenlängenabhängigkeit zeigt.

Diese Eigenschaft kann man ausnutzen, um eine räumlich differentielle optische Dicke zu bestimmen. Dazu wird ein Lichtpuls mit der Wellenzahl $\tilde{\nu}_{on}$ ('online'-Wellenzahl) in die Atmosphäre geschickt. Diese Strahlung wird auf ihrem Weg vom Sender (Laser) zum Rückstreuolumen und zurück zum Empfänger gestreut und absorbiert. Nach Emission eines zweiten Lichtpulses mit der Wellenzahl $\tilde{\nu}_{off}$ ('offline'-Wellenzahl), dessen zurückgestreute Intensität im wesentlichen durch die Streuprozesse bestimmt wird, ist es möglich, aus einem Vergleich die optische Dicke, d.h. die Absorption, die nur durch die zu untersuchende Substanz bedingt ist, zu messen. Dabei werden die empfangenen Signale mit Hilfe der Laufzeitinformation einer Entfernung R zugeordnet ($R = c \cdot t/2$, c : Lichtgeschwindigkeit), wobei sich die maximale Höhenauflösung δR prinzipiell aus der Pulsdauer $\Delta t_{las} \simeq 20ns$ zu etwa $3m$ letztlich jedoch durch die Wandlungszeit des Analog-Digital-Konverters mit $\Delta t_{adc} \simeq 50ns$ zu etwa $7.5m$ ergibt.

Die so gemessene optische Dicke ist eine Funktion sowohl der Dichte (ρ) als auch des Absorptionsquerschnittes (σ) der absorbierenden Substanz, d.h. man hat nur eine Meßgröße aber zwei Unbekannte. Daher wird im Falle der Wasserdampfbestimmung σ aus spektroskopischen Daten berechnet, um dann ρ zu bestimmen. Im Falle der Temperaturbestimmung wird dagegen ρ aus dem idealen Gasgesetz und dem konstanten Volumenmischungsverhältnis des Sauerstoffes (O_2) in Luft abgeleitet und aus der Temperaturabhängigkeit von σ die gewünschte Information gewonnen. Im Prinzip wäre auch eine Temperatur-DIAL-Messung an Stickstoff (N_2) möglich, da er auch gut durchmischt ist. Jedoch absorbiert Stickstoff in einem Bereich ($\approx 2300cm^{-1}$) in dem die Absorp-

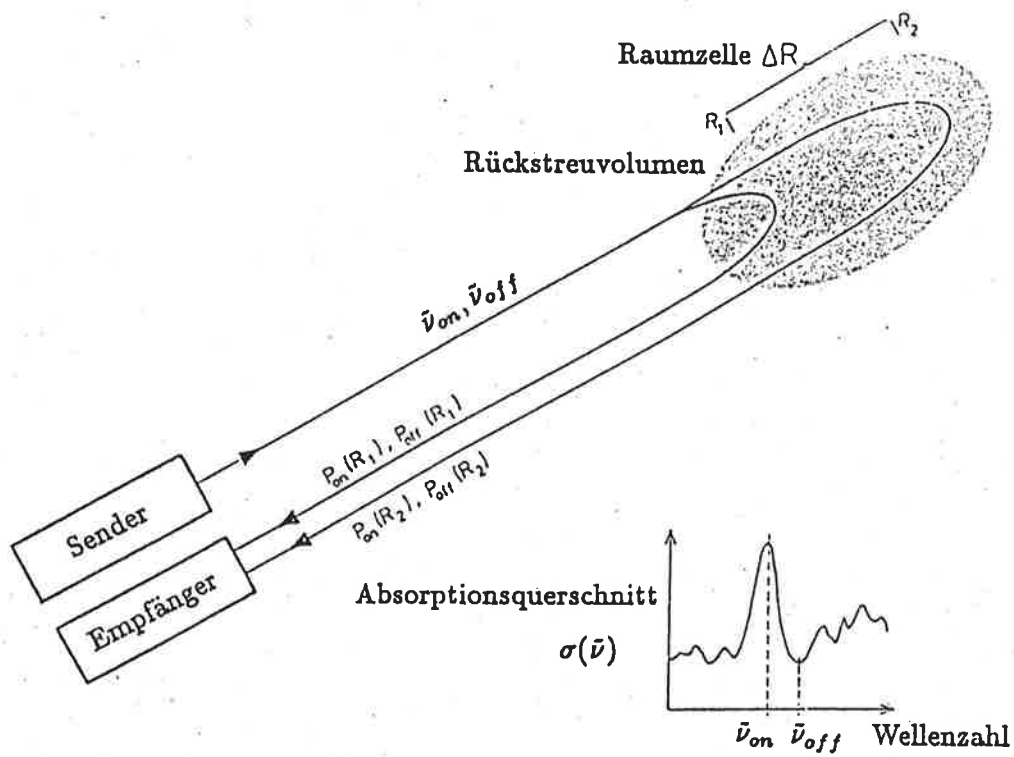


Abbildung 1.1: Das DIAL-Prinzip nach Collis et al. [COL76]. Das eingeschobene Bild zeigt den Absorptionsquerschnitt σ schematisch als Funktion der Wellenzahl $\tilde{\nu}$.

tionstärke von Kohlendioxid die von N_2 um mehrere Größenordnungen übersteigt. Daher soll im folgenden nur die Bestimmung unter Ausnutzung der Absorption von O_2 untersucht werden.

1.1.1 Die LIDAR-Gleichung und DIAL-Approximation

Ausgehend von dem Beer-Lambert'schen Gesetz, werden die empfangenen Signale durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$P(R) = P_0 \cdot \frac{A \cdot \delta R}{R^2} \cdot \int_0^\infty h(\bar{\nu}) \cdot \zeta \cdot \beta \cdot e^{-2 \cdot \int_0^R (\alpha+k) dr} \cdot d\bar{\nu} \quad (1.1)$$

$P(R)$: empfangene Leistung aus der Höhe R
P_0	: Ausgangsleistung
A	: Detektorfläche
$h(\bar{\nu})$: spektrales Laseremissionsprofil
ζ	: Effizienz des optischen Systems
β	: Summe aus Rayleigh- und Aerosol-Rückstreuoeffizient
α	: Extinktionskoeffizient ohne k
k	: Absorptionskoeffizient der untersuchten Substanz

Die LIDAR-Gleichung, wie man sie z.B. bei Collis et al. [COL76] findet, wurde hier durch die spektrale Integration über das Emissionsprofil des Lasers erweitert [CAH81]. Unter folgenden Voraussetzungen:

- monochromatische Emission,
- α, β konstant, sowohl über den Wellenzahlbereich $\bar{\nu}_{on} - \bar{\nu}_{off}$ wie auch in der Raumzelle ($\Delta R = R_2 - R_1$),
- Zeit zwischen den beiden Pulsen klein ($\leq 1ms$),
- und rein elastische Streuung,

ergibt sich gemäß Schotland [SCH74] die sogenannte DIAL-Approximation. Sie verbindet den mittleren Absorptionskoeffizienten für eine Raumzelle in der Höhe $\bar{R} = (R_1 + R_2)/2$ mit den gemessenen Signalen.

$$\bar{k}(\bar{R}) = \frac{1}{2 \cdot \Delta R} \cdot \left[\ln \frac{P_{on}(R_1)}{P_{off}(R_1)} - \ln \frac{P_{on}(R_2)}{P_{off}(R_2)} \right] \quad (1.2)$$

An dieser Stelle sei erwähnt, daß die DIAL-Technik ein doppelt differentielles Verfahren ist, da für die Ableitung der gewünschten Information eine Differenzenbildung sowohl in der Entfernung (R_1, R_2) wie auch in der Frequenz ($\bar{\nu}_{on}, \bar{\nu}_{off}$) durchgeführt werden muß. Dies hat insbesondere Konsequenzen bei schlechter Signalstatistik, wie im Abschnitt 3.2, S.54 noch weiter ausgeführt wird. Ob obige Voraussetzungen erfüllt bzw. erfüllbar sind, wird in den nächsten Abschnitten diskutiert. Zunächst soll jedoch der Absorptionskoeffizient näher betrachtet werden.

1.1.2 Der Absorptionskoeffizient

Der Absorptionskoeffizient ist gegeben durch :

$$k = q \cdot n \cdot S \cdot \Lambda \quad (1.3)$$

- q : Volumenmischungsverhältnis des Stoffes
- n : Teilchenzahldichte
- S : Absorptionslinienstärke
- Λ : Absorptionslinienfunktion

Das Volumenmischungsverhältnis q des molekularen Sauerstoffes hängt schwach vom Wasserdampf in der Atmosphäre ab; dies läßt sich wie folgt berücksichtigen [KOR82a].

$$q = q_0 \cdot (1 - q^*) \quad (1.4)$$

Dabei ist q_0 das Volumenmischungsverhältnis von O_2 in trockener Luft (20.95%) und q^* das des Wasserdampfes (Sättigungswert am Boden $\approx 2\%$).

Die Teilchendichte n ergibt sich aus dem Gesetz für das ideale Gas zu:

$$n = \frac{p}{k_B \cdot T} \quad (1.5)$$

- mit p : Luftdruck
- k_B : Boltzmannkonstante
- T : Temperatur

Die Absorptionslinienstärke S ist gegeben durch das Produkt der Besetzungsfunktion der Rotationszustände mit dem Boltzmannfaktor. In vereinfachter Form ist sie gegeben durch:

$$S = S_0 \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^l \cdot \exp\left[-\frac{\epsilon}{k_B} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \quad (1.6)$$

wobei S_0 die Linienstärke bei Standard-Temperatur und -Druck (STP) und ϵ die Grundzustandsenergie des betrachteten Überganges sind. Für ein zweiatomiges (lineares) Molekül wie O_2 ist $l = 1$, für Wasserdampf (dreiatomig) ist $l = 1.5$.

1.1.2.1 Die Absorptionslinienfunktionen

Für Messungen in der Atmosphäre tragen sowohl der Dopplereffekt als auch die Verbreiterung durch Stöße signifikant zum Absorptionslinienprofil bei. Die Dopplerverbreiterung der natürlichen Absorptionslinienbreite ist bedingt durch die thermische Bewegung der Moleküle. Aufgrund der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung ergibt sich daraus für das Absorptionslinienprofil eine Gauß'sche Glockenkurve. Dagegen wird die Verbreiterung durch Stöße durch eine Lorentzverteilung beschrieben. Die entsprechende Faltung dieser beiden Verteilungen ergibt die sogenannte Voigtlinienfunktion Λ_V , hier in der Formulierung von Penner et al. [PEN53] :

$$\Lambda_V = \frac{f' \cdot a}{\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2)}{a^2 + (\xi - y)^2} dy \quad (1.7)$$

oder nach Abramowitz et al. [ABR72] Gl.7.4.13:

$$\Lambda_V = f' \cdot \Re w(\xi + i \cdot a) \quad (1.8)$$

mit

$$f' = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{1}{b_d} \quad (1.9)$$

$$a = \sqrt{\ln 2} \cdot b_c / b_d \quad (1.10)$$

$$\xi = \sqrt{\ln 2} \cdot (\bar{\nu} - \bar{\nu}_{on}) / b_d \quad (1.11)$$

Dabei ist mit \Re der Realteil der komplexen Fehlerfunktion w bezeichnet. Die Größen b_d (Dopplerhalbwertsbreite (HWHM)) und b_c (Kollisionshalbwertsbreite (HWHM)) sind definiert durch:

$$b_d = \sqrt{2 \cdot k_B \cdot T \cdot \ln 2 / (M \cdot c^2)} \cdot \bar{\nu}_{on} \quad (1.12)$$

$$b_c = b_c^0 \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^m \quad (1.13)$$

wobei M die Masse des absorbierenden Moleküls und b_c^0 die Kollisionshalbwertsbreite bei STP ist.

Für lineare Moleküle ergibt eine vereinfachte Theorie $m = 0.5$. Wie jedoch Ritter [RIT86] in seinen spektral hochauflösenden Untersuchungen am Sauerstoff zeigt, ist m abhängig von der jeweiligen Absorptionslinie. Außerdem zeigt er, daß die experimentellen Daten besser vom Rautian-Modell, das die Einschränkung der translatorischen Freiheit durch Stöße berücksichtigt, angenähert werden. Dieses Modell wird durch folgende Gleichung beschrieben [VAR84]:

$$\Lambda_R = f' \cdot \Re \frac{w(z')}{1 - \sqrt{\pi} \cdot \Theta \cdot w(z')} \quad (1.14)$$

mit

$$\Theta = \sqrt{\ln 2} \cdot \eta(p) / b_d \quad (1.15)$$

$$z' = \xi + i \cdot (a + \Theta) \quad (1.16)$$

und dem Einengungsparameter $\eta(p)$. Im Grenzfall $\eta = 0$ geht diese Funktion in das Voigtprofil über.

1.1.3 Parameter der Dial-Messung

Nach den obigen Formeln wird die DIAL-Messung von insgesamt 15 Größen bestimmt, die in Tab.1.1, S.8 zusammengestellt sind. Dabei wurde unterschieden zwischen den nicht vom Experiment zu ändernden Parametern der Atmosphäre, den beschränkt wählbaren Parametern der Absorptionseigenschaften und den optimierbaren Parametern des Laser-Systems.

Welchen Einfluß diese Parameter auf die Bestimmung des Temperaturprofils $T(R)$ haben, wird im Abschnitt 1.2 ab S.11 ausführlich dargelegt. Jedoch lassen sich schon an dieser Stelle einige Feststellungen treffen.

Da man sowohl an der absoluten Temperatur als auch am Temperaturgradienten interessiert ist, sollte zwischen Fehlern, die unabhängig von der Höhe sind und somit zu einer Verschiebung des gesamten Temperaturprofils führen, und solchen Fehlern, die innerhalb eines Profils auftreten, unterschieden werden.

Im einzelnen ergibt sich:

Atmosphäre	Absorptionslinien	Lasersystem
T	ϵ	ξ
p	b_c^0	$h(\bar{\nu})$
q	m	
β	S_0	
α	l	
	Λ	
	η	
	$\bar{\nu}_{on}$	

Tabelle 1.1: Die Parameter der DIAL-Messung

- Atmosphäre:

Aufgrund ihrer Variabilität mit der Höhe werden die Atmosphärenparameter wesentlich zu Fehlern bei der Messung des Temperaturgradienten beitragen.

Die DIAL-Approximation berücksichtigt z.B. nicht die Verbreiterung des rückgestreuten Laserlichtes durch Rayleigh-Brillouin-Streuung. Ihr Einfluß auf die Meßgenauigkeit ist abhängig vom Extinktionskoeffizienten α und Rückstreukoeffizienten β , siehe 1.2.5.3, S.23. Deshalb sind diese Koeffizienten in der Tabelle aufgeführt, obwohl sie in den Formeln für den Absorptionskoeffizienten nicht erscheinen.

- Absorptionslinien:

Die Fehler der Absorptionslinienparameter können zu einer Verschiebung des gesamten Temperaturprofils führen. Eine gewisse Ausnahme bildet die Resonanzwellenzahl ($\bar{\nu}_{on}$), sie ist eine Funktion des Druckes und der Temperatur, siehe Abschnitt 1.2.2.6, S.16, und somit höhenabhängig.

- Lasersystem:

Der Systemparameter ξ , der die Abweichung der Emissionswellenzahl des Lasers von der Resonanzwellenzahl beschreibt, führt zu einer Verschiebung von $T(R)$, im Zusammenhang mit $\bar{\nu}_{on}(T, p)$ kann jedoch auch ein höhenabhängiger Fehler auftreten.

Das Laseremissionsprofil $h(\bar{\nu})$ bewirkt durch seine endliche Linienbreite eine systematische Verschiebung des Temperaturprofils.

1.1.4 Iteratives Lösungsschema für die Temperatur

Setzt man die Gln.1.5,1.6 in Gl.1.3 ein, so ergibt sich folgender Ausdruck für den Absorptionskoeffizienten des molekularen Sauerstoffes.

$$k = C \cdot q \cdot \frac{p}{T} \cdot \frac{1}{T} \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon}{k_B \cdot T}\right) \cdot \Lambda(T) \quad (1.17)$$

mit

$$C = \frac{T_0}{k_B} \cdot S_0 \cdot \exp\left(\frac{\epsilon}{k_B \cdot T_0}\right) \quad (1.18)$$

Aufgrund des nichtlinearen Zusammenhanges zwischen dem Absorptionskoeffizienten k und der Temperatur T ist eine Auflösung dieser Gleichung nach T nicht möglich. Korb et al. [KOR82a] schlagen deshalb folgenden iterativen Ansatz vor:

$$T_{i+1} = \frac{\epsilon/k_B}{\ln(C \cdot q \cdot \Lambda(T_i)) - \ln(k \cdot T_i^2/p)} \quad (1.19)$$

Diese Iterationsgleichung ergibt sich, indem man die Gl. 1.17 zunächst nach dem stark temperaturabhängigen exponentiellen Term auflöst und dann den Logarithmus bildet. Für die stark temperaturabhängigen Absorptionslinien, wie sie für eine DIAL-Messung gewünscht sind, konvergiert dieses Iterationsschema rasch. So genügen bei troposphärischen Temperaturen z.B. schon vier Iterationen, wenn der Startwert um $10K$ abweicht, um den wahren Wert auf $0.01K$ genau zu reproduzieren.

1.1.5 Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Temperatur

Die totale Ableitung des Absorptionskoeffizienten nach der Temperatur zeigt, wie genau k bekannt sein muß, damit der absolute Fehler von T kleiner als z.B. $1K$ bleibt. Explizit ergibt sich aus Gl.1.3, S.6 :

$$\frac{dk}{d\Phi} = \frac{\partial q}{\partial \Phi} \cdot n \cdot S \cdot \Lambda + q \cdot \frac{\partial n}{\partial \Phi} \cdot S \cdot \Lambda + q \cdot n \cdot \frac{\partial S}{\partial \Phi} \cdot \Lambda + q \cdot n \cdot S \cdot \frac{\partial \Lambda}{\partial \Phi} \quad (1.20)$$

Dabei steht Φ für einen der in Tab.1.1, S.8 zusammengefaßten Parameter. Nach partieller Differentiation, siehe Anhang A.1.1, S.68, erhält man folgenden Ausdruck für die relative Änderung des Absorptionskoeffizienten mit der Temperatur:

$$\frac{dk}{k} = \frac{dT}{T} \cdot \left(\frac{\epsilon}{k_B \cdot T} - \frac{5}{2} + \Xi + \xi^2 \right) \quad (1.21)$$

wobei die Funktion Ξ in Gl.A.18, S.69 definiert ist.

Die maximale Empfindlichkeit für Temperaturmessungen wird erreicht, wenn der Klammerausdruck in Gl.1.21 entweder einen großen positiven oder negativen Wert annimmt.

In großen Höhen, wenn die Absorptionslinienbreite im wesentlichen durch die Dopplerverbreiterung bestimmt wird, strebt Ξ gegen 0. Wird dagegen die Linienbreite durch die Druckverbreiterung bestimmt, d.h. in Bodennähe, so strebt Ξ gegen 1.

Die Empfindlichkeit ist von ξ abhängig, weil die Absorptionslinienflanken eine stärkere Temperaturabhängigkeit besitzen als das Linienzentrum. Aber nur $\xi \geq 1$, d.h. der Laser emittiert bei etwa der Halbwertsbreite der Absorptionslinie, führt zu einer signifikanten Erhöhung der Sensitivität. Kleine Schwankungen in der Laserwellenzahl führen dann aber zu erheblichen Änderungen des Absorptionsquerschnittes, wie in Abschnitt 1.2.3.1, S.17 gezeigt wird. Dies ist für $\xi \approx 0$ nicht der Fall, d.h. in einem Experiment ist die Laseremission auf das Linienzentrum abzustimmen.

Zu diskutieren verbleibt also die Grundzustandsenergie ϵ einer bestimmten Linie. Die Temperaturabhängigkeit verschwindet, wenn der Klammerausdruck in Gl.1.21 gegen Null strebt. Dies ist für $\xi \approx 0$ und $\Xi \approx 1$ bei $\epsilon \approx 0.04eV \approx 290cm^{-1}$ der Fall. Für eine Temperaturmessung muß daher eine Absorptionslinie mit großem ϵ gewählt werden.

Bei der Auswahl ist ferner zu beachten, daß die einfache optische Dicke durch Absorption vom Lidarstandort bis zur maximalen Meßhöhe ≈ 1.1 erreichen sollte [REM78]. Dieser Wert ergibt sich aus der Forderung nach einer hohen Ortsauflösung bei Berücksichtigung der Signaldynamik.

Daraus ergibt sich für die gesamte optische Dicke τ_{max} :

$$\tau_{max} = 2 \cdot \int_0^{R_{max}} k(r) dr \approx 2.2 \quad (1.22)$$

Weitere allgemeine Aussagen sind nicht möglich, d.h. es müssen spezielle Absorptionslinien und deren Parameter diskutiert werden.

1.2 Simulationsrechnungen

Im folgenden wird gezeigt, mit welcher Genauigkeit der Absorptionskoeffizient bestimmt werden muß, um die Temperatur auf 1K genau zu messen. Daraufhin wird analysiert, ob Unsicherheiten in den Parametern der DIAL-Messung zu vergleichbaren Änderungen des Absorptionskoeffizienten führen. Dazu wird zunächst der Einfluß der Absorptionslinienparameter untersucht. Daran folgend wird dargelegt, welche Forderungen von dem Lasersystem zu erfüllen sind. Abschließend wird gezeigt, wie die Meßgenauigkeit von den Atmosphärenparametern abhängt, wobei die Streuprozessen in einem eigenen Abschnitt behandelt werden.

Da der Absorptionskoeffizient von den Zustandsgrößen der Atmosphäre abhängt, wurde, um die Fehler einer Temperaturmessung mit dem DIAL-Verfahren realitätsnah abzuschätzen, ein einfaches etwa der US-Standardatmosphäre von 1962 entsprechendes Modell benutzt:

$$\begin{aligned} T(R) &= T_0 - R \cdot \Delta T / \Delta Z & \Delta T / \Delta Z &= 0.0065 K/m \\ p(R) &= p_0 \cdot \exp(-R/H_p) & H_p &= 7800m \\ n_{H_2O}(R) &= n_0^{H_2O} \cdot \exp(-R/H_{H_2O}) & H_{H_2O} &= 2200m \end{aligned}$$

Der Index 0 gibt die Bodenwerte an. $n_0^{H_2O}$ wurde so gewählt, daß dies 50% relativer Feuchte entspricht.

1.2.1 Die Sensitivität der Temperaturmessung

Unter den oben erwähnten Nebenbedingungen für ϵ und τ_{max} , kommen für bodengenbundene DIAL-Messungen der troposphärischen Temperatur nur die in Tab.1.2 zusammengefaßten Absorptionslinien im A-Band von O_2 bei $\approx 770nm$ in Frage.

Linie	$\bar{\nu}_{on}$ [cm^{-1}]	λ_{on} [nm]	$S_0 \cdot 10^{25}$ [$cm^2 \cdot mol^{-1} \cdot cm^{-1}$]	b_c^0 [cm^{-1}]	ϵ [cm^{-1}]
^P $P_{25,25}$	13021.288	767.973	4.34 ¹	0.0390 ¹	933.533
^P $P_{27,27}$	13010.812	768.592	2.21 ¹	0.0371 ¹	1085.206
^P $P_{29,29}$	12999.959	769.233	1.08 ¹	0.0362 ¹	1248.204
^P $P_{31,31}$	12988.728	769.898	0.429	0.035 ²	1422.502
^P $P_{33,33}$	12977.116	770.587	0.185	0.034 ²	1608.071

Tabelle 1.2: Zusammenstellung der für eine Temperatur-DIAL-Messung geeigneten $^{16}O_2$ Absorptionslinien. In Spalte 'Linie' steht die spektroskopische Notation der am Übergang beteiligten Rotations-Schwingungszustände von O_2 . Die Zahlenwerte wurden dem HITRAN-Absorptionslinienatlas [ROT87] entnommen, sofern nicht aktuellere Meßwerte von Ritter [RIT86] zur Verfügung standen. Letztere sind durch eine hochgestellte 1 gekennzeichnet. Im HITRAN-Atlas wird die Kollisionshalbwertsbreite (b_c^0) für alle O_2 -Linien mit $0.05cm^{-1}$ angegeben. Da dies im Vergleich mit den Angaben von Ritter ein zu großer Wert ist, wurden die Werte für b_c^0 , der nicht vermessenen Linien (^P $P_{31,31}$, ^P $P_{33,33}$), linear aus den vorhandenen Meßwerten extrapoliert. Diese sind durch eine hochgestellte 2 markiert.

Diese Auswahl ergibt sich aus den Rechnungen für die optische Dicke, die in Abb.1.2, S.12 als Funktion der Absorptionslinie und der Höhe zusammengefaßt sind. Die dafür notwendigen Werte der w -Funktion wurde mit der Reihenentwicklung nach Abramowitz et al. [ABR72] Gl. 7.1.29 berechnet. Da es sich um eine unendliche Reihe handelt, wurde die Berechnung abgebrochen, wenn sowohl im Realteil als auch im Imaginärteil die relativen Änderungen kleiner als 10^{-7} waren.

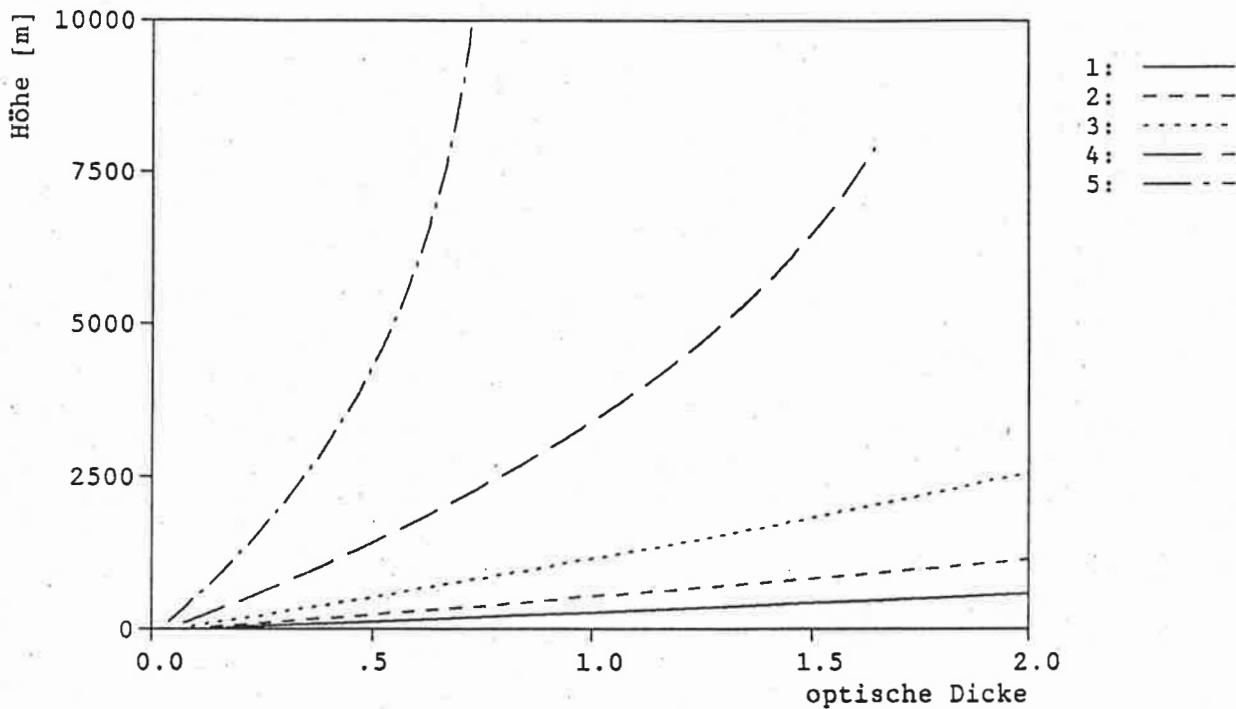


Abbildung 1.2: Zweifache optische Dicke als Funktion der Höhe für verschiedene Absorptionslinien. (entspr. der Notation in Tab.1.2, S.11) 1:^PP_{25,25}, 2:^PP_{27,27}, 3:^PP_{29,29}, 4:^PP_{31,31}, 5:^PP_{33,33}

Die Gl.1.21, S.9 verbindet die relative Änderung des Absorptionskoeffizienten mit der der Temperatur. Aussagekräftiger ist die Sensitivität, d.h. die relative Änderung des Absorptionskoeffizienten bei einer Temperaturänderung von 1K, wie sie durch $\gamma = (dk/k)/dT$ gegeben ist. Die entsprechenden Kurven sind in Abb.1.3, S.13 dargestellt.

Aus der Abnahme der Temperatur mit der Höhe folgt der Anstieg der Sensitivität in Abb.1.3, S.13. In der Grenzschicht, für die die Linien ^PP_{25,25} bis ^PP_{29,29} in Frage kommen, steigt die Sensitivität aufgrund der relativ geringen Temperaturänderung nahezu linear an. (Abb.1.4, S.13).

Daraus ergibt sich z.B. für die ^PP_{27,27}-Linie, daß bei 1K Temperaturerhöhung der Absorptionskoeffizient um 1.4% steigt, d.h. um auf die Temperatur auf 1K genau zu messen, muß der Absorptionskoeffizient auf 1.4% genau bekannt sein.

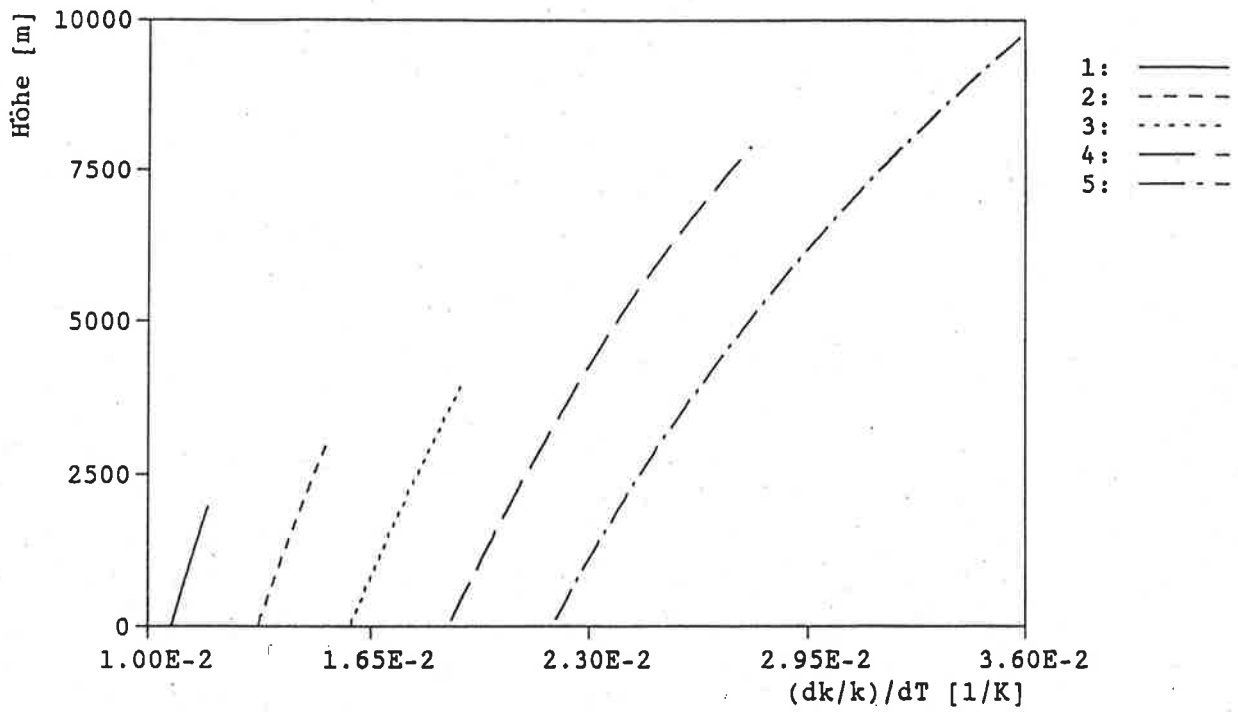


Abbildung 1.3: Temperatursensitivität des Absorptionskoeffizienten als Funktion der Höhe für die verschiedenen Linien. 1: $P_{25,25}$, 2: $P_{27,27}$, 3: $P_{29,29}$, 4: $P_{31,31}$, 5: $P_{33,33}$

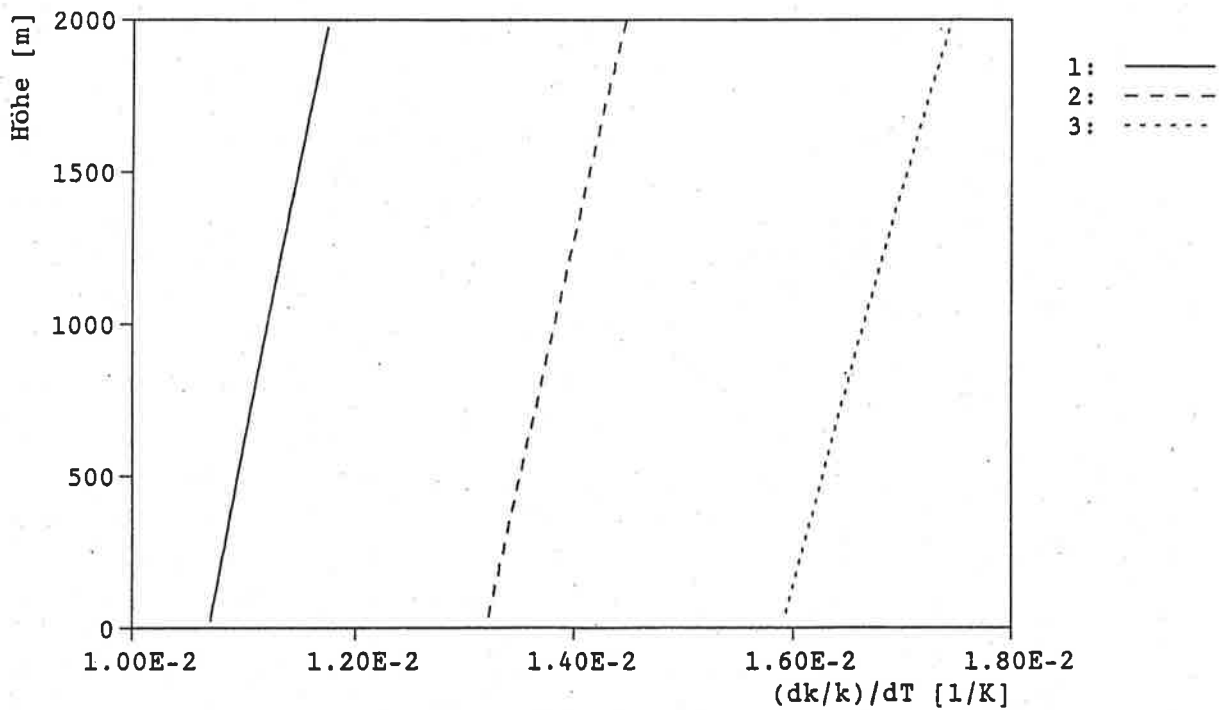


Abbildung 1.4: Temperatursensitivität des Absorptionskoeffizienten als Funktion der Höhe für die Linien 1: $P_{25,25}$, 2: $P_{27,27}$, 3: $P_{29,29}$.

1.2.2 Der Einfluß der O_2 -Linienparameter

Analog zu den Überlegungen zur Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Temperatur (s. 1.1.5, S.9) läßt sich auch die Abhängigkeit von den übrigen Parametern berechnen, indem man jeweils die entsprechende Ableitung berechnet. Dies geschieht in der Reihenfolge der Parameter, wie sie in Tab.1.1, S.8 aufgeführt sind.

1.2.2.1 Die Grundzustandsenergie ϵ

Wie im Anhang A.1.2, S.69 gezeigt, ergibt sich für den Einfluß von ϵ folgender Ausdruck:

$$\frac{dk}{k} = -d\epsilon \cdot \frac{1}{k_B} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \quad (1.23)$$

Geht man von einer Temperaturdifferenz von $65K$ aus, was einer Höhendifferenz von $10km$ entspricht, so erhält man für

$$\frac{h \cdot c}{k_B} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \approx 10^{-3} cm,$$

dabei ist h das Planck'sche Wirkungsquantum. Die Grundzustandsenergie wird aus den Konstanten der Rotation, der Spin-Spin-Kopplung und der Spin-Bahn-Kopplung des Sauerstoffes berechnet. Diese Konstanten wurden von Babcock et al. [BAB48] experimentell bestimmt. Schätzt man den Gesamtfehler $d\epsilon$ pessimistisch mit $d\epsilon \approx 0.1 cm^{-1}$ ab, ergibt sich ein relativer Fehler von k in $10 km$ Höhe von 10^{-4} . Somit ist dieser Fehler für die Temperaturbestimmung vernachlässigbar.

1.2.2.2 Die Halbwertsbreite b_c^0

Für die relative Änderung des Absorptionskoeffizienten bei Änderung der Kollisionshalbwertsbreite bei STP ergibt sich - siehe A.1.3, S.69 - folgender Ausdruck:

$$\frac{dk}{k} = \frac{db_c^0}{b_c^0} \cdot \chi \quad (1.24)$$

Die durch Gl.A.7, S.68 definierte Größe χ , ist in Abb.1.5 für die jeweiligen Linien in Abhängigkeit von der Höhe dargestellt.

Die relative Genauigkeit der Kollisionshalbwertsbreite z.B. für die Linie $^P P_{27,27}$ wird von Ritter [RIT86] mit 2.7% angegeben. Daraus ergibt sich ein relative Fehler des Absorptionskoeffizienten von 2.3% am Boden und 2.1% in $2km$ Höhe, das entspricht einem Fehler der Temperatur von $1.7K$ bzw. $1.5K$. Diese Abnahme erklärt sich aus dem abnehmenden Anteil der Kollisionsverbreiterung an der Gesamthalbwertsbreite.

1.2.2.3 Der Temperaturexponent m

Die relative Änderung des Absorptionskoeffizienten hängt von der Änderung des Temperaturexponenten der Kollisionshalbwertsbreite wie folgt ab (s. A.1.4, S.70):

$$\frac{dk}{k} = dm \cdot \chi \quad (1.25)$$

Hier ist zu beachten, daß der absolute Fehler des Exponenten entscheidend ist. Der Exponent wurde von Ritter zu $m = 0.76 \pm 0.05$ bestimmt. Damit ergeben sich mögliche Fehler der Temperatur von $3.3K$ am Boden und $2.8K$ in $2km$ Höhe für die Linie $^P P_{27,27}$.

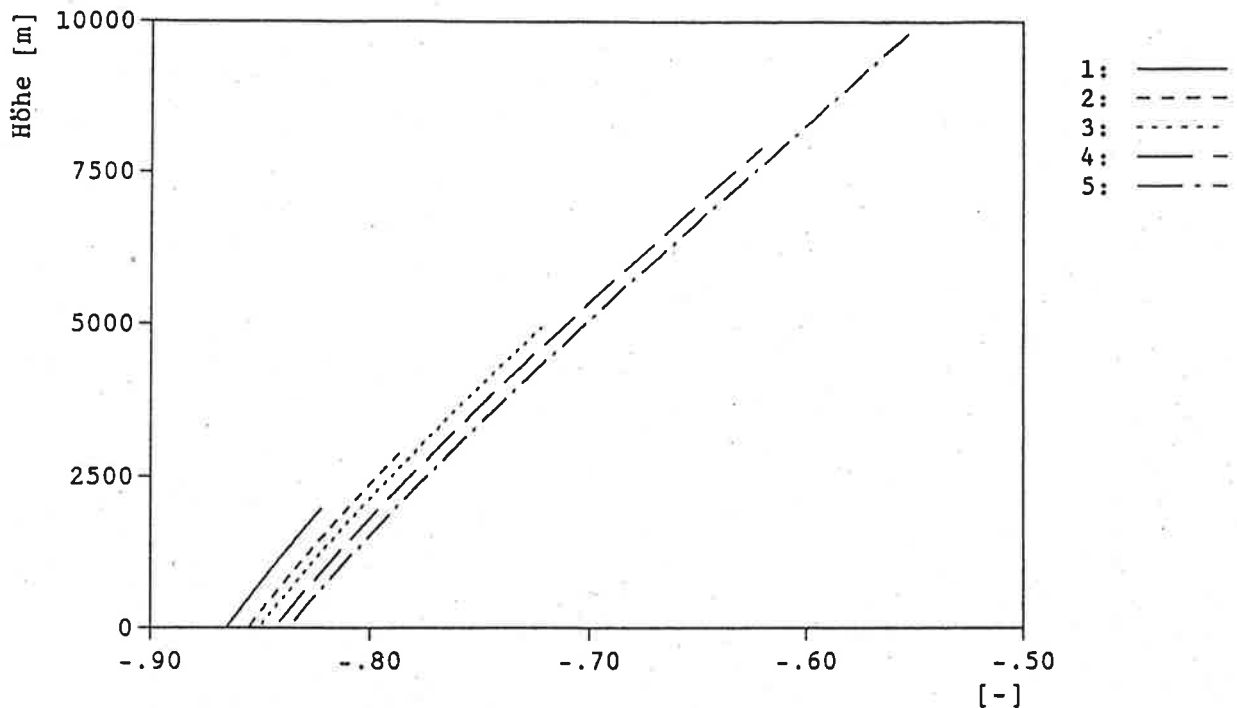


Abbildung 1.5: Die Größe χ als Funktion der Höhe für die Linien
 1: $^P P_{25,25}$, 2: $^P P_{27,27}$, 3: $^P P_{29,29}$, 4: $^P P_{31,31}$, 5: $^P P_{33,33}$.

1.2.2.4 Die Linienstärke S_0

Da der Absorptionskoeffizient linear von der Linienstärke bei STP (S_0) abhängt s. Gl.1.6, S.6, ergibt sich für den relativen Fehler:

$$\frac{dk}{k} = \frac{dS_0}{S_0} \quad (1.26)$$

Der relative Fehler von S_0 für die $^P P_{27,27}$ -Linie ist 0.9% [RIT86], dies kann zu einer von der Höhe nahezu unabhängigen Verschiebung des Temperaturprofils von 0.6K führen.

1.2.2.5 Die Absorptionslinienfunktion Λ

Die Absorptionslinienform geht linear in die Formel für den Absorptionskoeffizienten ein. Daraus ergibt sich, wenn man die Voigtfunktion Λ_V statt des exakteren Rautian-Modells Λ_R benutzt, folgender Ausdruck für die relative Änderung des Absorptionskoeffizienten (monochromatische Emission):

$$\frac{dk}{k} = \frac{\Lambda_R(\bar{\nu}_{on}) - \Lambda_V(\bar{\nu}_{on})}{\Lambda_R(\bar{\nu}_{on})} \quad (1.27)$$

Der resultierende Fehler der Temperatur ist in Abb. 1.6, S.16 graphisch dargestellt. Für die $^P P_{27,27}$ -Linie ergibt sich daraus z.B. ein Fehler von $\approx 1.1K$ am Boden und $\approx 1.2K$ in 2km Höhe. Die positiven Änderungen des Absorptionskoeffizienten und damit der Temperatur sind durch den Einengungsparameter im Rautian-Modell bedingt. Dieser führt zu einer 'schlankeren' Linienform, woraus sich ein größerer Wert im Linienzentrum ergibt, da die Absorptionslinienfunktionen jeweils normiert sind.

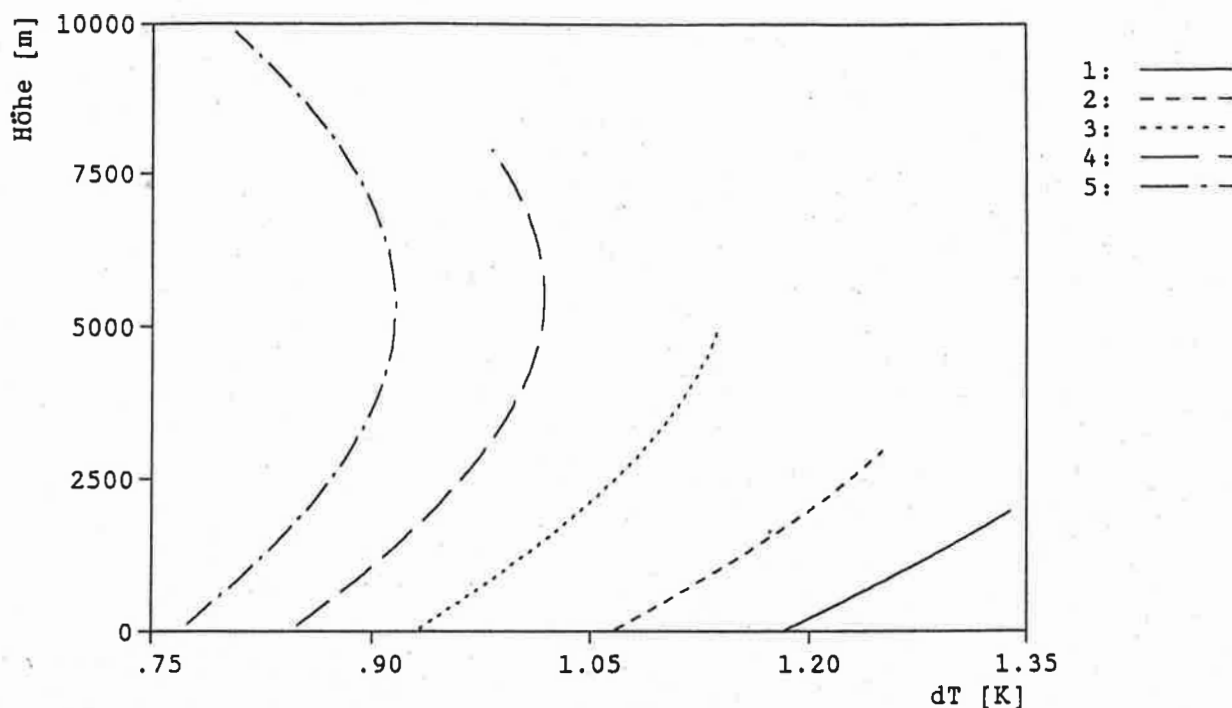


Abbildung 1.6: Der Temperaturfehler bei Verwendung der Voigtfunktion für die Absorptionslinie und monochromatischer Emission als Funktion der Höhe für die Linien

1: ${}^P P_{25,25}$, 2: ${}^P P_{27,27}$, 3: ${}^P P_{29,29}$, 4: ${}^P P_{31,31}$, 5: ${}^P P_{33,33}$

In der Realität muß von einer endlichen Emissionslinienbreite ausgegangen werden. Die entsprechende Frequenzintegration (s. Gl. 1.1, S.5) über das Produkt aus Emissionsprofil ($h(\tilde{\nu})$) und frequenzabhängiger Transmission ($\exp(-2 \cdot k[\Lambda(\tilde{\nu})] \cdot \Delta R)$) führt zu kleineren Abweichungen. Somit stellen die obigen Angaben den maximalen Fehler für die Temperatur dar.

Da eine vollständige Ableitung der Fehler bei Zugrundelegung des exakteren Rautian-Modells zu noch komplizierteren Formeln führt, und die Auswirkungen hiervon auf die anderen Fehlerquellen nur von zweiter Ordnung sind, wurde auf die Ableitung verzichtet.

1.2.2.6 Die Verschiebung der Resonanzfrequenz $\tilde{\nu}_{on}(p, T)$

Die druckabhängige Verschiebung des Absorptionslinienzentrums bei Wasserdampf ist schon seit längerem bekannt [ENG73]. Die Ursache dafür ist die Verschiebung der am Übergang beteiligten Energieniveaus, durch Stöße zwischen den Molekülen des absorbierenden Gases und des Fremdgases.

Bösenberg [BÖS85] entwickelte die simultane photoakustische Spektroskopie, mit der er ausgewählte Absorptionslinien von H_2O vermaß. Ritter benutzte eine Variante dieser Technik (eine photoakustische Zelle und eine Absorptionszelle), um detaillierte Untersuchungen über die Ursache und Größe dieser Verschiebung zu machen. Für die ${}^P P_{27,27}$ -Linie ermittelte er einen 'Shift'-Koeffizienten in Luft von $\tilde{\nu}_s(T_0) = -0.009 cm^{-1}$. Außerdem ist dieser Wert schwach temperaturabhängig, da die Differenz des Verschiebungskoeffizienten $\tilde{\nu}_s(-20^\circ C) - \tilde{\nu}_s(100^\circ C)$ jedoch nur $\approx 0.0025 cm^{-1}$ beträgt, beeinflußt diese Tatsache die Temperaturmessung praktisch nicht.

Die Laseremissionswellenzahl wird mit Hilfe einer photoakustischen Zelle mit einem Druck von typischerweise 200hPa eingestellt s. 2.2.2, S.44. Daraus folgt eine Differenz zwischen der Wellenzahl der Laseremission und der des Absorptionszentrums bei Bodendruck von $\approx 0.007 cm^{-1}$. Wie aus

der Abb.1.7, S.18 ersichtlich, würde eine Nichtberücksichtigung zu einem Fehler von $\approx 2K$ in der Temperaturbestimmung führen.

1.2.2.7 Bemerkung

Die in diesem Abschnitt diskutierten Fehlerquellen für ein DIAL-System stellen keine prinzipielle Beschränkung der Meßgenauigkeit dar, da die Parameter, wenn auch mit erheblichem Aufwand, hinreichend genau bestimmbar sind. Bei dem derzeitigen Stand ihrer Kenntnis ist die Temperaturbestimmung jedoch nur mit der gezeigten Genauigkeit möglich, wobei es im wesentlichen zu einer Verschiebung der gemessenen gegenüber den realen Temperaturprofilen kommen kann.

1.2.3 Der Einfluß der Lasereigenschaften

Ausgehend von Tab.1.1, S.8 soll an dieser Stelle die Abhängigkeit der Meßgenauigkeit von der Stabilität der Laseremission und des Emissionsspektrums diskutiert werden.

1.2.3.1 Die Laserfrequenz ξ

Für die relative Änderung des Absorptionskoeffizienten, bedingt durch die Abweichung der Laseremissionsfrequenz von der Resonanzfrequenz, ergibt sich der Ausdruck (s. A.1.5, S.70):

$$\frac{dk}{k} = \xi \cdot 2 \cdot \left(a \cdot \frac{\Im w(z)}{\Re w(z)} - \xi \right) \quad (1.28)$$

In Abb.1.7, S.18 ist das Ergebnis der Berechnungen graphisch dargestellt. Die relativen Änderungen des Absorptionskoeffizienten sind für die verschiedenen Linien nahezu gleich, jedoch führt die unterschiedliche Sensitivität zu jeweils anderen Temperaturfehlern.

Diese Abbildung macht deutlich, daß die Frequenzstabilität des Lasers natürlich einen um so größeren Einfluß auf die Temperaturgenauigkeit hat, je weiter man vom Absorptionszentrum entfernt ist. Eine reale Fehlerabschätzung erfolgt im experimentellen Teil dieser Arbeit s.3.1.1, S.47.

1.2.3.2 Die Laserlinienbreite $h(\bar{\nu})$

Jeder Laser sendet eine Linie endlicher Breite aus. Die Folgen für die Meßgenauigkeit soll im folgenden dargelegt werden, s.a. [CAH81],[KOR82b]. Für die Berechnung muß über das Produkt aus Laserlinie und frequenzabhängigen Transmission integriert werden. Dazu sei Gl.1.1, S.5 in vereinfachter Form noch einmal hingeschrieben:

$$\hat{P} \sim \int h(\bar{\nu}) \cdot e^{-2 \cdot k'(\bar{\nu}) \cdot \Delta R} d\bar{\nu} \quad (1.29)$$

Dabei wurde eine lineare Änderung des Absorptionskoeffizienten über die betrachtete Raumzelle angenommen:

$$\begin{aligned} \int_{R_1}^{R_2} k(r) dr &= k\left(\frac{R_1 + R_2}{2}, \bar{\nu}\right) \cdot \Delta R \\ &= k'(\bar{R}, \bar{\nu}) \cdot \Delta R \end{aligned} \quad (1.30)$$

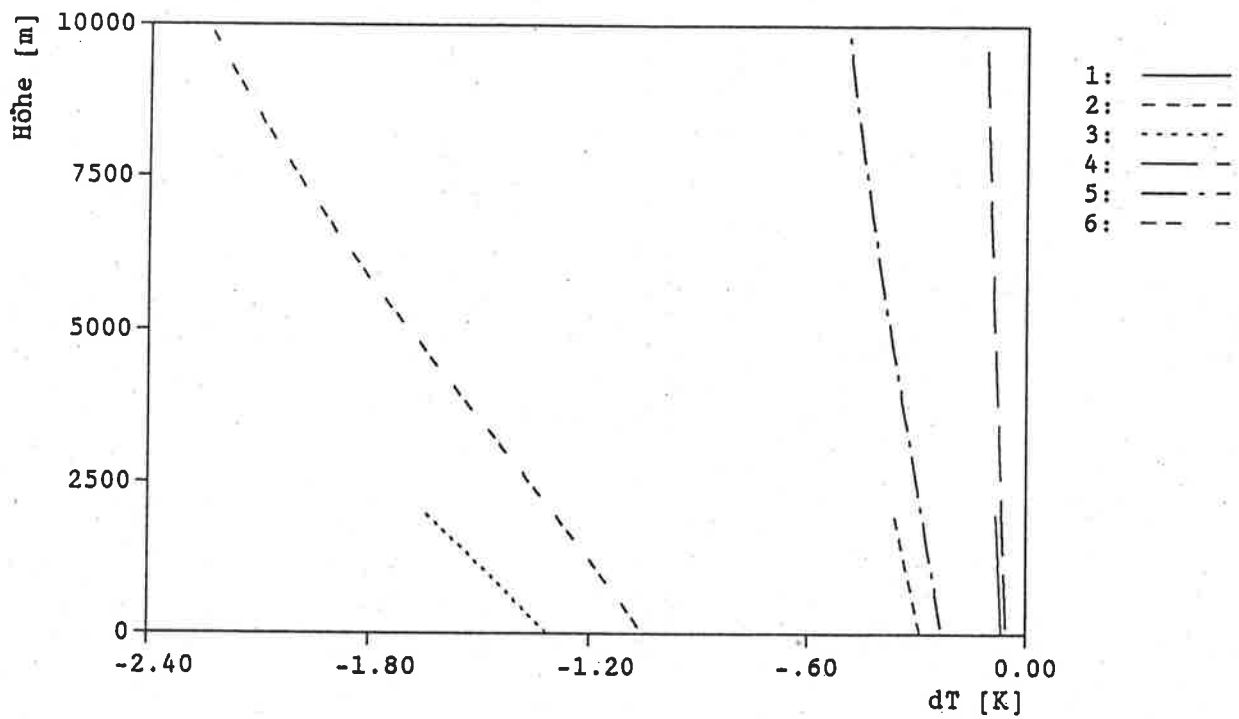


Abbildung 1.7: Der Temperaturfehler als Funktion der Höhe für drei Werte der Wellenzahldifferenz zwischen der Laserlinien- und dem Absorptionslinienzentrum ($\xi = \bar{\nu}_l - \bar{\nu}_{on}$) bei monochromatischer Emission. $\xi = 0.0010\text{cm}^{-1}$ 1: $P_{29,29}$, 4: $P_{33,33}$; $\xi = 0.0021\text{cm}^{-1}$ 2: $P_{29,29}$, 5: $P_{33,33}$; $\xi = 0.0045\text{cm}^{-1}$ 3: $P_{29,29}$, 6: $P_{33,33}$

Daraus ergibt sich der effektive differentielle Absorptionsquerschnitt zu :

$$\hat{k} = -\frac{1}{2 \cdot \Delta R} \cdot \ln(\hat{P}) \quad (1.31)$$

Damit folgt für den Fehler des Absorptionskoeffizienten, den man bei Nichtberücksichtigung endlicher Emissionslinienbreite macht:

$$\frac{dk}{k} = \frac{k - \hat{k}}{k} \quad (1.32)$$

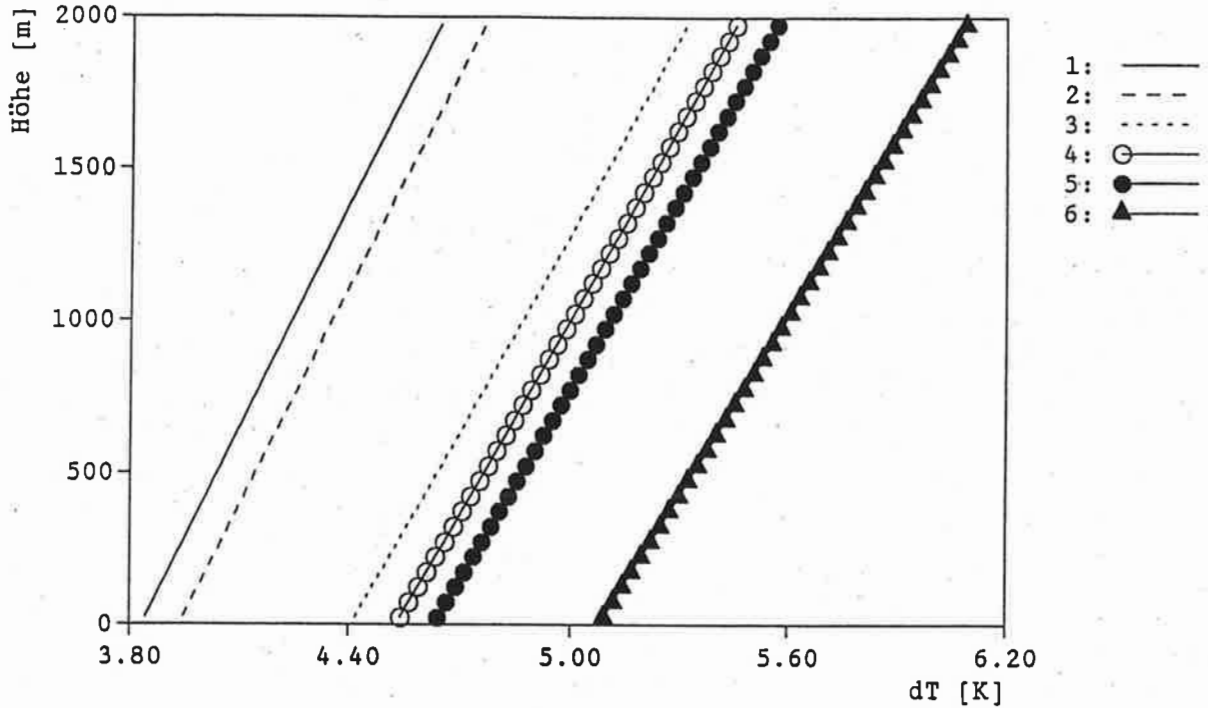


Abbildung 1.8: Der Temperaturfehler, bedingt durch die endliche Laserlinienbreite, als Funktion der Höhe für verschiedene Kombinationen der Wellenzahldifferenz zwischen dem Laserlinien- und dem Absorptionlinienzentrum ($\xi_i = \tilde{\nu}_l - \tilde{\nu}_{on}$) mit der Halbwertsbreite der Laserlinie b_l .

$b_l = 0.01250 \text{ cm}^{-1}$ 1: $\xi_i = 0.0010 \text{ cm}^{-1}$, 2: $\xi_i = 0.0021 \text{ cm}^{-1}$, 3: $\xi_i = 0.0045 \text{ cm}^{-1}$
 $b_l = 0.01375 \text{ cm}^{-1}$ 4: $\xi_i = 0.0010 \text{ cm}^{-1}$, 5: $\xi_i = 0.0021 \text{ cm}^{-1}$, 6: $\xi_i = 0.0045 \text{ cm}^{-1}$

Für das Emissionsprofil wurde eine Gauß-Verteilung angenommen, die durch folgende Gleichung beschrieben wird:

$$h_l(\tilde{\nu}) = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \cdot b_l} \cdot \exp\left(-\frac{(\tilde{\nu}_l - \tilde{\nu}) \cdot \sqrt{\ln 2}}{b_l}\right)^2 \quad (1.33)$$

Dabei ist $\tilde{\nu}_l$ die zentrale Emissionswellenzahl und b_l die Halbwertsbreite (HWHM) des Profils.

Die Zahlenwerte für b_l und ξ_i sind realistische Annahmen bzw. Werte des Systems, wie es in Abschnitt 2.2, S.42 noch beschrieben wird. Die Abb.1.8 zeigt, welche Fehler zu erwarten sind, wenn man die endliche Laserlinienbreite nicht berücksichtigt.

Nur bei exakter Kenntnis des Emissionsprofils läßt sich dieser Fehler rechnerisch vollständig korrigieren. Da die Emissionsbreite jedoch experimentell bestimmt wird (s.2.2.1, S.42), ist sie mit einem Fehler behaftet. Bei einem Fehler von z.B. 10%, dies entspricht der Differenz der Werte von

b_l in Abb.1.8, S.19, verbleibt nach Korrektur eine Unsicherheit in der Temperaturbestimmung von $\approx 0.7K$, wie es aus der Differenz zwischen den Kurven 4-1, 5-2 bzw. 6-3 folgt.

1.2.3.3 Die verstärkte Spontanemission

Bei vielen Lasern gibt es den Effekt der ASE (Amplified Spontaneous Emission). Darunter versteht man die breitbandige Emission von Licht ausserhalb der oben beschriebenen schmalbandigen zentralen Verteilung. Aufgrund der geringen spektralen Dichte der ASE beträgt ihr Anteil an der Gesamtenergie, integriert über den Durchlaßbereich des Filters (typ. $10nm$) im Empfangssystem, in der Regel weniger als 10%.

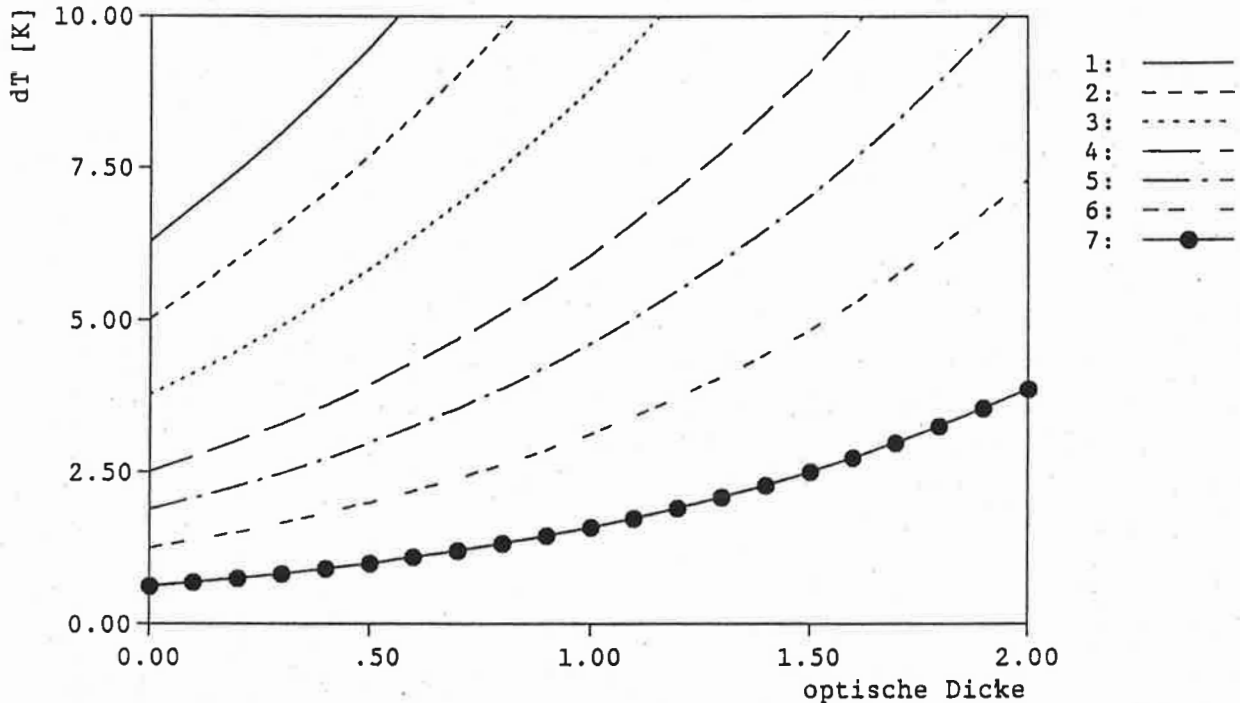


Abbildung 1.9: Der Temperaturfehler ($P_{29,29}$) als Funktion der optischen Dicke für entsprechende Anteile der verstärkten Spontanemission (ASE) an der Gesamtenergie.

1: 10% , 2: 8% , 3: 6% , 4: 4% , 5: 3% , 6: 2% , 7: 1%

Im Gegensatz zur zentralen Emission, die auf eine Absorptionslinie abgestimmt ist, erfährt diese breitbandige Emission praktisch keine Abschwächung durch die Atmosphäre. Dies führt dazu, daß im Empfänger mehr Licht ankommt, was einen geringeren Absorptionskoeffizienten vortäuscht.

Bösenberg [BÖS88] berechnete die aus der ASE resultierenden relativen Änderungen des Absorptionskoeffizienten. Die Abb.1.9 zeigt für verschiedene Anteile der ASE an der Gesamtenergie die daraus resultierenden Fehler der Temperatur.

Für kommerzielle Systeme wird die ASE mit $< 1\%$ angegeben, jedoch erfordert dies eine sehr gute Einstellung des Lasersystemes, siehe 3.1.3, S.51.

1.2.4 Einfluß der Atmosphäre

Bevor die schon angesprochenen Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten vom Druck und Wasserdampfgehalt untersucht wird, soll zunächst beschrieben werden, wie Wind und Absorption die

DLAL-Messung beeinflussen.

1.2.4.1 Der Einfluß des Windes

Bei einer vertikalen Windkomponente von 1m/s ergibt sich gemäß der Gl.1.36, S.23 eine Verschiebung des zurückgestreuten Lichtes von $\approx 10^{-4}\text{cm}^{-1}$. Wie der Abb.1.7, S.18 jedoch zu entnehmen ist, kann der daraus resultierende Temperaturfehler vernachlässigt werden.

1.2.4.2 Linienverbreiterung durch Absorption

Da die Absorption im Linienzentrum stärker ist als an den Flanken, sind nach Durchlaufen einer entsprechenden Absorptionsstrecke die Flanken des Laseremissionsprofils relativ zum Zentrum angehoben. Dieser Effekt ist insbesondere dann zu beachten, wenn die Halbwertsbreiten der Emission und Absorption von gleicher Größenordnung sind. So ergibt die Rechnung für die $^P P_{27,27}$ -Linie bei einer Halbwertsbreite von $b_l^0 = 0.0125\text{cm}^{-1}$ und einer optischen Dicke von 2 eine Verbreiterung von $\approx 3\%$, was einem Temperaturfehler von 0.2K entspricht. Dieses läßt sich - wenn nötig - rechnerisch berücksichtigen.

1.2.4.3 Druckabhängigkeit

Der Absorptionskoeffizient hängt linear von der Zahl der absorbierenden Moleküle, also vom Druck ab. Die Absorptionslinienform ändert sich jedoch ebenfalls mit dem Druck, sodaß gemäß der Abhandlung A.1.6, S.70 für die Druckabhängigkeit folgt:

$$\frac{dk}{k} = \frac{dp}{p} \cdot (1 + \chi) \quad (1.34)$$

mit der Funktion χ wie sie in Abb.1.5, S.15 dargestellt ist. Der Druck ist am Boden meist mit einer relativen Genauigkeit von 0.1% bekannt. Durch Kombination des idealen Gasgesetzes und der barometrischen Höhenformel läßt sich der relative Druckfehler in 10km Höhe auf 0.3% begrenzen [KOR82a]. Dies entspricht einem Temperaturfehler kleiner 0.1K .

1.2.4.4 Die Abhängigkeit vom Wasserdampfgehalt

Aufgrund des linearen Zusammenhanges folgt aus Gl.1.4, S.6 für die relative Änderung des O_2 -Absorptionskoeffizienten bei Änderung des Wasserdampfgehaltes:

$$\frac{dk}{k} = - \frac{dq^*}{1 - q^*} \quad (1.35)$$

Der Volumenanteil des Wasserdampfes q^* übersteigt in unserer Klimazone kaum 2% ; damit wird der Ausdruck $1 - q^* \approx 1$. Somit ist der relative Fehler des Absorptionskoeffizienten annähernd proportional zum absoluten Fehler des Wasserdampfgehaltes.

Dieser Effekt spielt im wesentlichen in der Grenzschicht eine Rolle, so kann am Boden eine Nichtberücksichtigung zu einem Temperaturfehler von 1.7K ($^P P_{27,27}$) führen.

Diese Unsicherheit der Temperaturmessung läßt sich halbieren, wenn man a priori 50% relative Feuchte annimmt. Eine weitere Möglichkeit zur Reduzierung dieses Fehlers ist bei vorgegebenen Bodendampfdruck mit Hilfe empirischer Formeln die Wasserdampfverteilung mit der Höhe zu bestimmen.

1.2.5 Einfluß der Streuprozesse

Aufgrund der großen Bedeutung für die DIAL-Technik werden die Streuprozesse hier gesondert diskutiert, obwohl sie logisch, da abhängig von den atmosphärischen Gegebenheiten, in den vorhergehenden Abschnitt gehören.

Verschiedene Streuprozesse verändern die spektrale Verteilung der gestreuten Strahlung gegenüber der einfallenden Strahlung. Dazu gehören die Streuung an Partikeln, die Raman-Streuung und die Rayleigh-Brillouin-Streuung.

1.2.5.1 Die Partikel-Streuung

Unter Partikel-Streuung sollen hier alle nicht-molekularen elastischen Streuprozesse an Aerosolteilchen verstanden werden. Aufgrund der großen Masse der Streuer ist die entsprechende Dopplerhalbwertbreite sehr klein (Gl.1.37, S.23). Unter gewöhnlichen atmosphärischen Bedingungen tritt eine Verbreiterung des Laseremissionsprofils von nur 1% auf, was einem Temperaturfehler kleiner 0.1K entspricht.

1.2.5.2 Die Ramanstreuung

Das Phänomen der Ramanstreuung, welches man bei Festkörpern, Flüssigkeiten und auch bei Gasen, d.h. einzelnen Molekülen, beobachten kann, besteht darin, daß im Streuspektrum neben den von der Lichtquelle ausgesandten Frequenzen auch charakteristisch verschobene auftreten. Es handelt sich also um einen inelastischen Streuprozess, d.h. das absorbierende und emittierende Molekül befindet sich nach dem Streuprozess in einem vom Ausgangszustand verschiedenen Schwingungs- bzw. Rotationszustand.

Liegt bei diesem Übergang das Endniveau energetisch höher als das des Ausgangszustandes, bezeichnet man dies als Stokes-Anteil, den umgekehrten Fall entsprechend als Anti-Stokes-Anteil. Die beobachteten verschobenen Frequenzen sind durch die Änderung der Vibrations- und Rotationsquantenzahl charakterisiert. Die Energiedifferenz zwischen den Vibrationsniveaus von O_2 , N_2 beträgt $\approx 0.5eV$ und die der Rotationsniveaus $\approx 0.01eV$. Die Besetzung der einzelnen Niveaus wird durch die Boltzmann-Verteilung beschrieben, daher sind bei atmosphärischen Temperaturen ($300K \approx 0.025eV$) nur die Rotationszustände des Vibration-Grundniveaus besetzt.

Der reine Rotationsteil der Ramanstreuung: Ändert sich bei einem Übergang nur die Rotationsquantenzahl, so erhält man den rein rotationellen Anteil des Ramanspektrums. Dann verteilen sich die Stokes und Anti-Stokes-Linien über ein Intervall von $\approx 320cm^{-1}$ [ARS83]. Damit liegt ein erheblicher Teil der Linien innerhalb des Durchlaßbereiches des Filters im Empfangssystem von typisch $b_{fil} \approx 170cm^{-1} \approx 10nm$ bei $760nm$. Dadurch erhält man eine höhere Intensität des 'Online'-Signals, da diese verschobenen Frequenzen praktisch keiner Absorption durch O_2 unterliegen. Das heißt, dieser Anteil der Ramanstreuung hat einen ähnlichen Einfluß auf die Meßgenauigkeit wie die in Abschnitt 1.2.3.3, S.20 beschriebene ASE.

Jedoch ist der Wirkungsquerschnitt integriert über alle Stokes und Anti-Stokes-Linien der Ramanstreuung von N_2 gegenüber der Rayleigh-Streuung um einen Faktor 50 ($\approx 2\%$ ASE) kleiner [SCH81]. Zusammen mit dem Filter ergibt sich ein Temperaturfehler, wie er einer ASE von $\approx 1\%$ entsprechen würde. Zusätzlich findet noch Partikel-Streuung (s.1.2.5.1, S.22) statt, die die Rayleigh-Streuung in vielen atmosphärischen Situationen um einen Faktor 10 übersteigt [FER72].

Daher muß die reine Rotations- Ramanstreuung nur in Fällen dominierender Rayleigh-Streuung rechnerisch berücksichtigt werden.

Der Schwingungsteil des Ramanspektrums : Ändert sich bei einem Übergang auch die Schwingungsquantenzahl, so erhält man das Rotations-Schwingungs-Ramanspektrum. Die damit verbundene Wellenzahlverschiebung beträgt für $N_2 \approx 2330\text{cm}^{-1}$ und für $O_2 \approx 1550\text{cm}^{-1}$ [BER74].

Da der Filter diese Frequenzen nicht durchläßt, kommt es auch nicht zu einer Erhöhung der Intensität im 'Online'-Kanal. Damit hat dieser Anteil der Ramanstreuung keinen Einfluß auf die Temperaturbestimmung.

1.2.5.3 Rayleigh-Brillouin-Streuung

Die Rayleigh-Streuung : Mit Rayleigh-Streuung werden in der Literatur unterschiedliche Effekte bezeichnet, sie ist daher nicht klar definiert [YOU82]. Hier soll darunter die Verbreiterung des rückgestreuten Spektrums gegenüber dem einfallenden Spektrum durch die thermische Bewegung der streuenden Moleküle verstanden werden. Da das Molekül sich nach der Streuung wieder im Ausgangszustand befindet, es aber trotzdem zu einer Frequenzänderung kommt, handelt es sich hierbei um einen quasi elastischen Prozeß.

Die entsprechende Wellenzahlverschiebung ist gegeben durch:

$$\Delta\tilde{\nu} = 2 \cdot \tilde{\nu}_0 \cdot \frac{v}{c} \quad (1.36)$$

Dabei ist v die Geschwindigkeit des Moleküls in Beobachtungsrichtung. Aus der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung ergibt sich dann für ein Ensemble von Molekülen ein gaußverteiltes Rückstreuungsspektrum mit der Halbwertsbreite (HWHM):

$$b_r = 2 \frac{\tilde{\nu}_0}{c} \sqrt{2 \cdot k_B \cdot T \cdot \ln 2 / M_{air}} \quad (1.37)$$

Dabei ist M_{air} die mittlere Masse der Luftmoleküle. b_r ist vergleichbar mit der - ab ca. 5000m sogar größer als die - Halbwertsbreite der Voigtlinie der Absorption, wie es der Abb. 1.10, S.24 zu entnehmen ist.

Dieser Effekt muß im Falle der Temperaturmessung mit einem DIAL-System immer berücksichtigt werden. Inwieweit dies quantitativ möglich ist, d.h. welche Meßgenauigkeit man erreichen kann, soll in Abschnitt 1.2.5.4, S.25 diskutiert werden.

Die Brillouin-Streuung : Die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung gilt bei lokalem thermodynamischen Gleichgewicht und bei Fehlen äußerer Kräfte. Letztere Bedingung ist jedoch in der Atmosphäre nicht erfüllt, da es zu Dichteschwankungen durch Schallwellen kommt, d.h. die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung wird im Bereich der Schallgeschwindigkeit¹ modifiziert.

Dies führt zum Auftreten des sogenannten Mandel'shtam-Brillouin-Dubletts. Die nach dem Modell von Yip et al. [YIP64] für verschiedene Werte des Streuparameters γ berechneten Rayleigh-Brillouin-Spektren zeigt die Abb.1.11, S.24.

Deutlich ist für den Wert $\gamma = 1$ das Auftreten des Dubletts, d.h. der Nebenmaxima links und rechts der zentralen Rayleighlinie, zu sehen. Der dimensionslose Parameter γ wird als Verhältnis von

¹Bei sinusförmigen Longitudinalwellen ist in isotropen, homogenen Medien die Phasengeschwindigkeit gleich der Ausbreitungsgeschwindigkeit

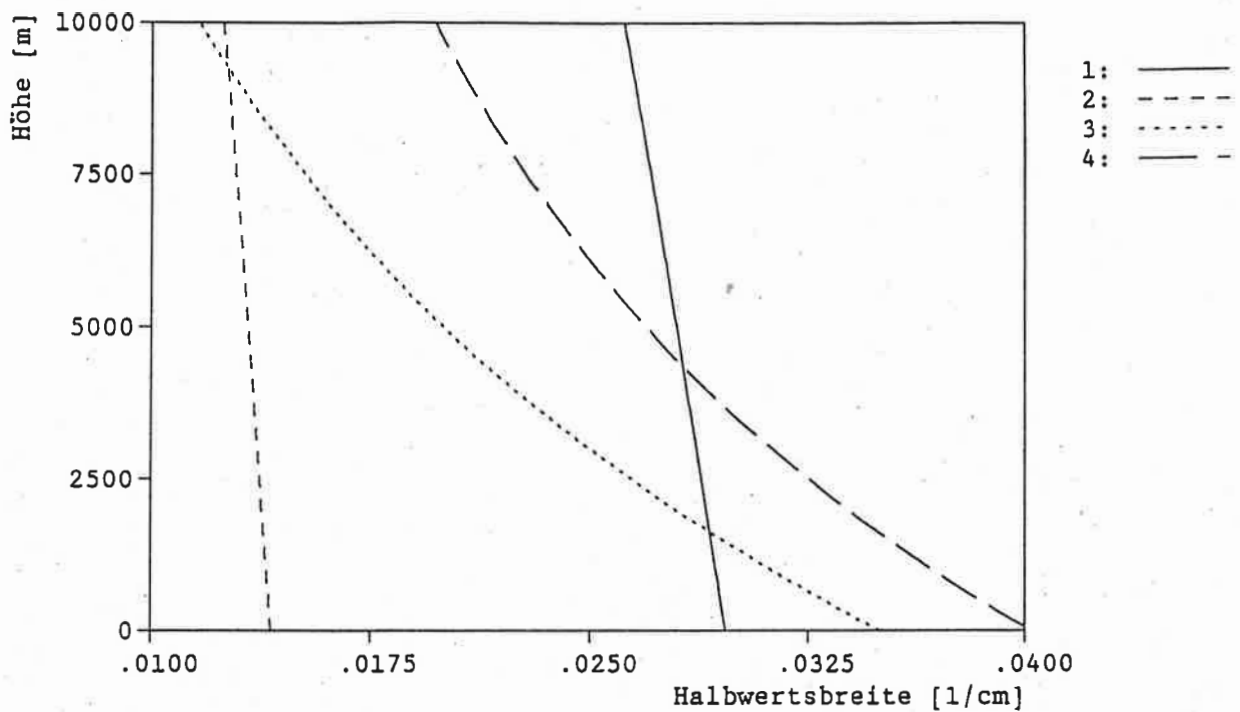


Abbildung 1.10: Die Halbwertsbreiten(HWHM) als Funktion der Höhe. 1: Doppler-Verbreiterung von Luft (Rayleigh) 2: Doppler-Verbreiterung von Sauerstoff 3: Druckverbreiterung von Sauerstoff 4: Voigtlinie (Faltung von 2 und 3)

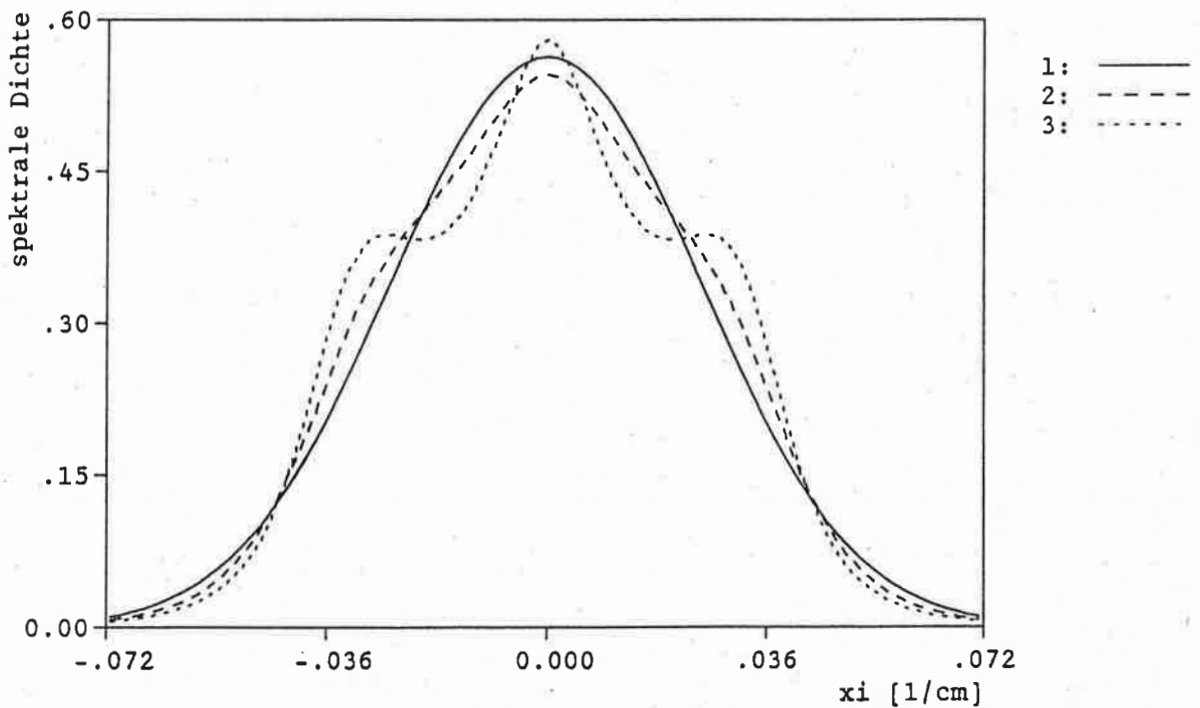


Abbildung 1.11: Rayleigh-Brillouin-Spektren nach Yip et al.[YIP64] für drei Werte des Streuparameters γ . 1: $\gamma = 0.0$ (reine Dopplerverbreiterung) 2: $\gamma = 0.5$ 3: $\gamma = 1.0$, $\xi = \bar{\nu} - \bar{\nu}_0$

Wellenlänge des einfallenden Lichtes zur mittleren freien Weglänge zwischen zwei Molekülstößen interpretiert. Yip [YIP71] weist darauf hin, daß man dies nicht überinterpretieren soll, da der Zahlenwert letztlich durch das intermolekulare Potential bestimmt wird.

Shimizu et al. [SHI83] geben folgende Formel für diesen Parameter bei Rückwärtsstreuung an:

$$y = 0.2308 \cdot \frac{T + 110.4}{T^2} \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \lambda \quad (1.38)$$

dabei ist die Temperatur T in $[K]$ und die Wellenlänge λ in $[nm]$ einzusetzen. Der mit dieser Formel berechnete Wert, wird im folgenden als theoretischer Wert y_t bezeichnet. So ergibt sich für $\lambda = 760nm$ $y_t = 0.9$ am Boden und 0.1 in 10 km Höhe.

Bei einem DIAL-Experiment ist über das Produkt aus Rückstreuungsspektrum und der frequenzabhängigen Transmission zu integrieren (Gl.1.43, S.25). Selbst Änderungen in y von 20% haben jedoch kaum Einfluß auf den effektiven Absorptionskoeffizienten, wie es in Abb.1.12, S.27 gezeigt ist. Daher wird aus Rechenzeitgründen der Einfluß der Brillouin-Streuung durch ein breitenkorrigiertes Gauß-Profil berücksichtigt. Explizit heißt das:

$$b_{rbs} = b_r \cdot cor_{rbs} \quad (1.39)$$

Ansmann [ANS89] berechnete diesen höhenabhängigen Korrekturfaktor nach folgender Formel:

$$cor_{rbs}(R) = 1.04 + \frac{p(R)}{1.38 \cdot 10^{-5} \cdot \bar{p} \cdot T(R)} \quad (1.40)$$

dabei ist der Druck in $[hPa]$, die Temperatur in $[K]$ und die Wellenzahl in $[cm^{-1}]$ einzusetzen. Diese Korrekturfaktor variiert zwischen 1.2 am Boden und 1.1 in $10km$ Höhe.

Die Annahme einer Gauß-Verteilung für das Rayleigh-Brillouin-Spektrum erleichtert insbesondere die Faltung gemäß Gl.1.44, S.26, wenn man für das Laseremissionsprofil ebenfalls eine Gauß-Verteilung ansetzt, da das Ergebnis der Faltung wiederum eine Gauß-Verteilung mit der Halbwertsbreite $b = \sqrt{b_l^2 + b_{rbs}^2}$ ist.

Wenngleich die Brillouin-Streuung noch nicht in allen Details verstanden ist, die unterschiedlichen Modelle ergeben bei bestimmten Frequenzen des gestreuten Spektrums relative Intensitätsänderungen von 10% [YOU83], so zeigen doch die Berechnungen mit dem Modell von Yip, daß ihr Einfluß auf den effektiven Absorptionskoeffizienten durch obigen Ansatz hinreichend berücksichtigt wird.

1.2.5.4 Der Einfluß der Rayleigh-Brillouin-Streuung

Die wesentlichen Untersuchungen und Ableitungen zum Einfluß der Rayleigh-Brillouin-Streuung auf die Genauigkeit einer DIAL-Messung wurden von Ansmann [ANS89] durchgeführt. Es sollen daher hier nur die grundlegenden Gleichungen zitiert werden.

Dazu sei die Lidargleichung (Gl.1.1, S.5) noch einmal in der Notation von Ansmann hingeschrieben.

$$P(R) = C \cdot A(R) \cdot B(R) \quad (1.41)$$

mit

$$A(R) = \int_0^\infty h_l(\bar{\nu}, R_0) \cdot \exp\left(-\int_0^R k(\bar{\nu}, r) dr\right) d\bar{\nu} \quad (1.42)$$

$$B(R) = \int_0^\infty g(\bar{\nu}, R) \cdot \exp\left(-\int_R^0 k(\bar{\nu}, r)(-dr)\right) d\bar{\nu} \quad (1.43)$$

Die Funktion $A(R)$ beschreibt die Absorption auf dem Weg vom LIDAR-Standort bis zum Streuvolumen und $B(R)$ die Absorption auf dem Rückweg. Die Streueigenschaften berücksichtigt die Funktion:

$$g(\bar{\nu}, R) = \frac{\beta_p}{\beta} \cdot h_l(\bar{\nu}, R) + \frac{\beta_r}{\beta} \cdot \int_0^\infty h_l(\bar{\nu}', R) \cdot rbs(\bar{\nu} - \bar{\nu}') d\bar{\nu}' \quad (1.44)$$

β_r ist der Rayleigh-Rückstreukoeffizient und β_p der für Partikel ($\beta = \beta_p + \beta_r$). Mit $rbs(\bar{\nu})$ ist das Rayleigh-Brillouin-Spektrum beschrieben. Da die endliche Linienbreite der Emission in diesem Zusammenhang nur von untergeordneter Bedeutung ist, sei vereinfachend monochromatische Emission angenommen d.h.

$$h_l(\bar{\nu}, R_0) = \delta(\bar{\nu}) \Rightarrow h_l(\bar{\nu}, R) = \delta(\bar{\nu}) \quad (1.45)$$

Damit ergibt sich Gl.1.41, S.25 zu:

$$P(R) = C \cdot \exp\left(-\int_0^R k dr\right) \cdot \left[(1-x) \cdot \exp\left(-\int_0^R k dr\right) + x \cdot \int_0^\infty rbs(\bar{\nu}, R) \cdot \exp\left(-\int_0^R k(\bar{\nu}, r) dr\right) d\bar{\nu} \right] \quad (1.46)$$

mit

$$x = \beta_r/\beta \quad (1.47)$$

Für $x=0$ geht diese Gleichung in die bekannte Form über. Die Änderung im Absorptionskoeffizienten durch Rayleigh-Brillouin-Streuung berechnet sich wie folgt:

$$dk = k(x) - k(x=0) \quad (1.48)$$

Mit den Ausführungen A.2.1, S.70 folgt daraus für die relative Änderung des Absorptionskoeffizienten in der Raumzelle:

$$\frac{dk}{k} = \frac{-k' \cdot \Delta R - \ln B[x(R_2)] + \ln B[x(R_1)]}{2 \cdot k' \cdot \Delta R} \quad (1.49)$$

Diese Gleichung ist wie folgt zu interpretieren. Der Term $k' \cdot \Delta R$ ist die optische Dicke für die Raumzelle auf dem Hinweg. Die Transmission der dann in der Höhe R_2 gestreuten Photonen mit der durch x bestimmten spektralen Verteilung bis zum Boden wird durch den Ausdruck $B[x(R_2)]$ beschrieben. Durch Addition des Terms $B[x(R_1)]$, der die Rückstreueigenschaften und Transmission aus der Höhe R_1 bis zum Boden berücksichtigt, erhält man schließlich die effektive optische Dicke für die Raumzelle bei Berücksichtigung der Rayleigh-Brillouin-Streuung. Wie diese Gleichung zeigt, ist der daraus resultierende Temperaturfehler einerseits vom höhenabhängigen Absorptionskoeffizienten, andererseits von dem Anteil der Rayleigh-Brillouin-Streuung am Gesamtückstreusignal abhängig. Die Abb.1.12, S.27 zeigt für den Fall $x(R_1) = x(R_2)$ für einen Parametersatz die erheblichen Fehler, die bei Nichtberücksichtigung entstehen können.

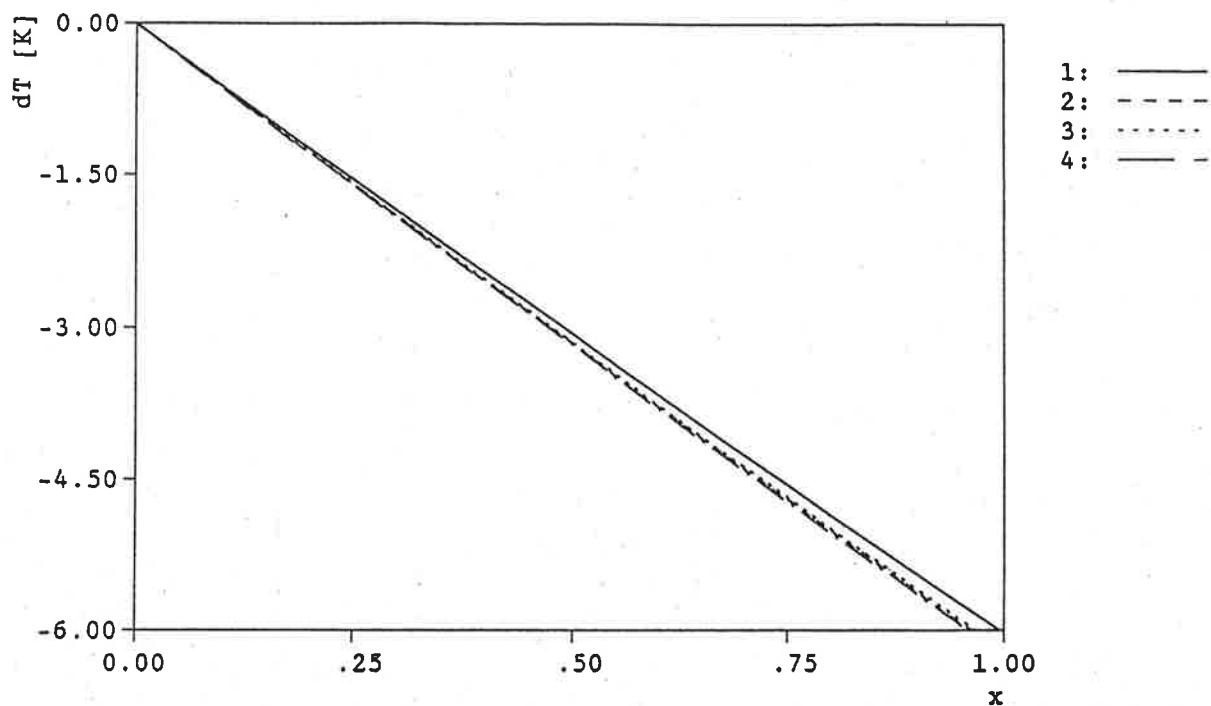


Abbildung 1.12: Temperaturfehler durch Rayleigh-Brillouin-Streuung in der Höhe $\bar{R} = 150m$ mit einer Höhenauflösung von $\Delta R = 100m$ für die $^P P_{29,29}$ -Linie als Funktion von $x = \beta_r / \beta$ ($x(R_1) = x(R_2)$) für vier verschiedene Parameter y der Rayleigh-Brillouin-Streuung.

- 1: $y = 0.0$ (reine Dopplerverbreiterung), 2: $y_t = 0.83$ (theoretischer Wert nach Gl.1.38, S.25),
 3: $y = 0.66$ ($= y_t - 20\%y_t$), 4: $y = 0.99$ ($= y_t + 20\%y_t$)

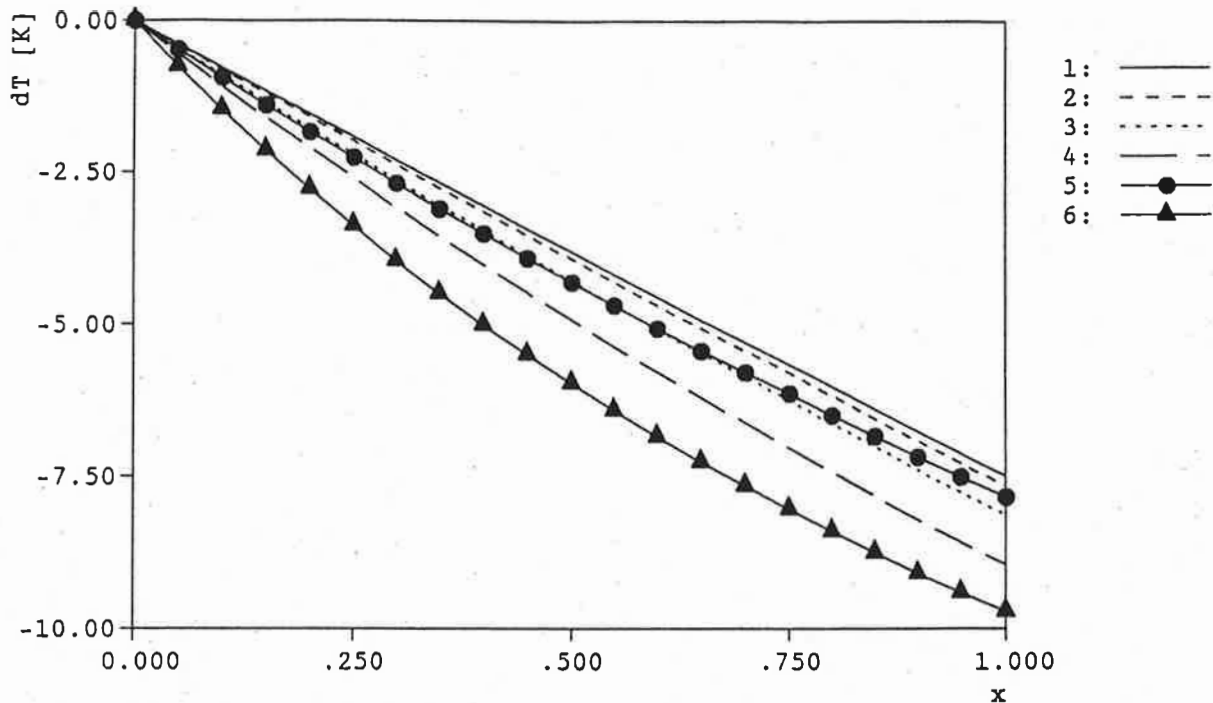


Abbildung 1.13: Temperaturfehler durch Rayleigh-Brillouin-Streuung für verschiedene Höhen als Funktion von $x = \beta_r / \beta$ ($x(R_1) = x(R_2)$, $y = y_t$).

1 : $\bar{R} = 100m$, 2 : $\bar{R} = 200m$, 3 : $\bar{R} = 500m$, 4 : $\bar{R} = 1000m$, ($\Delta R = 100m$, $P_{27,27}$)
 5 : $\bar{R} = 2000m$, $\Delta R = 200m$, 6 : $\bar{R} = 5000m$, $\Delta R = 500m$ ($P_{29,29}$)

Die Abb.1.13, S.28 zeigt zusammenfassend für verschiedene Höhen und für den theoretischen Wert des Streuparameters y den Einfluß der Rayleigh-Brillouin-Streuung auf die Temperaturbestimmung.

Ist das Verhältnis x von Rayleigh- zu Gesamtrückstreuung bekannt, so läßt sich der Rayleigh-Brillouin-Effekt rechnerisch kompensieren [ANS89]. Es erhebt sich die Frage, wie genau x bekannt sein muß, damit nach Korrektur dieses Effektes der Fehler in der Temperatur kleiner als z.B. 1K bleibt.

Sei dx die absolute Änderung des Verhältnisses, so ist die damit verbundene absolute Änderung des effektiven Absorptionskoeffizienten gegeben durch:

$$dk = k(x + dx) - k(x) \quad (1.50)$$

Wie im Anhang A.2.2, S.71 gezeigt, ergibt sich damit für die relative Genauigkeit des Absorptionskoeffizienten:

$$\frac{dk}{k} = \frac{\ln B[x(R_2)] - \ln B[x(R_2) + dx(R_2)]}{2 \cdot k' \cdot \Delta R} \quad (1.51)$$

Eine kleine, durch dx verursachte, spektrale Änderung pflanzt sich durch die gesamte Atmosphäre fort und wird nicht kompensiert wie in Gl.1.49, S. 26. Die Abb.1.14, S.29 zeigt den Temperaturfehler für verschiedene Höhen in Abhängigkeit von der absoluten Änderung des Verhältnisses dx .

Da die höhenabhängige Rayleigh-Rückstreuung gut bekannt ist [ELT68], wird die Genauigkeit in x nur durch die Genauigkeit des Partikel-Rückstreukoeffizienten bestimmt.

Daraus folgt für den zulässigen relativen Fehler der Partikel-Streuung - s.A.2.3, S.71:

$$\frac{d\beta_p}{\beta_p} = \frac{-dx}{x - x^2} \quad (1.52)$$

Die Funktion $(x - x^2)$ ist eine nach unten geöffnete Parabel, mit dem Maximum bei $x = 0.5$, dem Wert, bei dem Partikel- und Rayleigh-Streuung zu gleichen Teilen das Signal bestimmen. Bei einer solchen meteorologischen Situation wird die höchste Forderung an die relative Genauigkeit von β_p gestellt. Günstiger ist die Situation bei dominierender Partikel-Streuung ($x \approx 0.1$) oder dominierender Rayleigh-Streuung ($x \approx 0.9$).

In der Tab.1.3, S.30 sind die Anforderungen an die relative Genauigkeit von β_p für diese Situationen zusammengefasst. Dabei wurde das einem Temperaturfehler von $1K$ entsprechende dx aus der Abb. 1.14, S. 29 entnommen.

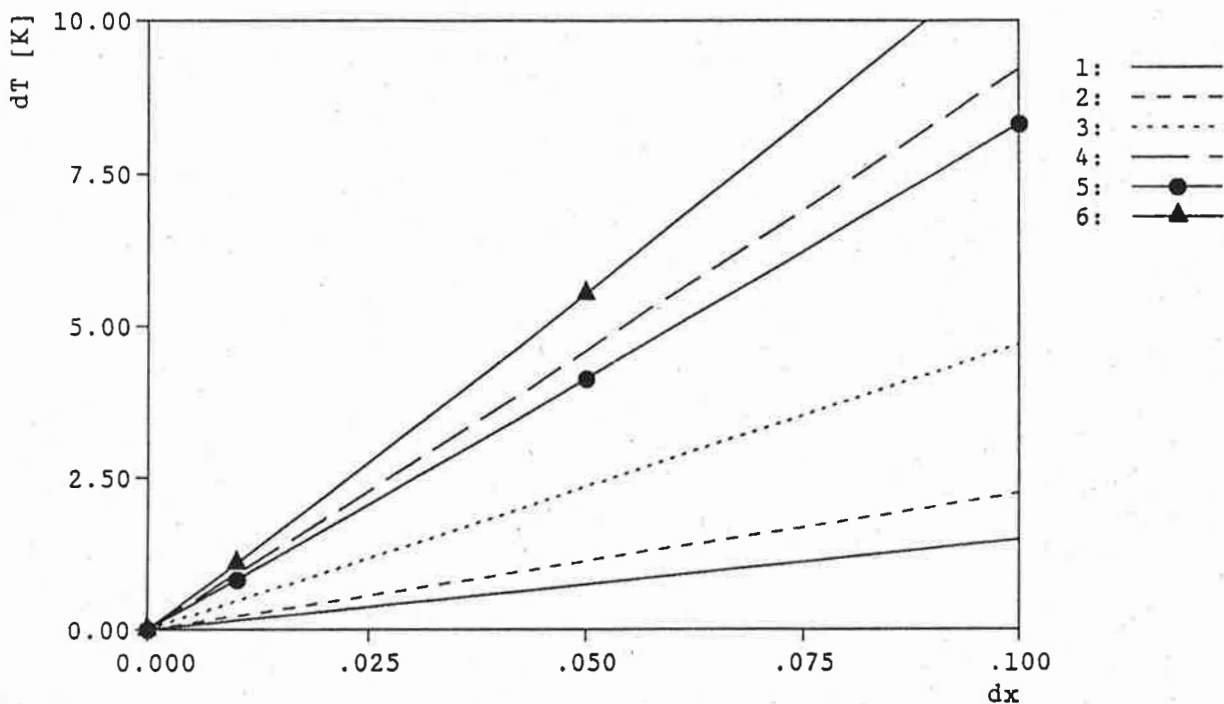


Abbildung 1.14: Temperaturfehler nach Korrektur des Rayleigh-Brillouin-Effektes in Abhängigkeit vom absoluten Fehler (dx) im Gradienten des Rückstreuverhältnisses für verschiedene Höhen

1 : $\bar{R} = 100m$, 2 : $\bar{R} = 200m$, 3 : $\bar{R} = 500m$, 4 : $\bar{R} = 1000m$, ($\Delta R = 100m$, $P_{27,27}$)
 5 : $\bar{R} = 2000m$, $\Delta R = 200m$ ($P_{29,29}$)

1.2.5.5 Bestimmung der Gesamtrückstreuung

Im Prinzip ist die Information über die Rückstreuereigenschaften der Atmosphäre im 'offline'-Signal enthalten:

$$P_{off}(R) = C' \cdot \frac{1}{R^2} \cdot \beta(R) \cdot \exp \left(-2 \cdot \int_0^R \alpha(\tau) d\tau \right) \quad (1.53)$$

	a)	b)
Höhe[m]	$d\beta_p/\beta_p(x = 0.1, 0.9)$	$d\beta_p/\beta_p(x = 0.5)$
100	70%	28%
200	46%	18%
500	22%	9.1%
1000	11%	4.4%
2000	12%	4.8%

Tabelle 1.3: Zusammenstellung der Anforderungen an die relative Genauigkeit des Partikel-Rückstreukoeffizienten für eine Temperaturgenauigkeit von 1K in Abhängigkeit von der Höhe und für zwei atmosphärische Situationen: a) dominierende Partikel-Streuung ($x=0.1$) bzw. Rayleigh-Streuung ($x=0.9$), b) gleicher Anteil ($x=0.5$).

Dabei wurde vereinfachend angenommen, daß die Absorption gegenüber der Streuung vernachlässigbar ist. Definiert man, folgend den Ausführungen von Bissonette [BIS86], die logarithmische, um den Raumwinkel korrigierte Leistung mit

$$\mathcal{P}(R) = \ln \left[\frac{R^2 P(R)}{R_0^2 P_0} \right], \quad (1.54)$$

so läßt sich die Gl.1.53 in eine Differentialgleichung folgender Form überführen:

$$\frac{d\mathcal{P}}{dR} = \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dR} - 2 \cdot \alpha \quad (1.55)$$

Damit hat man jedoch nur eine Bestimmungsgleichung für zwei Unbekannte (β, α). Eine eindeutige Lösung z.B. für den Rückstreukoeffizienten (β) ist nur möglich, wenn man entweder den Extinktionskoeffizienten (α) unabhängig bestimmt, oder gleichbedeutend α als Funktion von β kennt, da dann Gl.1.55 zu einer Gleichung mit nur einer Unbekannten wird.

Dieser funktionale Zusammenhang ist nur bekannt, wenn man die Größenverteilung und Art (Tröpfchen, Eis, etc.) der Streuer kennt und eine geeignete Theorie - z.B. die Mie-Theorie - für die jeweilige Art des Streuers existiert. Da dies im Allgemeinen nicht der Fall ist, wird für den funktionalen Zusammenhang in der Regel ein Potenzgesetz angenommen [KLE85]:

$$\alpha^*(R) = S^*(R) \cdot \beta(R) \quad (1.56)$$

Dabei ist κ eine höhenunabhängige Konstante, die im weiteren vereinfachend gleich eins gesetzt wird, und $S^*(R)$ eine von der Art der Streuer abhängige Proportionalitätskonstante, welche in der Literatur auch als 'LIDAR ratio' ($S^* = \alpha/\beta$) bezeichnet wird. Mit diesem Ansatz wird die Gleichung 1.55, S.30 zu einer Bernoullischen Differentialgleichung, deren Lösung bekannt ist.

Da sowohl die Höhenabhängigkeit, als auch das Verhältnis von Extinktions- zu Rückstreukoeffizienten der Rayleighstreuung gut bekannt sind [ELT68], läßt sich diese Information berücksichtigen. Dazu zerlegt man den Extinktionskoeffizienten in seine entsprechenden Anteile [FER72].

$$\alpha = \alpha_r + \alpha_p \quad (1.57)$$

$$= S_r^* \cdot \beta_r + S_p^* \cdot \beta_p \quad (1.58)$$

dabei ist $S_r^* = 8\pi/3$ das LIDAR-Verhältnis der Rayleighstreuung und S_p^* das der Partikelstreuung. Nach Klett [KLE85] lautet die Lösung der Differentialgleichung Gl.1.55, S.30 dann:

$$\beta(R) = \frac{\exp(P^* - P_c^*)}{\beta_c^{-1} - 2 \cdot \int_{R_c}^R S_p^*(r) \cdot \exp(P^* - P_c^*) dr} \quad (1.59)$$

Mit einer modifizierten Signalvariablen:

$$P^* - P_c^* = \mathcal{P} - \mathcal{P}_c + 2 \cdot \int_{R_c}^R (S_p^*(r) - S_r^*) \cdot \beta_r(r) dr \quad (1.60)$$

Dabei ist R_c eine Kalibrierungshöhe und \mathcal{P}_c die entsprechende Leistung. Die Integrationskonstante (β_c) ist a priori nicht bekannt, solange das System nicht absolut kalibriert ist. Bestimmt man β_c aus der Bodensichtweite, so beginnt die numerische Integration im Nenner von Gl.1.59 in der minimalen Meßhöhe und erfolgt dann schrittweise bis zur maximalen Meßhöhe (near end solution). Jedoch kann bei sehr 'trüber' Atmosphäre, d.h. dominierender Partikel-Streuung, diese Integration instabil werden [KLE81], da im Nenner dann zwei fast gleich große Werte voneinander subtrahiert werden. In einer solchen meteorologischen Situation legt man das Kalibrierungsniveau in eine Höhe mit dominierender Rayleigh-Streuung und bestimmt $\beta(R)$ dann schrittweise aus dieser Höhe bis zur minimalen Meßhöhe (far end solution).

Für die Berechnung des Rayleigh-Brillouin-Effektes ist die Größe $x = \beta_r/\beta$ entscheidend, somit:

$$x(R) = \beta_r(R) \cdot \exp(P_c^* - P^*) \cdot \left[\beta_c^{-1} - 2 \cdot \int_{R_c}^R S_p^*(r) \cdot \exp(P^* - P_c^*) dr \right] \quad (1.61)$$

Das Rückstreuverhältnis hängt also einerseits von den Signalen, andererseits aber auch von dem Rückstreukoeffizienten in der Kalibrierungshöhe β_c und dem LIDAR-Verhältnis der Partikel-Streuung $S_p^*(R)$ ab. In der Literatur [DEE83] werden Werte für S_p^* zwischen 13 (Cirrus) und 59 (Stratosphärischer Hintergrund) angegeben.

In Analogie zu den Ausführungen von Bissonette [BIS86] ergibt sich für die Sensitivität von x auf Änderungen in β_c durch Differentiation der Gl.1.61 nach β_c folgender Ausdruck:

$$dx(R_i, d\beta_c) = -\frac{\beta_r(R_i)}{\beta_c} \cdot \exp(P_c^* - P^*(R_i)) \cdot \frac{d\beta_c}{\beta_c} \quad (1.62)$$

Die Differentiation nach S_p^* - siehe A.2.4, S.72 - liefert:

$$dx(R_i, dS_p^*) \approx \frac{\beta_r}{\beta(R_i)} \cdot \frac{2 \cdot \beta_c \cdot \int_{R_i}^{R_c} \exp(P^*(r) - P_c^*) dr}{1/S_p^* + 2 \cdot \beta_c \cdot \int_{R_i}^{R_c} \exp(P^*(r) - P_c^*) dr} \cdot \frac{dS_p^*}{S_p^*} \quad (1.63)$$

Mit Hilfe dieser beiden Gleichungen ist es möglich, mit entsprechenden Abschätzungen für $d\beta_c/\beta_c$ und dS_p^*/S_p^* den absoluten Fehler im Gradienten des Rückstreuverhältnisses zu bestimmen. Daraus läßt sich wiederum der Temperaturfehler aus der Abb.1.14, S.29 ablesen.

1.3 Die Grenzen der Gültigkeit der Lidargleichung

Die LIDAR-Gleichung (1.1, S. 5) beruht auf der Gültigkeit des Beer-Lambert'schen Gesetzes. Eine Voraussetzung dafür ist die Unabhängigkeit des Absorptionsquerschnittes von der einfallenden Strahlungsflußdichte, d.h. nichtlineare Effekte treten nicht auf. Wie Zuev [ZUE76] ausführt, ist dies für Strahlungsflußdichten $\leq 10 MW/cm^2$ erfüllt. Mit den Systemparametern - s.Tab.A.2, S.78 - ergibt sich eine maximale Strahlungsflußdichte von $0.2 MW/cm^2$, somit ist die Unabhängigkeit gegeben.

Eine weitere Voraussetzung für die Gültigkeit des Beer-Lambert'schen Gesetzes ist Einfachstreuung. Die mehrfach gestreuten Photonen sind gegenüber den einfach gestreuten zeitlich verzögert, d.h. das Signal aus einer größeren Höhe ist größer als es gemäß der LIDAR-Gleichung zu erwarten wäre. Da dies sowohl für den 'offline'-Kanal wie auch 'online'-Kanal zutrifft, wird in einem DIAL-Experiment die Mehrfachstreuung zum Teil kompensiert. Jedoch haben die mehrfach gestreuten Photonen eine andere Absorptionsstrecke zurückgelegt als die einfach gestreuten, d.h. es kommt zu einer fehlerhaften Bestimmung des Absorptionskoeffizienten in der größeren Höhe.

Aufgrund der Signaldynamik bzw. Signalstatistik ist eine Auswertung von DIAL-Messungen nur bis zu einer optischen Gesamtdicke (Streuung und Absorption) von ≈ 3 möglich. Da der Anteil der Absorption an der optischen Gesamtdicke ≈ 2 betragen soll (s. Gl.1.22, S.10), verbleibt für den Anteil der Streuung eine optische Dicke von ≈ 1 . Das heißt, eine DIAL-Messung ist in der Regel auf 'klare', wolkenfreie Situationen beschränkt.

Die Berechnung des Anteils der Mehrfachstreuung am empfangenen Signal ist kompliziert, da sie abhängt von der Strahldivergenz und der Wellenlänge des Lasersystemes, dem Öffnungswinkel des Empfängers, dem Abstand des streuenden Mediums, seiner Zusammensetzung (Teilchengröße) und Dichte. Für die Berechnung werden analytische Modelle - siehe z.B. Bissonette [BIS88] - oder in überwiegender Zahl Monte-Carlo-Verfahren - siehe z.B. Plass et al. [PLA71] - benutzt.

Eine Berechnung der Mehrfachstreuung für eine 'klare' Atmosphäre und die Systemparameter, wie sie in Tab.A.2, S.78 zusammengestellt sind, ist in der Literatur nicht zu finden.

Eine Abschätzung liefert die Berechnung von Plass et al. [PLA71] für das von Deirmendjian vorgeschlagene Aerosol Modell C. Die Teilchenzahldichte dieses Modells ist für $0.03 \mu m < r < 0.1 \mu m$ (r Teilchenradius) konstant und hat eine r^{-4} -Abhängigkeit für $r > 0.1 \mu m$. Plass et al. kommen bei einer optischen Dicke von 1 für Streuung, einem Öffnungswinkel von $10 mrad$, einer Strahldivergenz von $1 mrad$ und bei einer Wellenlänge von $700 nm$ zu einem Verhältnis des zeitlich verzögerten Anteils der Mehrfachstreuung zur Einfachstreuung von ca 14% . Bei dem bestehenden System beträgt der Öffnungswinkel $1.5 mrad$ und die Strahldivergenz $0.1 mrad$, daraus folgt bei linearer Extrapolation ein Verhältnis von 0.21% .

Die Rechnungen von Plass et al.[PLA71] für verschiedene Öffnungswinkel ($1 rad \rightarrow 10 mrad$) zeigen, daß der Anteil der Mehrfachstreuung für kleinere Öffnungswinkel viel kleiner ist, als er bei linearer Extrapolation zu erwarten wäre. Daher ist der Wert von $\approx 0.2\%$ eine sehr konservative Abschätzung. Da außerdem in einem DIAL-Experiment die Mehrfachstreuung zum Teil kompensiert wird - siehe oben -, kann die Mehrfachstreuung bei der Auswertung vernachlässigt werden.

1.4 Zusammenfassung

Die Tab.1.4 faßt die Ergebnisse der Empfindlichkeitsstudien zusammen. Dabei wurde wiederum unterschieden in Fehler bedingt durch Unsicherheiten in den Linienparametern (1-7), Systemparametern (8-10) und Atmosphärenparametern (11-13).

Fq.	Größe	Grenzschicht		untere Troposphäre		obere Troposphäre		
		$\delta T_{pro}[K]$	$\delta T_{ver}[K]$	$\delta T_{pro}[K]$	$\delta T_{ver}[K]$	$\delta T_{pro}[K]$	$\delta T_{ver}[K]$	
1	ϵ	$0.1cm^{-1}$	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
2	b_c^0	3%	0.21	1.52	0.40	1.63	0.49	1.71
3	m	0.05	0.51	3.30	0.82	2.00	0.90	0.57
4	S_0	0.9%,3%	0.00	0.58	0.00	1.50	0.00	1.10
5	Λ		0.10	1.07	0.21	0.95	0.09	0.85
6	η	$0.005cm^{-1}$	0.00	0.00	0.00	0.01	0.00	0.00
7	$\bar{\nu}_s$	$0.002cm^{-1}$	0.06	0.18	0.08	0.35	0.12	0.46
$\Sigma_1 = \sqrt{\sum_{i=1}^7 f_i^2}$			0.56	3.83	0.94	3.21	1.04	2.40
8	ξ	$0.002cm^{-1}$	0.06	0.18	0.08	0.35	0.12	0.46
9	b_l	$0.001cm^{-1}$	0.01	0.70	0.02	1.00	0.03	1.32
10	ASE	1%	1.70	0.75	1.52	0.63	1.29	0.49
$\Sigma_2 = \sqrt{\sum_{i=8}^{10} f_i^2}$			1.70	1.04	1.52	1.23	1.30	1.48
11	p	0.1%	0.00	0.01	0.00	0.01	0.00	0.01
12	q^*	.3-.8 q_s^*	0.37	1.70	0.27	1.42	0.05	0.25
13	β_p	?	?	?	?	?	?	?
$\Sigma_3 = \sqrt{\sum_{i=11}^{12} f_i^2}$			0.37	1.70	0.27	1.42	0.05	0.25
$\Sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^{12} f_i^2}$			1.83	4.32	1.81	3.72	1.67	2.83

Tabelle 1.4: Zusammenstellung der Fehlerquellen der Temperatur-DIAL-Methode.

Jeder Fehlerquelle in der Spalte 'Fq.' - für die benutzten Abkürzungen siehe Symboltabelle S.84 - ist in der Spalte 'Größe' die jeweilige Unsicherheit zugeordnet. Die daraus resultierenden Temperaturfehler wurden in der Grenzschicht für die $^P P_{27,27}$ -Linie, in der unteren Troposphäre für die $^P P_{29,29}$ -Linie und in der oberen Troposphäre für die $^P P_{31,31}$ -Linie berechnet. Dabei wurde unterschieden in höhenabhängige Temperaturfehler (δT_{pro}) und solche die eine Verschiebung (δT_{ver}) des gesamten Temperaturprofils bewirken. δT_{pro} ist also eine Abschätzung für die Genauigkeit, mit der der Temperaturgradient bestimmt werden kann und δT_{ver} entsprechend für die absolute Temperatur. Für die Berechnung der Fehlersummen wurde angenommen, daß die einzelnen Fehler (f_i) statistisch unabhängig voneinander sind.

Diese Tabelle zeigt, daß für alle Bereiche der Atmosphäre der Temperaturfehler innerhalb eines Profils (δT_{pro}) im wesentlichen durch den Anteil der ASE (10) bestimmt wird.

Dagegen ist die Verschiebung des Profils (δT_{ver}) hauptsächlich durch die Fehler der Linienparameter (2-4) bedingt ². Dazu kommt in der Grenzschicht noch der Wasserdampfgehalt (12).

²Die mögliche Verschiebung ist leicht überschätzt, da mit monochromatischer Emission gerechnet wurde.

Der Fehler durch die Wahl des Absorptionslinienmodells (5) ist hier nur der Vollständigkeit halber aufgeführt. Im Auswerteprogramm wird das Rautian-Modell benutzt.

Der Einfluß des Rayleigh-Brillouin-Effektes (13), der im starken Maße von der jeweiligen meteorologischen Situation abhängt, und der Signalstatistik sollen anhand von realen Daten, die durch ein Experiment gewonnen wurden, im übernächsten Kapitel diskutiert werden. Im folgenden Kapitel wird zunächst der Aufbau eines Temperatur-DIAL-Systems beschrieben.

Kapitel 2

Aufbau eines Temperatur-DIAL-Systems

Nach den in Kap. 1 diskutierten Einflüssen auf die Genauigkeit einer Temperaturmessung muß das Lasersystem, welches eine Messung in der gesamten Troposphäre ermöglichen sollte, die folgenden Bedingungen erfüllen:

1. Abstimmbarkeit von $\pm 10nm$ bei einer Zentralwellenlänge von $770nm$,
2. verstärkte Spontanemission (ASE) kleiner 1%,
3. Stabilität der Emissionswellenlänge besser als $1/10$ der Absorptionslinienbreite in 10km Höhe,
4. Laserlinienbreite kleiner als $1/5$ der Absorptionslinienbreite in 10km Höhe,
5. Ausgangsenergie einige mJ ,
6. Einhaltung der Forderung aus Punkt 2, 3 und 4 über einen Zeitraum von einer Stunde.

Insbesondere die Forderungen aus Punkt 3 und 4 sind nur von einem aktiv frequenzstabilisierten Lasersystem zu erfüllen. Daher wurde versucht, das folgend beschriebene Konzept zu verwirklichen.

2.1 Das PANDO-Konzept

Das Akronym PANDO steht für: pulse amplification of narrowband dye laser output, also Pulsverstärkung der schmalbandigen Emission eines Farbstofflasers. Der schematische Aufbau dieses zweistufigen Prozesses ist in Abb.2.1, S.36 dargestellt.

Die erste Stufe besteht aus dem frequenzstabilisierten Farbstoff-Ringlaser, der mit dem Argonlaser gepumpt wird. Damit erhält man Licht konstanter Leistung mit den geforderten spektralen Eigenschaften. Da diese Ausgangsleistung ($\hat{=}$ typ. $3nJ$ in $20ns$) für eine DIAL-Messung nicht ausreicht, wird in der zweiten Stufe, bestehend aus dem Excimer-Laser gepumpten Impulsverstärker, die nötige Ausgangsenergie, unter Beibehaltung der spektralen Eigenschaften, erzeugt.

Die Abschätzung der Leistungsdaten des PANDO-Systems anhand der Spezifikation der Einzelkomponenten ist in Tab.2.1, S.36 zusammengefaßt.

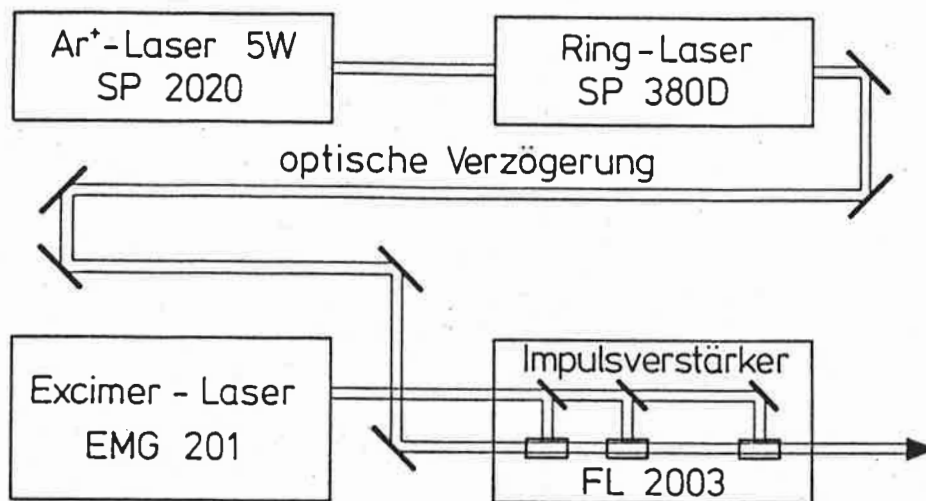


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des PANDO-Konzeptes. Weitere Erläuterung siehe Text.

Lasersystem	Farbstoff-Ring-Laser	Farbstoff-Impulsverstärker	PANDO
Hersteller	Spectra Pysics Inc.	Lambda Physik GmbH	
Modell	380 D	FL 2003	
Pump Laser	Ar ⁺ 2020	Excimer EMG100	Excimer EMG201E
Ausgangsleistung, -energie	5W	150mJ	250mJ
Pulsdauer	cw	17ns	20ns
Wellenlänge	458 - 514nm (grün)	308nm	308nm
Ausgangsleistung, -energie	150mW	bei 860mW cw Eingangsl.	3mJ
Pulsdauer	cw	21mJ	20ns
Farbstoff	Styryl 8	Rhodamin 6G	Pyridin 2
Abstimmbereich	710 - 845nm	570 - 610nm	690 - 790nm
Maximum bei	772nm	580nm	740nm
mit Effizienz (lin. Oszillator)	8%	16.3%	11%
Linienbreite	$< 1.6 \cdot 10^{-6} \text{cm}^{-1} (t < 5s)$	$< 1.5 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-1}$	$< 1.4 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-1}$
Frequenzdrift	$< 1.6 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-1}/\text{Std.}$	durch Ring bestimmt	durch Ring bestimmt
ASE	-	$< 1\%$	$< 1\% ?$

Tabelle 2.1: Die Spezifikationen des Ring-Lasers, des Impulsverstärkers und die darauf basierende Abschätzung für das kombinierte System.

Wie im ersten Kapitel gezeigt, ist der Anteil der ASE an der Ausgangsenergie eine erhebliche Fehlerquelle bei Temperaturmessungen mit einem DIAL-System. Für eine gegebene Pumpgeometrie und ein Verstärkermedium läßt sich die konstante Energie der ASE berechnen [LIN74]. Um den Anteil der ASE an der Gesamtenergie zu minimieren, muß die Energie des verstärkten schmalbandigen Lichtes möglichst groß sein.

Bei der Impulsverstärkung handelt es sich - wie bei jedem Laser - um einen nichtlinearen Prozeß, d.h. der Verstärkungsfaktor ist eine Funktion der Eingangsleistung, solange der Verstärker nicht in Sättigung betrieben wird. Daher mußte einerseits eine möglichst hohe Ausgangsleistung des Ringlasers erreicht werden, andererseits muß diese auch über einen längeren Zeitraum konstant bleiben.

Die entsprechenden Versuche sind im folgenden dargelegt.

2.1.1 Der Ringlaser

Der Ringlaser Modell 380D der Firma Spectra-Physics wird mit einem 5W Argonlaser Modell 2020 der gleichen Firma gepumpt. Der schematische Aufbau des Ringlasers ist in Abb.2.2 S.38 zu sehen.

Die Theorie des Ringlasers soll hier nicht vertieft werden, dazu sei auf [KIN89] verwiesen. Die grundlegende Bedingung für das Einsetzen der Lasertätigkeit ist, daß der Verstärkungsfaktor des Lasermediums größer ist als die Summe der Verlustfaktoren, bedingt z.B. durch Fehljustierung, Reflexion, Absorption. Aufgrund der relativ geringen Effizienz (ζ) und damit des Verstärkungsfaktors des für 770nm geeigneten Farbstoffes Styryl8 - $\zeta(\text{Styryl8}) = 8\%$ im Vergleich dazu $\zeta(\text{Rhodamin6G}) = 30\%$ - konnte eine Lasertätigkeit nur erreicht werden, wenn die Verluste auf das geringst mögliche Maß reduziert wurden.

So konnte mit dem zunächst gelieferten Spiegelsatz keine Lasertätigkeit im für die DIAL-Anwendung notwendigen longitudinalen Einmodenbetrieb erreicht werden. Nur mit einem speziell für 770nm von der Firma Laseroptik GmbH angefertigten Satz mit einer Reflektivität $\mathcal{R} \geq 99.9\%$ für die Spiegel $SP_1 - SP_3$ und einem Auskoppelspiegel (SP_4) mit $\mathcal{R} = 99.5\%$ war dies möglich. Ebenso war nur durch Auswahl aus zwar gleich spezifizierten, aber in ihrer optischen Vergütung offensichtlich unterschiedlichen, abstimmbaren Etalons und optischen Dioden das Einsetzen der Lasertätigkeit zu erreichen.

Damit und nach optimaler Justierung der Spiegel, die aufgrund des mechanischen Aufbaus der Spiegelhalterungen nur mit erheblichen Zeitaufwand möglich ist, konnte eine maximale Ausgangsleistung von $\approx 100\text{mW}$ ($\approx 60\%$ der Spezifikation) mit dem Farbstoff der Firma Radiant Dyes Laser Accessories GmbH erreicht werden. Mulders et al.[MUL85] berichten für das gleiche Lasermodell von einer Ausgangsleistung von 175mW bei ca. 740nm mit Styryl8 der Firma Lambda Physik. Versuche mit diesem Farbstoff zeigten jedoch keine signifikante Erhöhung der Ausgangsleistung. Versuche mit dem Farbstoff der Firma Exciton wurden nicht durchgeführt, da Mulders mit diesem keine Lasertätigkeit feststellen konnte.

Wie nachträglich bekannt wurde, sind die hier aufgezeigten Schwierigkeiten dem Hersteller nicht unbekannt - firmenintern wird von einem Betrieb dieses Lasermodells mit Styryl8 abgeraten .

2.1.1.1 Die zeitliche Stabilität der Ausgangsleistung

Ohne Änderungen der optischen Geometrie wurde ein kontinuierlicher Abfall der Ausgangsleistung von ca. 20% pro Stunde festgestellt. Außerdem wurde, nachdem der Ar^+ -Pumplaser und die

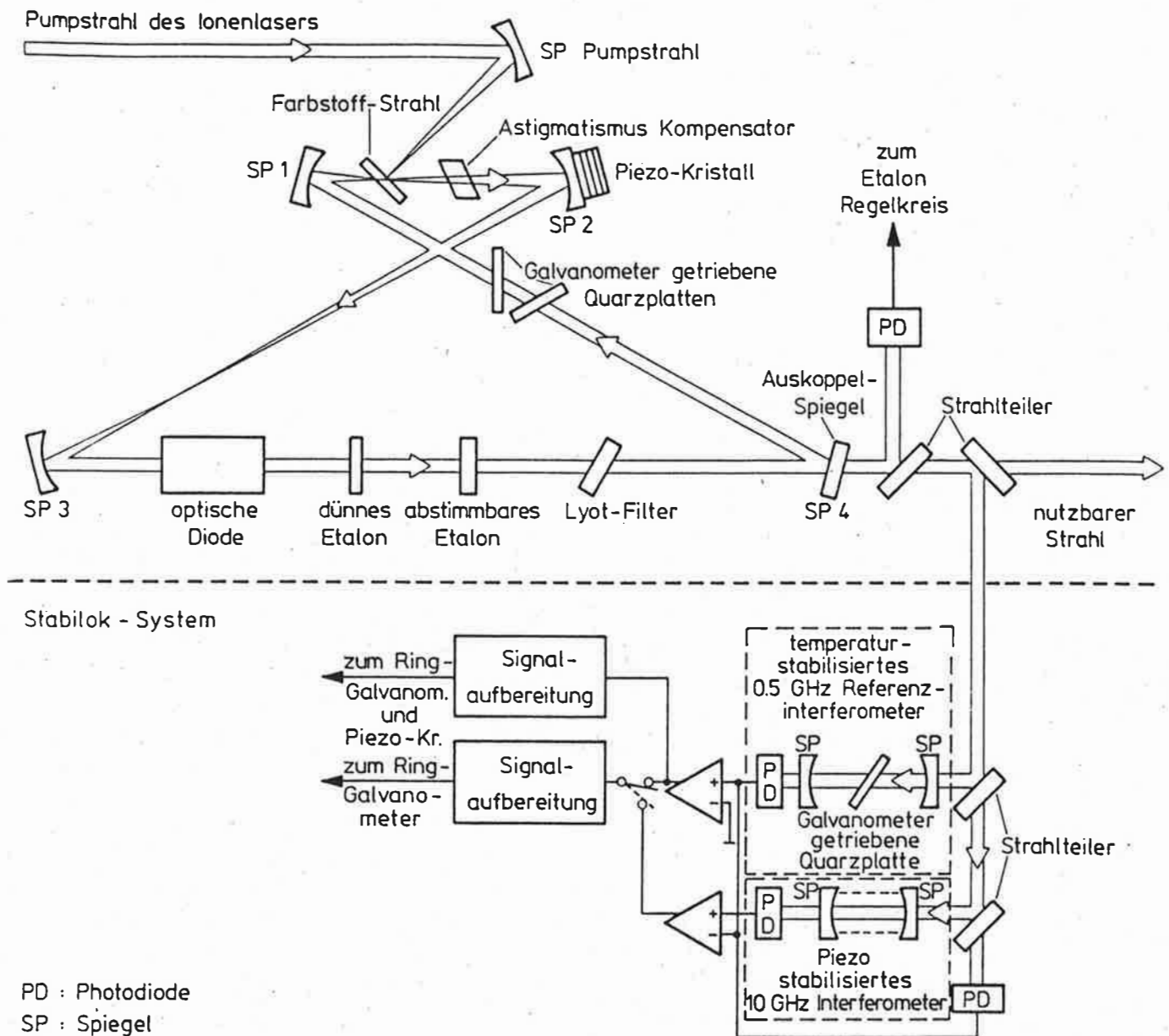


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau des frequenzstabilisierten Farbstoff-Ringlasers nach [SPE84]. Der obere Teil zeigt den eigentlichen Ringlaser, der untere stellt das frequenzstabilisierende System (StabilokTM) dar. Mit SP_i ($i = 1 - 4$) sind die Spiegel des Laser-Resonators bezeichnet, die den 'Ring' in diesem Fall in der Form einer Acht realisieren. Die Spiegel $SP_1 - SP_3$ sind hochreflektierend ($\approx 100\%$) und der Auskoppelspiegel SP_4 hat eine Transmission von $0.5\% - 4\%$, abhängig von dem verwendeten Farbstoff. Weitere Erläuterung siehe Text.

Farbstoffpumpe für ca. 12 Stunden ausgeschaltet waren, ein starker Abfall - bis zum Aussetzen der Lasertätigkeit - der zuvor erreichten Ausgangsleistung beobachtet.

Die Ursache dieser Effekte dürften Temperaturänderungen sein. So führt eine allgemeine Temperaturänderung im Labor zu einer Längenänderung der Komponenten des Resonators. Weitere Möglichkeiten sind das Aufheizen des Farbstoffes durch Absorption des Argonlichtes oder die Wärmezufuhr durch die Pumpe, die den, in einer Mischung aus Propylencarbonat und Ethylenglykol (1:8) gelösten, Farbstoff mit einem Druck von ca. 7bar durch die Farbstoffdüse preßt. Diese Erwärmung führt zu einer Änderung der Viskosität und damit der Strahldicke ($\approx 0.2mm$) bzw. des Brechungsindex.

Die Stabilität von Styryl8 wird mit 200Wh angegeben, d.h. bei 5W Eingangsleistung fällt die Ausgangsleistung nach 40 Stunden auf die Hälfte ab. Daher kann die Alterung des Farbstoffes für diese Effekte ausgeschlossen werden.

2.1.1.2 Die Frequenzstabilität und Abstimmbarkeit

Um die Resonanzbedingung für eine laufende Welle, die sich in einer Ringkonfiguration bildet, zu erfüllen, muß es zu einer konstruktiven Interferenz der Welle mit sich selbst nach einem Umlauf im Resonator kommen. D.h. mathematisch formuliert:

$$L = m \cdot \lambda \quad (2.1)$$

dabei ist m eine ganze Zahl und L die Resonatorlänge ($=1.3m$). In Frequenzen ausgedrückt gilt:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{m \cdot c}{L} \quad (2.2)$$

Damit ergibt sich ein longitudinaler Modenabstand, d.h. $\Delta m = 1$, von ca. $230MHz \approx 0.007cm^{-1}$.

Im Prinzip können beliebig viele Moden anschwingen. Da es sich bei der Lichtverstärkung durch stimulierte Emission (Laser) um einen nichtlinearen Prozeß handelt und die Photonen den Ring ca. 200mal durchlaufen ($\mathcal{R}(SP_4) = 0.5\%$), bleiben jedoch nur diejenigen Moden übrig, die die geringsten Verluste erfahren. Das heißt, um nur eine Mode anzuregen, werden in den Strahlengang entsprechende Filter eingesetzt, wie es in Abb.2.3 S.40 schematisch dargestellt ist.

Aufgrund der Umgebungseinflüsse (Schall, Schwankungen des Brechungsindex etc.) kommt es zu Modensprüngen und kontinuierlichen Frequenzänderungen, die zu einer Halbwertsbreite von ca. 3GHz führen. Ein langzeitstabiler Einmodenbetrieb kann nur durch eine aktive Frequenzstabilisierung erreicht werden. Dazu wird ein Teil des Strahles ausgekoppelt und den Interferometern des StabilokTM-Systems (s. Abb.2.2, S.38) zugeführt. Daraus wird ein Regelsignal abgeleitet, das auf den, auf einem Piezo-Kristall befestigten, Spiegel SP_2 zurückgekoppelt wird. Damit erhält man eine Halbwertsbreite von ca. 0.5MHz.

Um Frequenzen zu erreichen, die zwischen den diskreten Resonatormoden liegen, befinden sich im Strahlengang zwei drehbare Quarzplatten ('double Galvoplate') die eine kontinuierliche Änderung der Resonatorlänge erlauben. Durch Änderung der Steuerspannung für die 'Galvoplate' kann die Frequenz über einen Bereich von $30GHz \approx 1cm^{-1}$ verändert werden.

Die Geschwindigkeit der Frequenzabstimmung Eine Voraussetzung für die DIAL-Approximation ist, daß das Signal des 'online'- und 'offline'-Pulses den gleichen atmosphärischen Bedingungen unterliegen. Daraus ergibt sich die Forderung, daß die Zeit zwischen dem 'online'- und

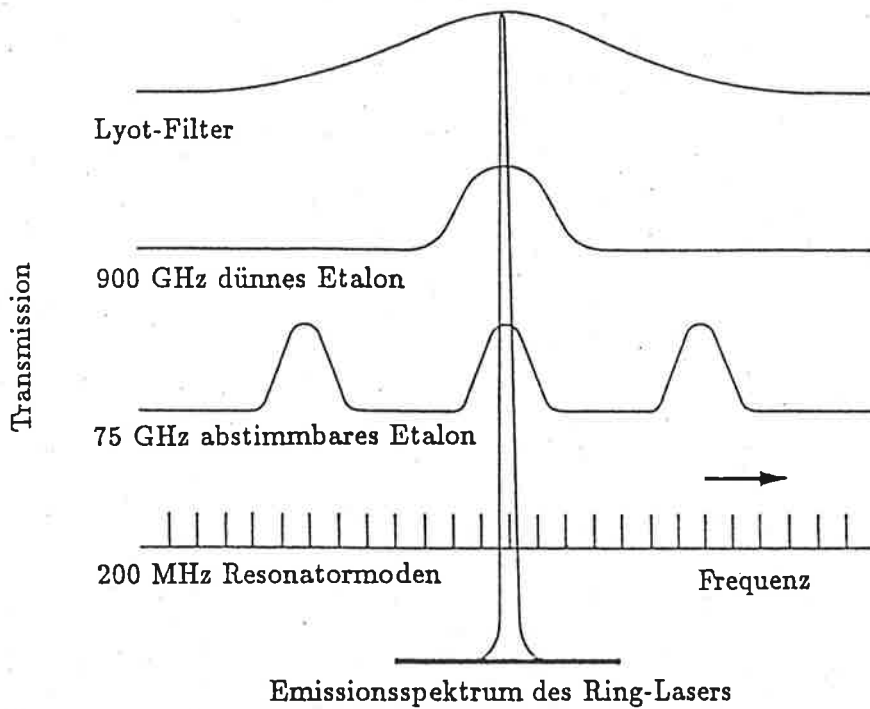


Abbildung 2.3: Die Durchlaßkurven der Abstimmeelemente (schematisch) [SPE84]

'offline'-Puls $\leq 1ms$ ist [SCH74]. Ob dies mit einem Ringlaser zu erreichen ist, soll im folgenden dargelegt werden.

Aufgrund der gezeigten hohen Anforderung an die 'online'-Frequenzstabilität darf es während der Abstimmung von der 'online'- zur 'offline'-Frequenz bzw. umgekehrt zu keinem Modensprung kommen. Dies ist nur im Einmodenbetrieb des Ringlasers möglich.

Zur Bestimmung der Abstimmrate, d.h. der Änderung der Wellenzahl pro Sekunde, wurde an die 'Galvoplate' eine sinusförmige Steuerspannung angelegt, die in Amplitude und Frequenz variiert wurde. Das Ergebnis dieses Experiments ist in Tab.2.2, S.40 zusammengestellt.

1) Amplitude (Spitze-Spitze)[mV]	2) Grenzfrequenz [Hz]	1·2 [V/s]
1000	2.0	2.000
800	2.5	2.000
600	4.1	2.460
400	5.5	2.200
300	7.0	2.100
200	10.0	2.000
150	14.5	2.175
100	20.0	2.000
$\Rightarrow 2.117 \pm 0.162 \text{ V/s}$		

Tabelle 2.2: Die Abstimmrate des Ringlasers. Die Grenzfrequenz ist diejenige Frequenz, bei der es zu einem Modensprung kommt.

Der spektrale Abstand zwischen 'Online' und 'Offline' sollte etwa fünf Halbwertsbreiten der Absorptionslinie betragen, um Absorptionseffekte im 'Offline'-Signal vernachlässigen zu können. Bei

STP ergibt sich aus dieser Forderung ein spektraler Abstand von 0.2 cm^{-1} . Bei 760 nm entspricht 2.1 V/s einer Abstimmrate von ca. $0.7 \text{ cm}^{-1}/\text{s}$, damit ist ein minimaler zeitlicher Abstand von ca. 0.3 s erreichbar.

Da diese Zeit um Größenordnungen das Zeitlimit der DIAL-Approximation ($\leq 1 \text{ ms}$) übersteigt, ist eine Auswertung von Messungen mit auf einem Ringlaser basierendem Lasersystem nur unter der Annahme der Konstanz der Rückstreuungseigenschaften innerhalb des Zeitraums von 0.3 s möglich. Diese Annahme ist nur unter außergewöhnlichen Umständen zulässig, denn bei einem typischen Strahlquerschnitt von 10 cm führt schon ein Querwind von 0.03 m/s zu einem vollständigen Austausch der Luftmassen des Rückstrevolumens. Eine weitere Möglichkeit ist die unabhängige Bestimmung der Rückstreuungseigenschaften und entsprechende Erweiterung der DIAL-Approximation, jedoch dürfte sowohl die dafür notwendige Genauigkeit, als auch die zeitliche und räumliche Auflösung nur schwer zu erreichen sein.

2.1.2 Der Impulsverstärker

Wie eingangs erwähnt, war der Impulsverstärker insbesondere auf den Anteil der ASE an der Ausgangsenergie zu überprüfen.

In Zusammenarbeit mit der Herstellerfirma wurde der Verstärker optimal justiert. Bei einer Ausgangsleistung des Ringlasers von 100 mW betrug die Ausgangsenergie ca. 3 mJ , dies entspricht der Abschätzung anhand der Spezifikationen.

Der exakte Anteil der verstärkten Spontanemission (ASE) ist schwer zu bestimmen - siehe 3.1.3, S.51 -. Mit Hilfe eines Etalons ist jedoch eine Abschätzung möglich.

Verwendet wurde ein Etalon mit einer Finesse von dreißig. Bei monochromatischem Licht besteht das Bild eines solchen Etalons aus scharfen, konzentrischen Ringen. Kommt zusätzlich noch ein spektral breitbandiges Untergrundlicht hinzu, so erscheint zwischen den Ringen diffuses Licht. Jedoch ist dies, aufgrund der geringen spektralen Dichte, erst bei einem Anteil der ASE $\gg 1\%$ deutlich zu erkennen. Da dies der Fall war, mußte von einem erheblichen Anteil der ASE an der Gesamtenergie ausgegangen werden. Der wesentliche Grund hierfür ist die zu geringe Ausgangsleistung des Ringlasers.

Wie der Abbildung 1.9, S.20 zu entnehmen ist, wäre die Temperaturbestimmung mit einem großen Fehler behaftet. Eine Korrektur ist praktisch unmöglich, weil einerseits der exakte Anteil der ASE an der Gesamtenergie schwer zu bestimmen ist, andererseits der Anteil auch von Puls zu Puls schwankt.

2.1.3 Bemerkung

Die beschriebene Verwirklichung des PANDO-Konzeptes ist aufgrund der geringen Ausgangsleistung des Ringlasers und damit des hohen Anteils der ASE an der Ausgangsenergie für ein Temperatur-DIAL-System nicht geeignet. Hinzu kommt, daß die kleine Abstimmrate für eine verlässliche DIAL-Messung den Aufbau eines zweiten PANDO-Systemes erfordern würde. Neue Entwicklungen im Bereich der Festkörperlaser (Ti:Saphir-Ringlaser, regenerativer Alexandrit-Verstärker) lassen es möglich erscheinen, die theoretisch hervorragenden Eigenschaften der PANDO-Konfiguration auch in der Praxis zu erreichen.

Dies konnte im Zeitrahmen dieser Arbeit nicht verwirklicht werden. Um einerseits die theoretisch gezeigte Beschränkung in der Genauigkeit einer Temperaturbestimmung mit einem DIAL-System, andererseits die derzeit mögliche Genauigkeit nachzuweisen, wurden Messungen mit dem DIAL-System des MPI für Meteorologie durchgeführt.

2.2 Das bestehende Wasserdampf-DIAL-System

Eine vollständige Beschreibung dieses, erfolgreich für die Wasserdampf-Bestimmung eingesetzten, Systems ist bei Bösenberg [BÖS88] zu finden.

Aufgrund der hohen Anforderungen an ein Temperatur-DIAL-System - siehe S. 35 - müssen die Systemparameter - ASE, Emissionslinienbreite, Frequenzstabilität - durch zusätzliche Messungen so gut wie möglich bestimmt werden. Für die Abschätzung der ASE sei auf Abschnitt 3.1.3, S.51 verwiesen. Für die Bestimmung der beiden übrigen Parameter setzt man die im folgenden beschriebenen Methoden ein.

2.2.1 Fizeauinterferometrie

Das Emissionsspektrum des Lasers wird mit einem Fizeau-Interferometer bestimmt. Die Übertragungsfunktion, das heißt wie monochromatisches Licht durch dieses Interferometers auf z.B. eine Photodiodenzeile abgebildet wird, läßt sich berechnen [BOR59] oder experimentell bestimmen, s. Abb.2.4, S.43.

Fällt Licht endlicher Linienbreite auf dieses Interferometer, so ist das beobachtete Spektrum die Faltung der Übertragungsfunktion mit dem Laserspektrum:

$$spek(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\nu') \cdot fiz(\nu - \nu') d\nu' \quad (2.3)$$

mit

- $spek(\nu)$: beobachtetes Spektrum
- $h(\nu)$: Laseremissionsspektrum
- $fiz(\nu)$: Übertragungsfunktion des Fizeau-Interferometers

Kennt man die Übertragungsfunktion, so kann man mit Hilfe des Faltungssatzes der Fouriertransformation im Prinzip eine Entfaltung durchführen. Das Laserspektrum ist dann durch folgende Formel gegeben:

$$h(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{SPEK(t)}{FIZ(t)} \cdot e^{-2\pi \cdot i \cdot t \cdot \nu} dt \quad (2.4)$$

mit

- $SPEK(t)$: Fouriertransformierte des beobachteten Spektrums
- $FIZ(t)$: Fouriertransformierte der Übertragungsfunktion

Jedoch ist dieses Verfahren numerisch instabil, da Singularitäten durch Nullstellen im Nenner des Integranden auftreten können, abgesehen davon, daß beide Fouriertransformierte aus experimentellen Daten mit entsprechendem Rauschen gewonnen werden.

Wie Senff [SEN90] zeigt, läßt sich diese numerische Instabilität umgehen, wenn man für das Laseremissionsspektrum in Gl.2.3, S.42 eine empirische Funktion wählt und deren Parameter mit Hilfe ein χ -Quadrat-Anpassung so optimiert, daß die Summe der quadratischen Abstände zwischen dem aus Übertragungsfunktion und empirischer Funktion gefalteten Spektrum und dem gemessenen Spektrum minimal wird.

Für die empirische Funktion wurde ein aus fünf Gaußverteilungen bestehendes Spektrum angenommen, wobei diese Verteilungen alle die gleiche Breite und einen konstanten spektralen Abstand voneinander haben. Diese Wahl läßt sich wie folgt begründen:

- Bei optimaler Abstimmung der für die Wellenlängenselektion im Oszillator des Farbstofflasers verantwortlichen optischen Elemente (Gitter und Etalon) können drei longitudinale Moden anschwingen.
- Nimmt man zusätzlich noch Änderungen dieser optimalen Abstimmung durch Umgebungseinflüsse an, so können zwei weitere Moden "links" und "rechts" der zentralen drei Moden anschwingen.
- Der spektrale Abstand der longitudinalen Moden wird durch die Länge des Oszillators bestimmt. Da dieser thermisch stabilisiert ist, sollte die Länge im Mittel und damit auch der Abstand der Moden konstant bleiben.
- Geht man von einer Gauß'schen Verteilung der thermischen Fluktuationen aus, so ist die spektrale Energieverteilung jeder Mode ebenfalls durch eine Gaußverteilung gegeben. Aufgrund der thermischen Stabilisierung sind die Fluktuationen im Mittel gleich, damit ist auch die spektrale Breite jeder Mode gleich.

Ein weiteres Problem besteht in der Bestimmung der Übertragungsfunktion. Diese hängt vom Einfallswinkel des Lichtes auf das Fizeau-Interferometer ab [ROG82]. Die Abb.2.4, S.43 zeigt die für verschiedene Einfallswinkel aufgenommenen Spektren eines Ti:Saphir-Lasers.

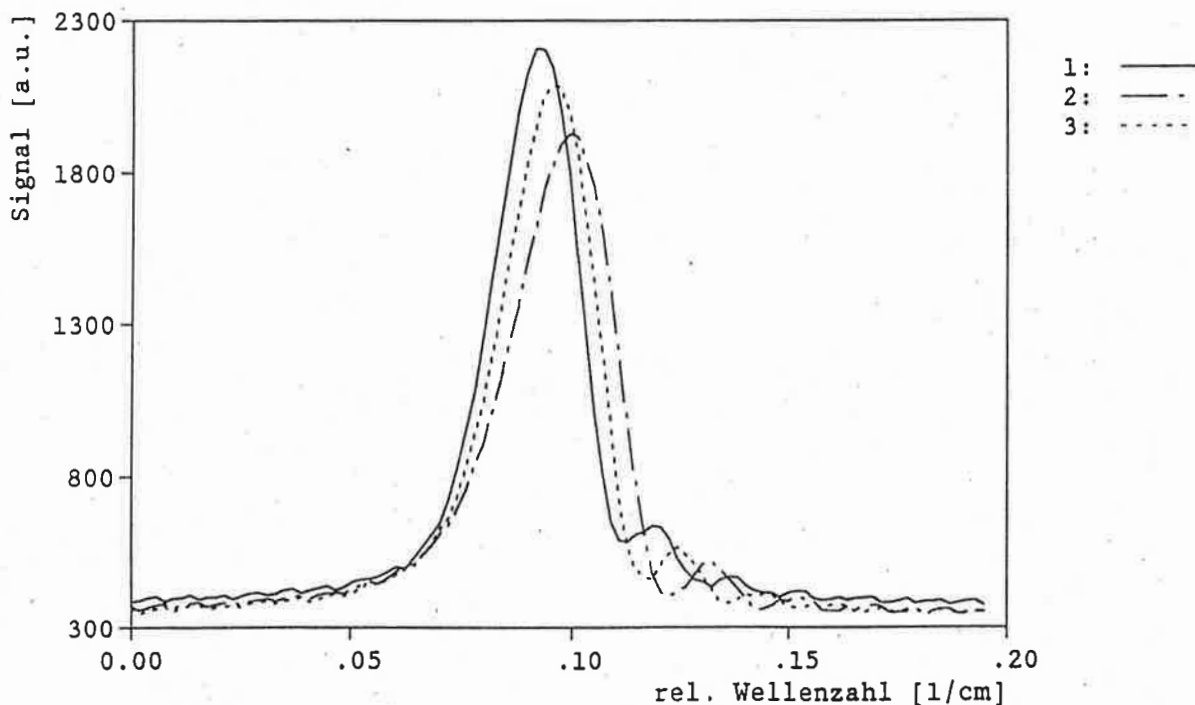


Abbildung 2.4: Mit einem Ti:Saphir-Laser gemessene Übertragungsfunktionen des Fizeau-Interferometers für verschiedene Einfallswinkel.

1: optimaler Einfallswinkel, 2: senkrechter Einfallswinkel, 3: Zwischenwert. Optimal heißt in diesem Zusammenhang maximale Auflösung.

Diese Spektren entsprechen etwa der Übertragungsfunktion, da die Halbwertsbreite des Ti:Saphir-Lasers von $0.5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ nur 1/20 der der Übertragungsfunktion ist.

Wie der Tab.3.1, S.49 zu entnehmen ist, ergeben sich aus der Verwendung dieser verschiedenen Übertragungsfunktionen entsprechend unterschiedliche Werte für die Parameter des Laserspektrums.

Welchen Einfluß diese unterschiedlichen Laseremissionsprofile auf das, aus DIAL-Messungen abgeleitete, Temperaturprofil haben, wird in Abschnitt 3.1.2, S.48 diskutiert.

2.2.2 Photoakustische Spektroskopie

Die Wellenlängenabstimmung der Laser erfolgt mit Hilfe einer photoakustischen Zelle. Diese besteht aus einem durch Quarzfenster abgeschlossenen Edelstahlrohr, an dem seitlich, über einen vakuumdichten Flansch, ein Mikrophon befestigt ist. Der schematische Aufbau ist in Abb.2.5, S.44 zu sehen.

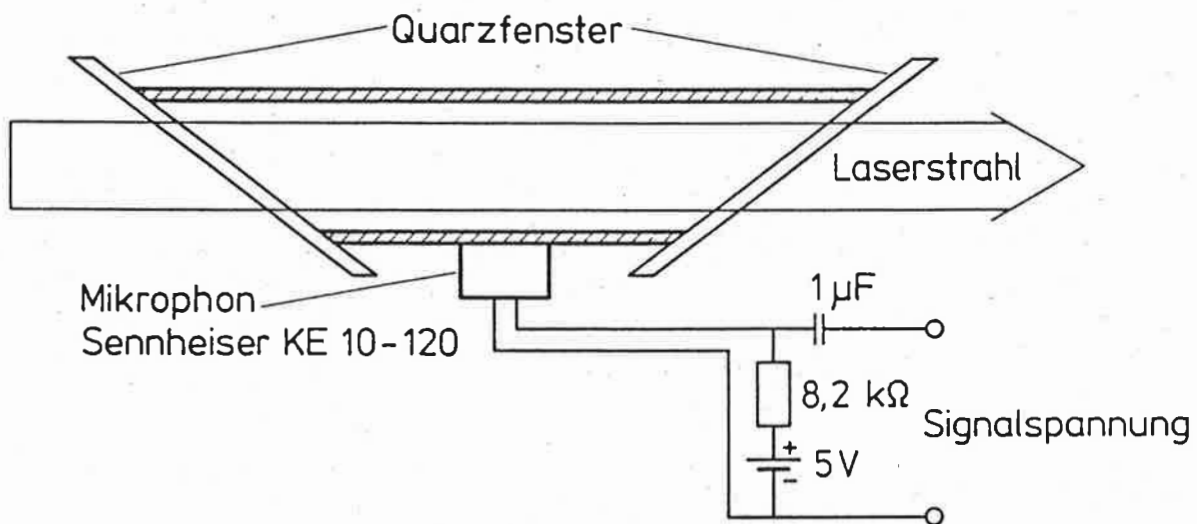


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der photoakustischen Zelle

Schickt man einen Laserstrahl durch diese, z.B. mit O_2 gefüllte, Zelle, so führt Absorption zu einer leichten Temperaturerhöhung. Der damit verbundene Druckanstieg wird von dem Mikrophon registriert.

In vereinfachter Form ist die Signalstärke gegeben durch [BURLE]:

$$U(\nu) \sim I \cdot p \cdot \sigma(\nu) \cdot n \cdot l \cdot \zeta(p) \quad (2.5)$$

mit

- U : Signalspannung
- I : Intensität des Laserlichtes
- p : Gesamtdruck in der Zelle
- σ : Absorptionsquerschnitt
- n : Teilchendichte des Absorbers
- l : Länge der Zelle
- ζ : Empfindlichkeit der Zelle

Dabei wurde vorausgesetzt, daß die Absorption sehr klein ist, d.h. $\sigma(\nu) \cdot n \cdot l \ll 1$. Abhängig von der verwendeten Gasfüllung erreicht die Empfindlichkeit $\zeta(p)$ ihr Maximum im Bereich von 70hPa bis

330hPa [BURLE]. Um eine hohe Sensitivität für Frequenzänderungen des Lasers zu erreichen, sollte der Druck ebenfalls relativ gering sein, da dann die Halbwertsbreite der Absorptionslinie durch die, im Vergleich zur Druckverbreiterung, relativ geringe Dopplerverbreiterung bestimmt wird.

Deshalb wurde im Experiment eine mit reinem Sauerstoff gefüllte Zelle bei einem Druck von 200hPa benutzt. Dies ist jedoch mit einem geringen Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbunden, wie es in der Abb.2.6, S.45 deutlich wird.

2.2.2.1 Abstimmung der Emissionswellenlänge

Diese Abbildung zeigt das mit einem y-t-Schreiber aufgenommene, nach jeder Wellenlängenänderung über 60 Laserpulse gemittelte, photoakustische Signal bei einer Wellenlängenabstimmung über die $P_{27,27}$ -Linie.

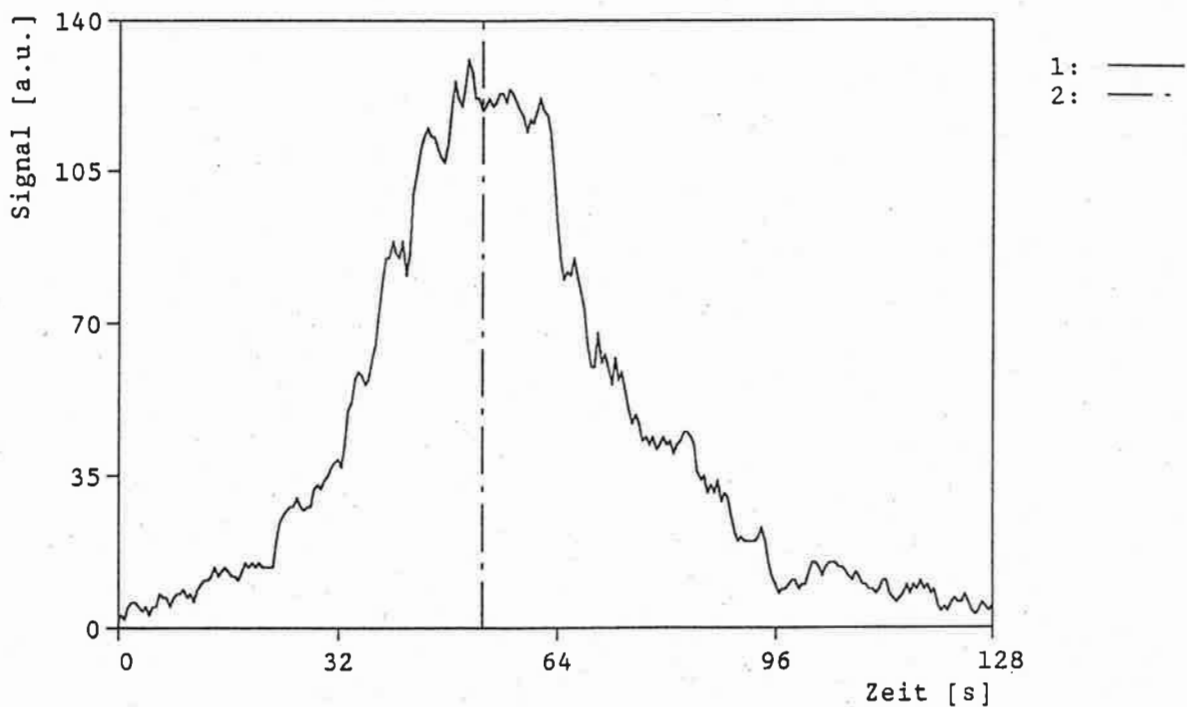


Abbildung 2.6: Signal der photoakustischen Zelle bei einer Wellenlängenabstimmung über die $P_{27,27}$ -Linie von Sauerstoff bei einem Druck von 200hPa. Die in Andeutung zu sehende Treppenfunktion ist durch die diskrete Wellenzahländerung ($\Delta\bar{\nu} = 0.006\text{cm}^{-1}$) bedingt. Durch die senkrechte Linie ist die Wellenzahl gekennzeichnet, auf die der Laser für die Temperatur-DIAL-Messung abgestimmt wurde.

Das theoretische Bild einer Treppenfunktion, bedingt durch die diskrete Wellenlängenänderung, wird durch Rauschen verschmiert. Ausgehend von der Symmetrie der Absorptionslinie wird die Wellenlänge des Absorptionszentrums durch folgendes Verfahren bestimmt: Zunächst wird der Mittenwert der Wellenlängen zweier Stufen annähernd gleicher Intensität links und rechts des Maximums bestimmt. Dann führt man dies für alle Intensitätsstufenpaare durch, wobei man sich auf diejenigen Stufen beschränkt, die oberhalb etwa der halben Intensität des Maximums liegen, da unterhalb dieser Grenze das Signal sehr stark durch das Rauschen beeinflusst wird. Abschließend bildet man den Mittelwert dieser Mittenwerte. Eine Abschätzung für die Unsicherheit, mit der die

Abstimmung des Lasers auf das Absorptionsmaximum behaftet ist, bildet das einer halben Stufe entsprechende Wellenzahlintervall, d.h ca. 0.003 cm^{-1} .

Der Vorteil der Wellenlängeneinstellung mit Hilfe der photoakustischen Spektroskopie liegt darin, daß auf eine absolute Wellenlängenbestimmung mit der für DIAL-Messungen notwendigen, schwer erreichbaren Genauigkeit verzichtet werden kann. Die Auswahl einer bestimmten Absorptionslinie geschieht dadurch, daß man ein photoakustisches Spektrum bei einer Wellenlängenabstimmung über mehrere Linien aufzeichnet. Da die relative Absorptionsstärke und der spektrale Abstand der einzelnen Linien bekannt ist, kann man in diesem Spektrum die jeweiligen Absorptionslinien eindeutig identifizieren.

2.2.2.2 Abschätzung der Frequenzstabilität

Neben der Abstimmung der Emissionwellenlänge auf das Maximum der Absorptionslinie dient das parallel zur Messung aufgezeichnete photoakustische Signal zur Abschätzung der Frequenzstabilität.

Verschiebt sich die Emissionsfrequenz im Laufe der Zeit z.B. um $1/10$ der Halbwertsbreite bei STP vom Maximum, so entspricht dies einem Abfall des Signales der mit 200 hPa O_2 gefüllten photoakustischen Zelle um 3.5% . Wie aus Gl.2.5, S.44 ersichtlich, kann der Abfall aber auch durch eine geringere Ausgangsintensität (I) bedingt sein. Dieser Einfluß läßt sich jedoch durch die Bestimmung der integralen Intensität der ebenfalls parallel aufgezeichneten Fizeauspektren weitgehend eliminieren. Für die Analyse anhand gemessener Daten sei auf Abschnitt 3.1.1, S.47 des folgenden Kapitels verwiesen, in dem gezeigt werden soll, mit welcher Genauigkeit bei dem derzeitigen Stand der Technik die Messung von Temperaturprofilen mit einem DIAL-System möglich ist.

Kapitel 3

Auswertung einer DIAL-Messung

Für das internationale Cirrus Experiment (ICE 89) befand sich das H_2O -DIAL-System des Max-Planck-Instituts für Meteorologie auf einer 32m hohen Düne in Hörnum/Sylt. Im Anschluß an diese Meßkampagne wurde das System für eine DIAL-Messung der Temperatur umgestellt.

Die wesentlichen Modifikationen bestanden im Austausch des Laser-Farbstoffes und im Verzicht auf die Hauptverstärkerstufe der Laser, da diese, wie sich im Laufe des ICE89-Experimentes herausstellte, eine wesentliche Quelle der ASE ist. Damit war jedoch eine relativ geringe Ausgangsenergie von ca. 1mJ verbunden. Daher konnten einerseits nur Messungen in der planetarischen Grenzschicht durchgeführt werden, andererseits waren diese Messungen auf Zeiten geringen Hintergrundlichtes, d.h. später Nachmittags- bzw. Abendstunden, beschränkt.

Von den, in der Zeit vom 26.10.89 bis 28.10.89 durchgeführten, Messungen soll in diesem Kapitel die gut einstündige etwa eine halbe Stunde vor Sonnenuntergang beginnende Messung vom 26.10.89 analysiert werden. Dabei war die Grenzschicht durch einen nahezu adiabatischem Temperaturgradienten ($-0.9K/100m$) geprägt, der in ca. 1000m Höhe durch eine Isothermie begrenzt wurde.

Aufgrund der meteorologischen Situation war dieses Temperaturprofil auch ohne Radiosonde bzw. DIAL-Messung bekannt. Dieses Beispiel zeigt jedoch, mit welcher Genauigkeit die Bestimmung des Temperaturprofils mit dem DIAL-Verfahren möglich ist. Dazu wird zunächst der Einfluß der Systemparameter auf das abgeleitete Temperaturprofil analysiert, dann der Einfluß der Signalstatistik abgeschätzt. Daran schließt sich die Bestimmung der Rückstreuungseigenschaften der Atmosphäre und die daraus resultierenden Fehler in der Temperaturbestimmung an. Zuletzt folgt die Zusammenfassung dieser Analyse und eine Abschätzung der Meßgenauigkeit, die mit einer theoretisch denkbaren Systemkonfiguration möglich ist.

3.1 Die Bestimmung der Systemparameter

3.1.1 Die Frequenzstabilität des Lasers

Die Laser werden mit Hilfe der photoakustischen Spektroskopie - s. 2.2.2, S.44 - auf das Zentrum ('online') einer Absorptionslinie - in diesem Fall die $^P P_{27,27}$ -Linie - bzw. auf einen Bereich geringer Absorption zwischen zwei Absorptionslinien ('offline') abgestimmt.

Während der Messung wurde das Signal der photoakustischen Zelle auf einem y-t-Schreiber aufgezeichnet. Die Auswertung dieser Aufzeichnung ergab einen relativen Abfall des Signales von 7.27% in einer Stunde - s. Abb.3.2, S.49. Wie schon erwähnt, kann dieser Abfall sowohl durch eine

Änderung der Emissionswellenlänge, als auch durch einen Abfall der Ausgangsintensität bedingt sein.

Um letzteres zu überprüfen, wurde die integrale Intensität der parallel aufgezeichneten Fizeauspektren ermittelt. Wie in Abb.3.1 dargestellt, wurden dazu die Signale abzüglich des Untergrundes über zehn Linienbreiten des Spektrums aufaddiert. Damit haben kleine Schwankungen in der Emissionswellenlänge des Lasers keinen Einfluß auf die Bestimmung der Intensität.

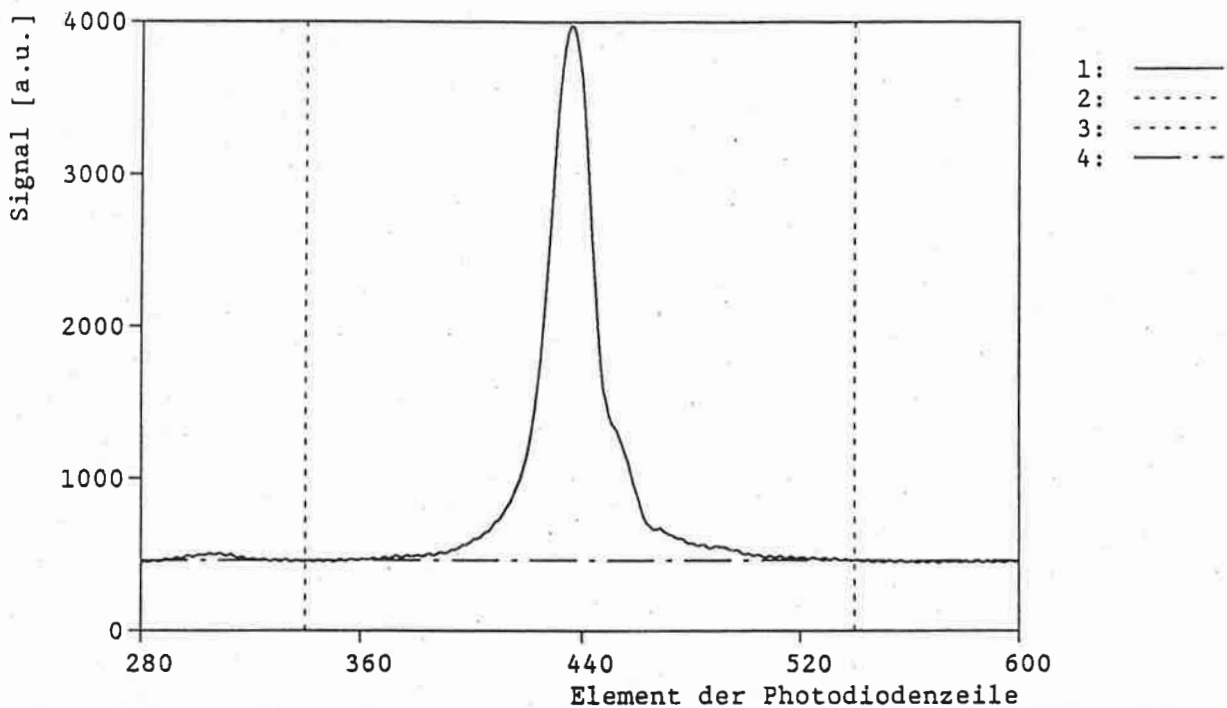


Abbildung 3.1: Ausschnitt aus einem Fizeauspektrum (1). Der durch die senkrechten Linien(2,3) eingegrenzte Bereich wurde für die Bestimmung der integralen Intensität herangezogen. Der Untergrund ist durch die strichpunktierte Linie(4) markiert. Der Abstand zweier Photodiodeelemente entspricht einer Wellenzahldifferenz von $1.95 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$.

Der zeitliche Verlauf der integralen Intensität der Fizeauspektren ist ebenfalls in Abb.3.2, S.49 dargestellt. Die lineare Regression dieser Daten zeigt einen relativen Abfall der Ausgangsintensität von 7.51% pro Stunde. Da das photoakustische Signal ebenfalls abfällt und die Zahlenwerte (7.27%, 7.51%) im Rahmen der Meßgenauigkeit übereinstimmen, kann von einer sehr guten Frequenzstabilität des Lasers ausgegangen werden.

Daher wurde bei der Auswertung nur die druckabhängige Verschiebung des Absorptionszentrums berücksichtigt - s. Abschnitt 1.2.2.6, S.16.

3.1.2 Die Emissionslinienbreite

Die Bestimmung der Emissionslinienbreite wurde gemäß den Ausführungen in Abschnitt 2.2.1, S.42 durchgeführt.

Das mit dieser Analyse gewonnene Laserspektrum ist im starken Maße von der Winkeleinstellung des Fizeau-Interferometers abhängig, wie es in der Tab.3.1, S.49 deutlich wird.

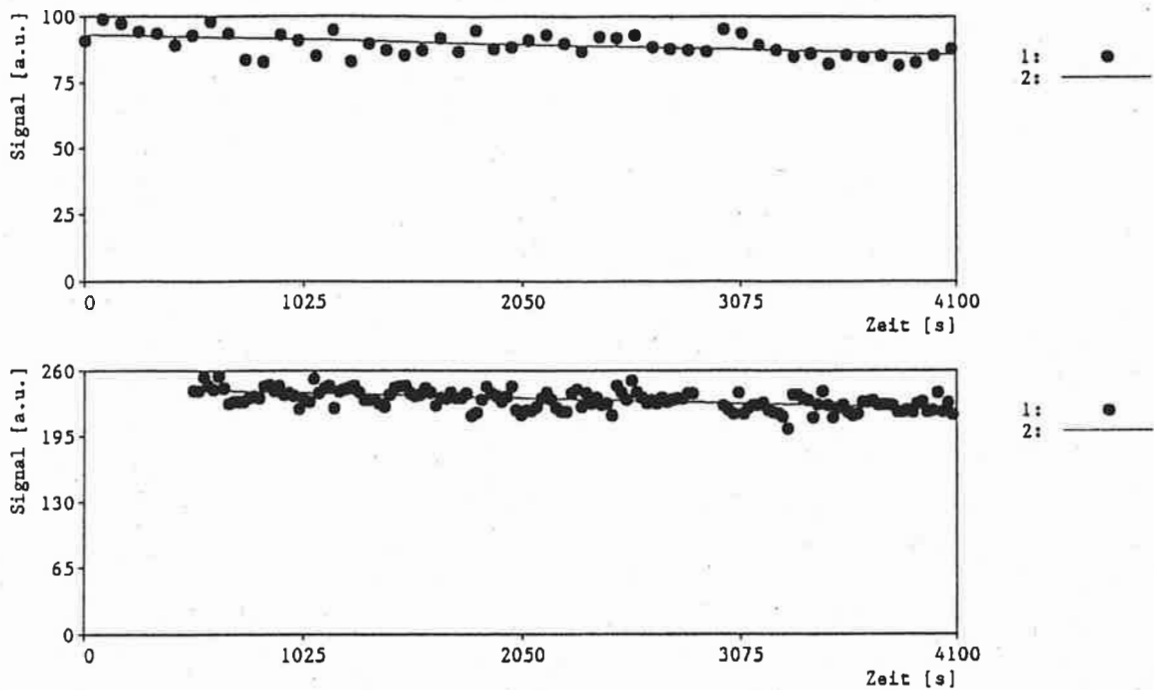


Abbildung 3.2: Zeitlicher Verlauf des Signales (Mittelwert über 1000 Laserpulse) der Photoakustischen Zelle (oberes Bild) und der integralen Intensität der über 200 Laserpulse gemittelten Fizeauspektren (unteres Bild). Die durchgezogene Linie ist jeweils die entsprechende Regressionsgerade.

Übertragungsfunktion	3	2	1	3-1
Einfallswinkel	senkrecht	dazwischen	optimal	
Breite (HWHM) [$10^{-3}cm^{-1}$]	13.72	12.39	11.41	2.31
rel. Intensität Mode 1[%]	1.8	1.9	2.4	-0.6
rel. Intensität Mode 2[%]	0.0	5.9	9.5	-9.5
rel. Intensität Mode 3[%]	78.7	76.4	76.0	+2.7
rel. Intensität Mode 4[%]	6.5	3.1	-0.4	6.9
rel. Intensität Mode 5[%]	4.8	4.8	4.6	0.2
rel. Int. d. Untergrundes[%]	8.2	7.9	7.9	0.3
Breite (HWHM) [$10^{-3}cm^{-1}$]	5.07	6.13	7.02	-1.95
χ -Quadrat-Summe	7109	8984	12730	-

Tabelle 3.1: Die Parameter des Laserspektrums für verschiedene Übertragungsfunktionen - berechnet für einen longitudinalen Modenabstand von $0.02cm^{-1}$. Analysiert wurde ein über 12800 Laserpulse gemitteltes Spektrum vom 26.10.89, 15:20 bis 15:45 UTC.

Leider war die während der DIAL-Messung gewählte Winkeleinstellung des Fizeau-Interferometers nicht reproduzierbar. Daher muß von einer Unsicherheit in der Bestimmung des Emissionsspektrums ausgegangen werden. Welche Auswirkung diese unterschiedlichen Spektren auf das mit dem DIAL-Verfahren bestimmte Temperaturprofil haben, ist in Abb.3.3, S.50 zu sehen.

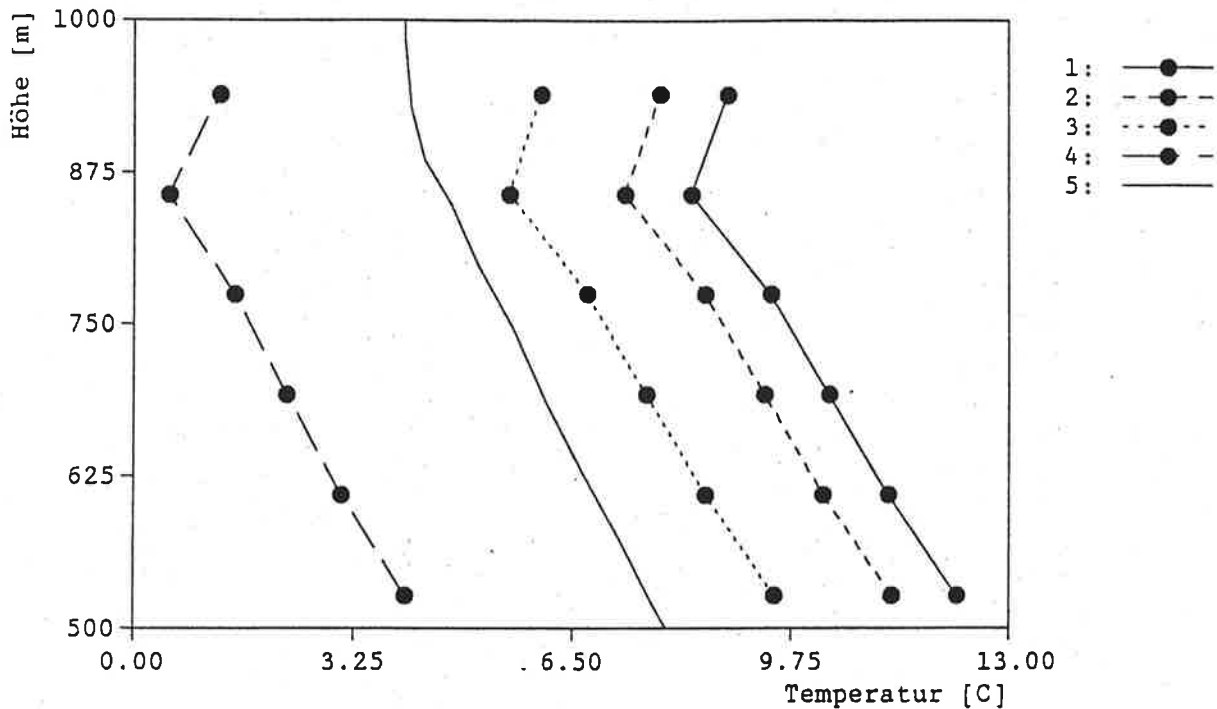


Abbildung 3.3: Abhängigkeit des Temperaturprofils von dem Laseremissionsspektrum. 1,2,3: Laseremissionsspektrum entsprechend der Nummer der Übertragungsfunktion in Tab.3.1, S.49. 4: Annahme einer einfachen Gaussverteilung mit einer Halbwertsbreite (HWHM) von $5.07 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. Ausgewertet wurde die DIAL-Messung vom 26.10.89 in Hörnum/Sylt von 15:13 bis 15:45 UTC ($\hat{=}$ 24000 Laserpulse). Zum Vergleich die Werte der Radiosonde von 15:36 UTC(5).

Im wesentlichen kommt es für die unterschiedlichen Laseremissionsspektren zu einer Verschiebung der Temperaturprofile.

Die erhebliche Differenz zwischen dem Profil '4' ($\hat{=}$ einem Einmodenlaser) und den übrigen Profilen erklärt sich aus dem spektralen Abstand der Moden 1 und 5 vom Zentrum, welcher etwa der Halbwertsbreite der Absorptionslinie bei STP entspricht. Trotz der geringen Intensität dieser beiden Moden - von zusammen ca. 7% der Gesamtintensität - ergibt sich daraus eine nahezu höhenkonstante Temperaturdifferenz von 5.5 K zwischen den Profilen '3' und '4'.

Die Differenzen zwischen den Profilen '1' bis '3' sind in guter Übereinstimmung mit den in Abschnitt 1.2.3.2, S.17 theoretisch für verschiedene Emissionsbreiten berechneten Abweichungen.

Für die weiteren Untersuchungen wurde das mit der Übertragungsfunktion 3 gewonnene Laseremissionsprofil gewählt, da einerseits das damit berechnete Temperaturprofil dem der Radiosonde am nächsten kommt, andererseits zur geringsten χ -Quadrat-Summe führt - siehe Tab.3.1, S.49.

3.1.3 Bestimmung der verstärkten Spontanemission (ASE)

Aufgrund der theoretischen Überlegung war bei dem Experiment auf einen möglichst niedrigen Anteil der ASE zu achten.

Wieweit man den Anteil der ASE an der Gesamtenergie bei Verzicht auf die Hauptverstärker der Farbstofflaser senken kann, soll im folgenden abgeschätzt werden.

Wie schon erwähnt, ist die spektrale Dichte der ASE um Größenordnungen geringer als die der zentralen Emission. Eine direkte Messung des Anteils der ASE wurde nicht versucht, weil diese sowohl einen Spektrographen oder Monochromator mit sehr hoher Streulichtunterdrückung als auch einen Detektor, dessen Empfindlichkeit über mehrere Größenordnungen konstant oder zumindest sehr gut bekannt ist, erfordert.

Eine indirekte Abschätzung ist möglich aufgrund des Vergleiches einer gemessenen optischen Dicke mit einer für verschiedene Anteile der ASE theoretisch berechneten. Bei einem geringen Anteil der ASE ($< 1\%$) ist dieses Verfahren nur bei großen optischen Dicken sensitiv. Daher wurde der Laser auf die ${}^P P_{21,21}$ -Linie abgestimmt. Aufgrund der etwa 10fach höheren Linienstärke gegenüber der ${}^P P_{27,27}$ -Linie wird schon bei etwa 600m eine optische Dicke von 5 erreicht. Die Abb.3.4 zeigt die experimentell bestimmte optische Dicke und die für verschiedene Anteile der ASE theoretisch berechnete.

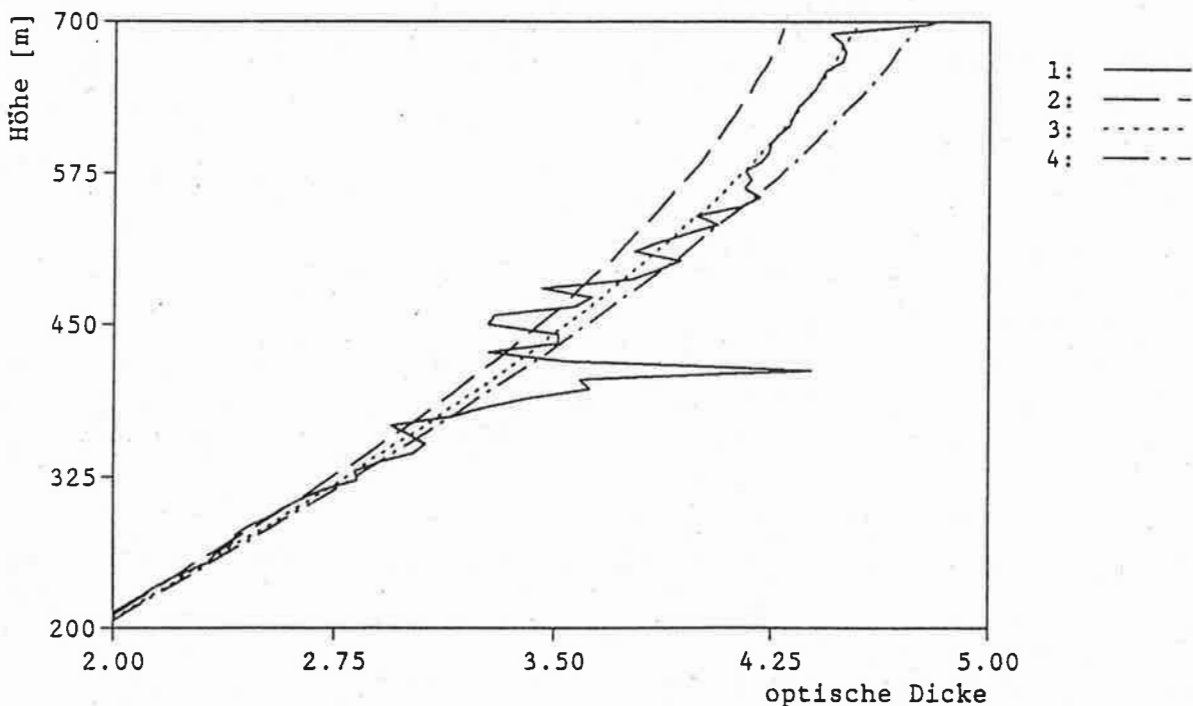


Abbildung 3.4: Vergleich der experimentell bestimmten optischen Dicke mit der für verschiedene Anteile der ASE theoretisch berechneten optischen Dicke für die ${}^P P_{21,21}$ -Linie.

1: DIAL-Daten vom 27.10.89, 16:27 bis 16:30 UTC (≈ 6000 Laserpulse),

2-4: Theorie mit ASE 1.0%, 0.7%, 0.5%

Die theoretische optische Dicke wurde mit den Parametern der Standardatmosphäre berechnet und mit den Bodenwerten, die von dem am LIDAR-Standort stehenden meteorologischen Mast geliefert wurden. Aufgrund der geringen Temperaturempfindlichkeit der ${}^P P_{21,21}$ -Linie ($\gamma = 3 \cdot 10^{-3}/K$)

ist dies gerechtfertigt, da die durch die ASE bedingten Änderungen um zwei Größenordnungen stärker sind.

Die starken Schwankungen der gemessenen optischen Dicke im Bereich von 400 bis 500 m sind durch Wolken bedingt, deren erhöhte Rückstreuung zu einer Übersteuerung der Empfangselektronik führte. Eine gute Übereinstimmung - insbesondere oberhalb dieses Bereiches - besteht zwischen der gemessenen und der für 0.7% ASE theoretisch berechneten optischen Dicke.

Da bei der Umstellung der Emissionswellenlänge von der $P_{27,27}$ -Linie auf die $P_{21,21}$ -Linie auf eine identische Einstellung der übrigen Laserparameter geachtet wurde, dürfte auch während der Messung am 26.10.89 der Anteil der ASE ca. 0.7% betragen haben.

Ausgehend von diesem Wert ergeben sich Temperaturfehler von 0.76K in der untersten bzw. 1.07K in der obersten Höhe der Abb.3.3, S.50. Weil es sich jedoch nur um eine Abschätzung der ASE handelt, wurde nicht versucht, die dargestellten Temperaturprofile entsprechend zu korrigieren.

Damit soll die Diskussion der schon theoretisch behandelten Einflüsse der Systemparameter auf eine Temperaturmessung abgeschlossen sein. Daneben ist jedoch ein bisher nicht behandelter Systemparameter zu beachten, der durch die Verwendung zweier Lasersysteme bedingt ist.

3.1.4 Die Strahlgeometrie

Die beiden Laserstrahlen werden mit einem in Rückwärtsrichtung betriebenen Glan-Polarisationsprisma kombiniert [BÖS88]. Für eine DIAL-Messung ist es notwendig, daß beide Strahlen das gleiche Rückstrevolumen beleuchten. Daher befindet sich der Polarisator auf einer mit Differentialmikrometerschrauben ausgestatteten zwei-Achsen-Halterung. Die Feinjustierung erfolgt in der Weise, daß man beide Laser auf die gleiche 'offline'-Wellenlänge einstellt und das Verhältnis der beiden Signale in Abhängigkeit von der Höhe beobachtet. Beleuchten beide Laserstrahlen das gleiche Volumen, so muß dieses Verhältnis konstant mit der Höhe bleiben. Die Abb.3.5, S.53 zeigt das vor und nach der eigentlichen Temperatur-Messung aufgenommene über jeweils 1000 Pulse gemittelte Verhältnis der Signale.

Bildet man den Logarithmus des Signalverhältnisses, so entspricht dies einer optischen Dicke. Die gemessene differentielle optischen Dicke ist in diesem Falle zu klein (negativer Gradient), was einer höhenkonstanten Verschiebung des berechneten Temperaturprofils von -0.36K entspricht. Wie die Regressionsanalyse zeigt, ist diese Steigung nicht signifikant, sodaß auch ein höhenkonstantes Signalverhältnis angenommen werden kann. Daher wurde auf eine mögliche Korrektur dieses Fehlers verzichtet.

3.1.4.1 Die untere Grenze des Auswertebereiches

Zur Unterdrückung der aus dem Nahbereich zurückgestreuten Photonen, die zu einer Übersteuerung der Empfangselektronik führen, wurde ein biaxialer Aufbau für den Laserstrahl und das Teleskop gewählt. Für Messungen in der Grenzschicht beträgt die Abstand zwischen Sender und Empfänger 0.3m.

Eine Auswertung der Messung ist im Prinzip möglich, sobald die Laserstrahlen in das Blickfeld des Teleskopes einlaufen. Jedoch gehen die notwendigen geometrischen Korrekturfaktoren von einigen Annahmen (z.B. homogene Energiedichte über den Strahlquerschnitt) aus, die in der Praxis nicht zu erfüllen sind. Daher ist eine verlässliche Auswertung erst bei einer vollständigen Überlappung der beiden Laserstrahlen mit dem Blickfeld des Teleskopes möglich. Aus dieser Forderung ergibt sich für diese Messung eine untere Grenze von 450m Höhe.

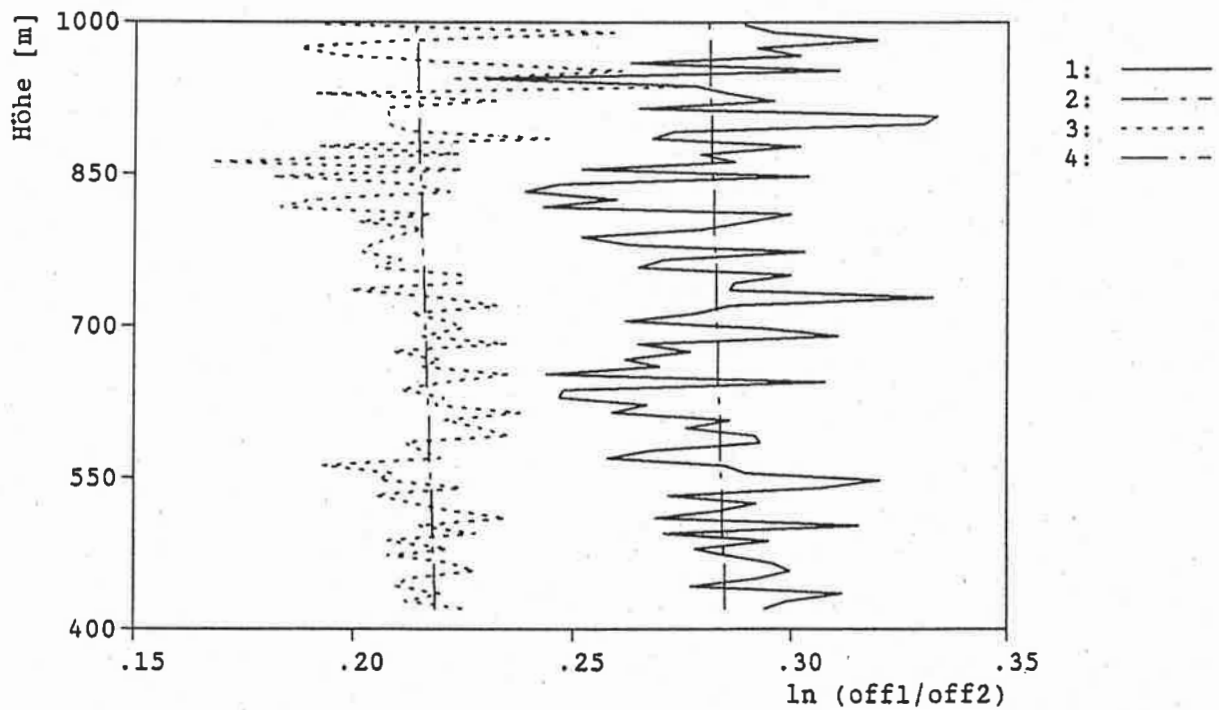


Abbildung 3.5: 'offline'-'offline'-Messung am 26.10.89 zur Bestimmung der optischen Geometrie beider Laserstrahlen. Dargestellt ist der Logarithmus des Verhältnisses der jeweils über 1000 Pulse gemittelten Signale. 1: Messung um 15:07 UTC, 2: Regressionsgerade, 3: Messung um 16:32 UTC, 4: Regressionsgerade. Weitere Erläuterung siehe Text.

3.2 Die Signalstatistik

Neben den aufgezeigten systematischen Fehlern ist jede DIAL-Messung auch mit Fehlern aus der Signalstatistik verbunden.

Wie in A.3.3, S.75 gezeigt, ist die aus der Signalstatistik folgende Standardabweichung der Temperatur gegeben durch:

$$\sigma_T = \frac{1}{\gamma \cdot \bar{\tau}} \cdot \left(\frac{1}{\bar{m}} \sum_{i=on}^{off} \sum_{j=R_1}^{R_2} \left[(\epsilon_{i,j}^*)^2 - \epsilon_{1,j}^* \cdot \epsilon_{2,j}^* \cdot \rho_{(1,j),(2,j)}^* - (\epsilon_{P_i}^*)^2 \right] \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

mit

γ	:	Temperatursensitivität der Absorptionslinie
$\bar{\tau}$:	diffentielle optische Dicke
\bar{m}	:	Anzahl der gemittelten Signale
$\epsilon_{i,j}^*$:	Rausch-zu-Signal-Verhältnis des Signales $P_{i,j}$
$\rho_{(1,j),(2,j)}^*$:	Korrelationskoeffizient
$\epsilon_{P_i}^*$:	Rausch-zu-Signal-Verhältnis der Ausgangsenergie

Der erste Summand entspricht dem Fehlerfortpflanzungsgesetz für unabhängige Größen. Da die Signale jedoch nicht unabhängig voneinander sind, muß einerseits die Korrelation des 'online'- und 'offline'-Signales in einer Höhe über die Rückstreueigenschaften der Atmosphäre (zweiter Summand), andererseits die Korrelation z.B. des 'online'-Signales in zwei Höhen über die Ausgangsenergie (dritter Summand) berücksichtigt werden. Daß diese beiden Korrelationsterme den Gesamtfehler vermindern, bestätigt die Vorzüge des DIAL-Verfahrens: 1) Primäre Unabhängigkeit von den Rückstreueigenschaften der Atmosphäre, 2) Unabhängigkeit von der Systemempfindlichkeit.

3.2.1 Der Korrelationskoeffizient des 'online', 'offline'-Signales

Eine Abschätzung für $\rho_{(1,j),(2,j)}^*$, d.h. die Korrelation zwischen 'online'- und 'offline'-Signal in einer bestimmten Höhe ist möglich, wenn man die lineare Regression zwischen den Signalen eines Meßzeitraumes berechnet.

Das Ergebnis der Regressionsanalyse für die beiden Meßzeiträume, die jeweils 24 über 1000 Laserpulse gemittelte Aufzeichnungsabschnitte (Rekords) umfassen (≈ 30 min), ist für die Signale aus der Höhe 452m in Abb.3.6 bzw. Abb.3.7, S.55 dargestellt. Aufgrund des abnehmenden Hintergrundlichtes - Sonnenuntergang 15:48 UTC - ist die Signalvarianz im zweiten Meßzeitraum geringer, was zu einem entsprechend höheren Korrelationskoeffizienten führt.

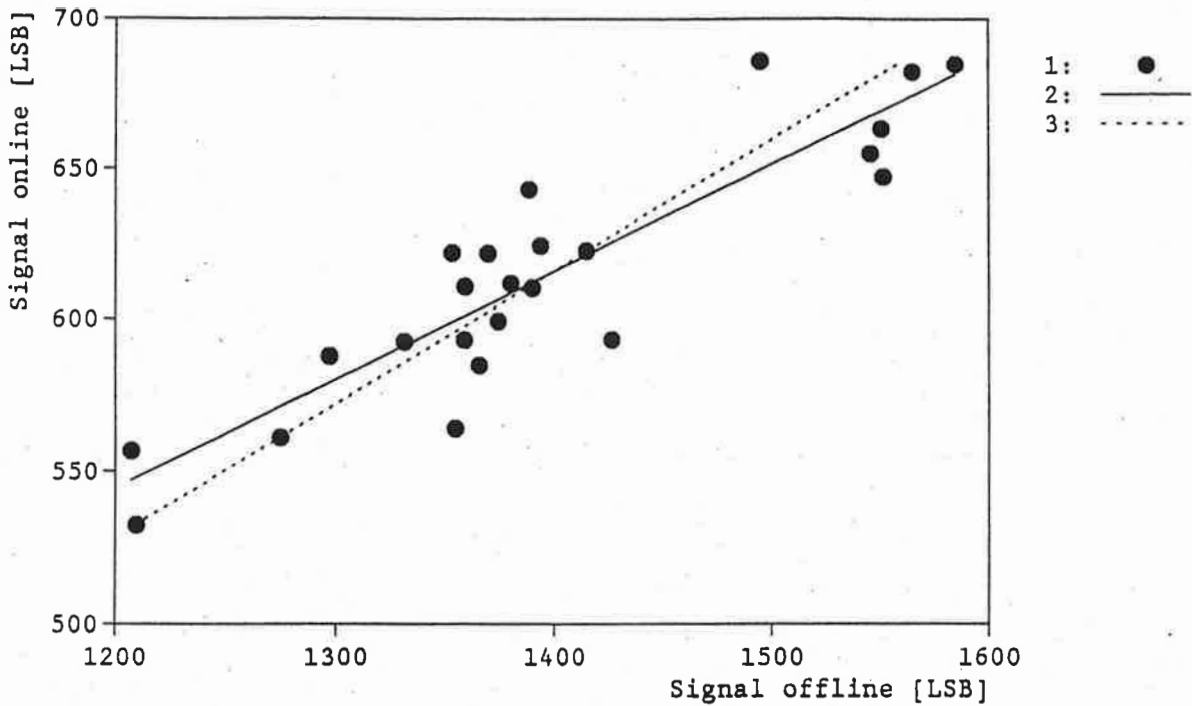


Abbildung 3.6: Korrelation der 'online'- und 'offline'-Signale in der Höhe 452m für den ersten Meßzeitraum (15:13 UTC - 15:45 UTC). 1: Signale in Digitalisierungsschritten LSB (least significant bit), 2: Regressionsgerade von 'online' bezüglich 'offline', 3: Regressionsgerade von 'offline' bezüglich 'online'. Korrelationskoeffizient $\rho^* = 0.9024$

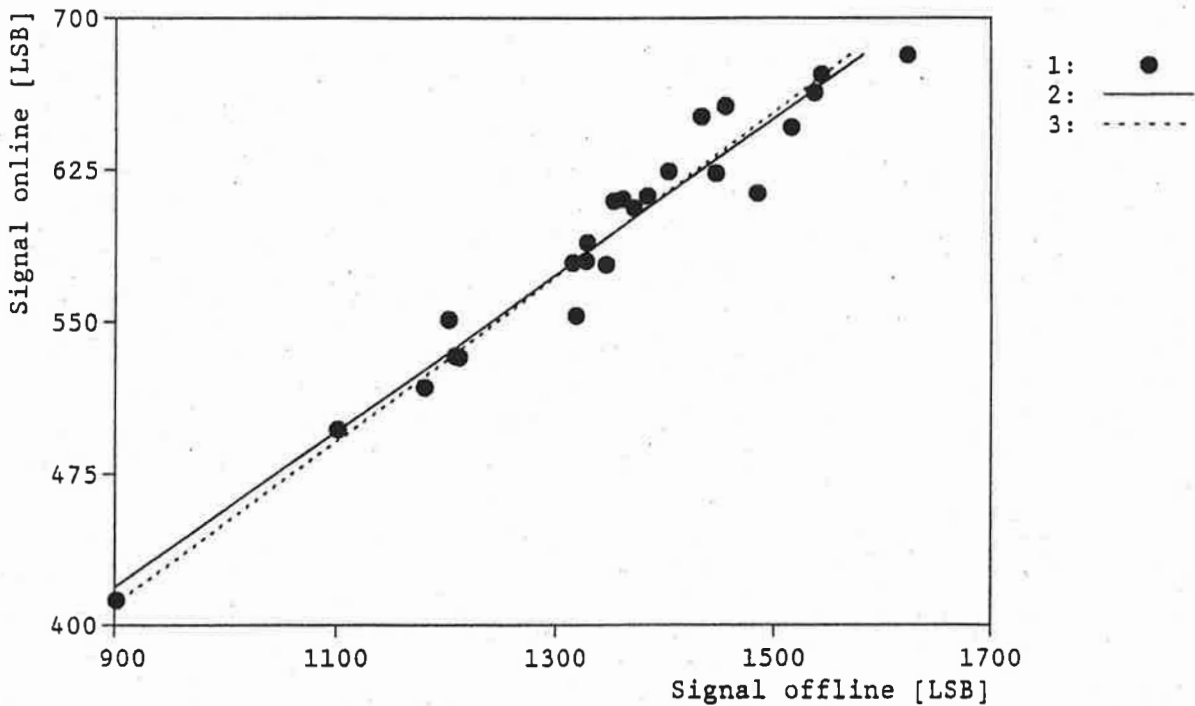


Abbildung 3.7: Korrelation der 'online'- und 'offline'-Signale in der Höhe 452m für den zweiten Meßzeitraum (15:45 UTC - 16:18 UTC). 1: Signale in Digitalisierungsschritten LSB 2: Regressionsgerade von 'online' bezüglich 'offline', 3: Regressionsgerade von 'offline' bezüglich 'online'. Korrelationskoeffizient $\rho^* = 0.9743$

Die Regressionsanalyse liefert die Varianz $(\epsilon_{i,j}^+)^2$, berechnet aus den quadratischen Abständen der Signale von der jeweiligen Regressionsgeraden. Aus der Definition des Korrelationskoeffizienten folgt:

$$(\epsilon_{i,j}^*)^2 - \epsilon_{1,j}^* \cdot \epsilon_{2,j}^* \cdot \rho_{(1,j),(2,j)}^* = (\epsilon_{i,j}^+)^2 \quad (3.2)$$

mit

$$(\epsilon_{i,j}^+)^2 = \left(\frac{\zeta_{i,j}^+}{P_{i,j}} \right)^2 \quad (3.3)$$

Damit ergibt sich für die Standardabweichung der Temperatur:

$$\sigma_T = \frac{1}{\gamma \cdot \bar{T}} \cdot \left(\frac{1}{\bar{m}} \sum_{i=on}^{off} \sum_{j=R_1}^{R_2} [(\epsilon_{i,j}^+)^2 - (\epsilon_{P_i}^*)^2] \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

3.2.2 Bestimmung des Temperaturfehlers aus der Signalstatistik

Aus der Wandlungszeit des Analog-Digital-Konverters der Empfangselektronik von 50ns ergibt sich eine maximale Höhenauflösung der DIAL-Messung von 7.5m, die im folgenden Höhenschritt genannt wird. Die oben beschriebene Varianzanalyse wurde entsprechend für alle 77 Höhenschritte ($\hat{=} 577,5m$) der in die Auswertung eingehenden Signale durchgeführt. Bei einer Höhenauflösung der Auswertung von 82,5m = 11 Höhenschritte ergeben sich somit sieben Raumzellen. Weil jeweils zwei Raumzellen für einen Temperaturwert nötig sind, erhält man schließlich sechs Meßpunkte, die jeweils der Grenze zwischen zwei Raumzellen zugeordnet werden. In Tab.3.2, S.56 ist das Ergebnis der Berechnungen zusammengefaßt.

Raumzelle	1	2	3	4	5	6	7
$\frac{1}{k} \sum_{k=1}^{11} \epsilon_{off,k}^+ [\%]$	3.47	3.82	4.01	4.26	4.81	5.08	7.05
$\frac{1}{k} \sum_{k=1}^{11} \epsilon_{on,k}^+ [\%]$	3.22	3.69	3.81	4.33	4.85	5.30	7.27
$\sigma_T [K]$		2.05	2.33	2.60	3.03	3.44	4.52
$\frac{1}{k} \sum_{k=1}^{11} \epsilon_{off,k}^+ [\%]$	2.55	2.43	2.94	3.52	5.11	8.91	11.4
$\frac{1}{k} \sum_{k=1}^{11} \epsilon_{on,k}^+ [\%]$	2.30	2.24	2.80	3.37	4.82	8.34	11.5
$\sigma_T [K]$		0.34	0.78	1.60	2.76	5.18	7.72
Höhe [m]		535	617	700	782	865	947

Tabelle 3.2: Die aus der Signalstatistik resultierende Standardabweichung der Temperatur. Die Berechnung erfolgte gemäß Gl.3.4, S.56. Für das Rausch-zu-Signal-Verhältnis der Ausgangsintensität wurde das Ergebnis der Intensitätsanalyse der Fizeauspektren (s.Abb.3.2, S.49) mit einem Wert von $\epsilon_{P_0}^* = 1.71\%$ benutzt. Die Anzahl der gemittelten Signale ergibt sich zu $264 = 11$ Höhenstufen \cdot 24 Rekords. Für die Temperatursensitivität der $^P P_{27,27}$ -Linie wurde ein mittlerer Wert von $\gamma = 1.39\%/K$ benutzt. Der obere Teil ist das Ergebnis der Analyse für den ersten Meßzeitraum, der untere entsprechend für den zweiten.

Unter Benutzung der in Tab.3.2, S.56 aufgelisteten Fehler in der Temperatur zeigen die Abb.3.8 und 3.9, S.57 die gemessenen Profile inklusive der Standardabweichung.

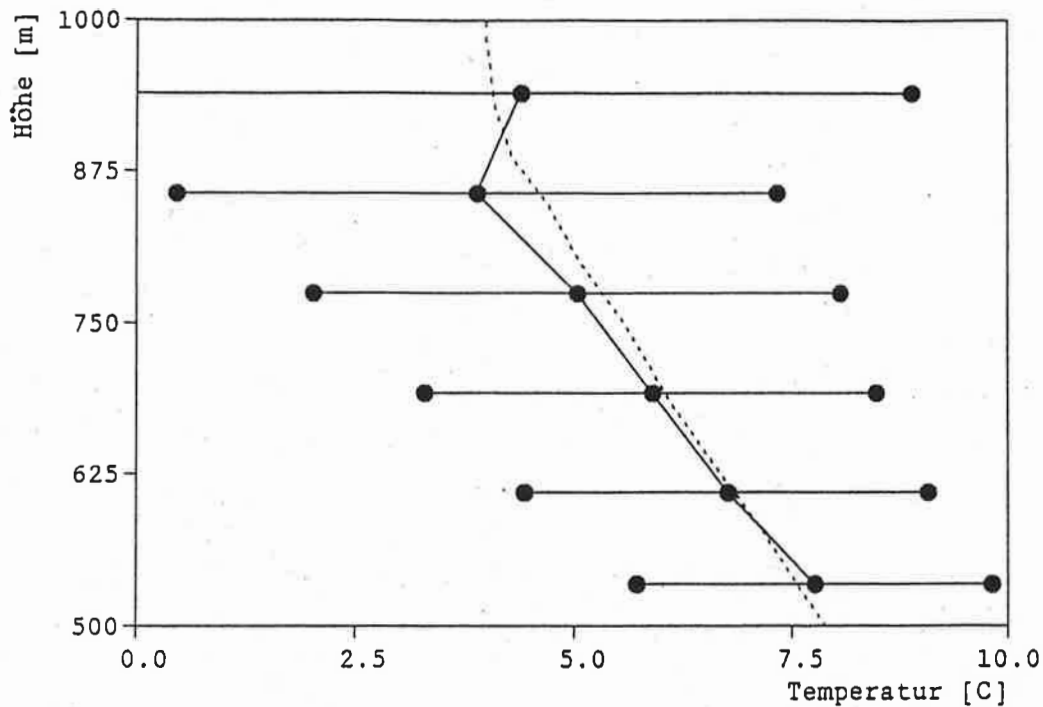


Abbildung 3.8: Temperaturprofil der DIAL-Messung vom 26.10.89, 15:13 bis 15:45UTC inklusive Fehler ($1 \cdot \sigma_T$) aus der Signalstatistik. Zum Vergleich ist das Profil des parallel durchgeführten Radiosondenaufstiegs von 15:36 UTC eingezeichnet (gestrichelte Linie).

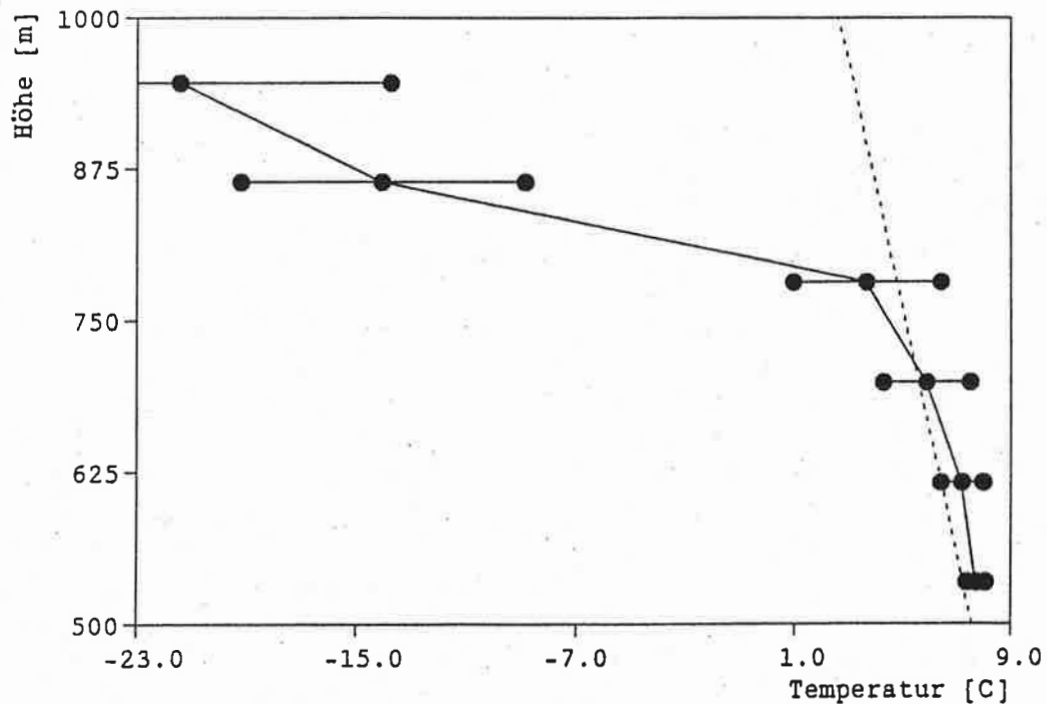


Abbildung 3.9: Temperaturprofil der DIAL-Messung vom 26.10.89, 15:45 bis 16:18UTC inklusive Fehler ($1 \cdot \sigma_T$) aus der Signalstatistik. Zum Vergleich ist das Profil des parallel durchgeführten Radiosondenaufstiegs von 16:23 UTC eingezeichnet (gestrichelte Linie).

Für diese Profile wurde die Linienstärke um 2.8% erhöht, um eine möglichst gute Übereinstimmung der mit dem DIAL-Verfahren bestimmten Temperatur in der untersten Auswertehöhe mit dem Wert der Radiosonde zu erreichen. Diese Änderung der Linienstärke liegt im Rahmen der von Ritter [RIT86] für seine Messungen angegebenen absoluten Genauigkeit.

Trotz der relativ großen Fehler streuen die mit dem DIAL-Verfahren bestimmten mittleren Temperaturprofile sehr wenig gegenüber den Radiosondenwerten. Dies gilt insbesondere für den gesamten ersten Meßzeitraum. Die Erklärung hierfür dürfte die zu pessimistische Abschätzung der Korrelationsterme in A.3.2, S.74 sein, denn nur unkorreliertes Rauschen in den 'online' bzw. 'offline'-Signalen beeinflusst die Meßgenauigkeit.

3.2.3 Die obere Grenze des Auswertebereiches

Die obere Grenze des Auswertebereiches wird durch die Signalstatistik gegeben. So ist die Verschlechterung des Rausch-zu-Signal-Verhältnisses einerseits mit einer größeren Standardabweichung der Temperatur verbunden - s. Tab.3.2, S.56 -, andererseits kommt es, wie Theopold et al.[THE88] zeigen, auch zu einer Verschiebung des Mittelwertes. Diese Verschiebung ist durch die Anwendung zweier nichtlinearer Operationen (Division, Logarithmusbildung) auf die Signale bedingt. Als kritischer Wert wird dort ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von zehn angegeben, um für den Absorptionskoeffizienten eine Meßgenauigkeit von 10% zu erreichen.

Damit erklärt dieser Effekt etwa die außerhalb der Signalstatistik liegenden Abweichungen der im zweiten Meßzeitraum für die beiden oberen Höhen berechneten Temperaturen.

Inwieweit dies auch auf die fehlerhafte Bestimmung des für die Korrektur des Rayleigh-Brillouin-Effektes notwendigen Rückstreuverhältnisses zurückzuführen sein kann, soll im folgenden gezeigt werden.

3.3 Der Einfluß der Rückstreuungseigenschaften der Atmosphäre

Wie schon theoretisch gezeigt, ist die Bestimmung des Temperaturprofils mit Hilfe der DIAL-Technik von den Rückstreuungseigenschaften der Atmosphäre abhängig. Das für die Korrektur des Rayleigh-Brillouin-Effektes notwendige Profil des Rückstreckoeffizienten der Partikelstreuung wird mit Hilfe des Fernald'schen Verfahrens [FER84] aus dem 'offline'-Signal berechnet.

Als freie Parameter stehen dabei zur Verfügung:

ΔR_c : Das Höhenintervall für den Startwert der Iteration (Kalibrierungsniveau)

S_p^* : Das LIDAR-Verhältnis der Partikelstreuung

β_p^c : Der Anteil der Partikelrückstreuung im Kalibrierungsniveau

3.3.1 Die Festlegung des Kalibrierungsniveaus

Wie schon in Abschnitt 1.2.5.5, S.29 erwähnt, ist das Kalibrierungsniveau in einen Bereich dominierender Rayleigh-Streuung zu legen. Die Festlegung dieses Höhenbereiches ist in Abb.3.10 dargelegt.

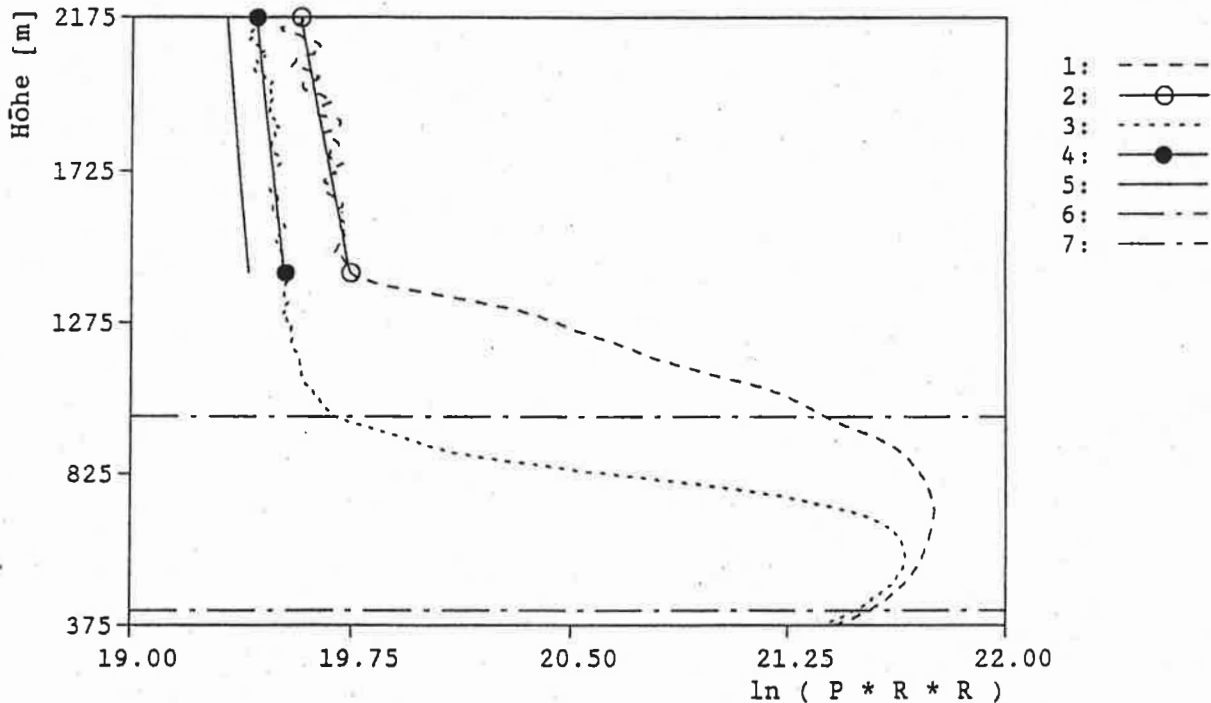


Abbildung 3.10: Logarithmus des raumwinkelkorrigierten Signales in Abhängigkeit von der Höhe. 1: Für den ersten Auswertzeitraum, 3: zweiter Auswertzeitraum. Deutlich ist der Übergang von einem durch Partikelstreuung bestimmten Bereich in einen anderen zu sehen. Wie man aus dem Vergleich der oberhalb dieser Grenze berechneten Steigung der Regressiongeraden (2,4) mit der für reine Rayleigh-Streuung (5) erkennt, ist auch in diesem Bereich Partikelstreuung vorhanden; der 20% Unterschied in der Steigung von 4 und 5 ist in dieser Auflösung leider nicht zu sehen. Der Bereich der für die Temperaturbestimmung benutzten Signale ist durch die Linien 6,7 markiert.

Um das iterativ von oben nach unten bestimmte Rückstreuprofil weitgehend von statistischen Schwankungen des Startwertes unabhängig zu machen, wird statt des Signales einer einzelnen

Höhe ein gemitteltes Signal über ein bestimmtes Höhenintervall benutzt, welches dann der Höhe des Rückstreuungspunktes zugeordnet wird. In diesem Fall wurde für beide Meßzeiträume der Bereich von 1425m bis 2175m gewählt, für den auch die in Abb.3.10, S.59 dargestellten Regressionsgeraden berechnet wurden.

3.3.2 Die Festlegung des LIDAR-Verhältnisses

Am 26.10.89 kam der Wind aus westlicher Richtung, daher dürfte der Hauptanteil der Partikelstreuung durch maritimes Aerosol verursacht worden sein. Deepak et al.[DEE83] geben hierfür ein LIDAR-Verhältnis von 23 an. Dieser Wert wurde in der Auswertung für S_p^* benutzt.

3.3.3 Der Anteil der Partikelstreuung im Kalibrierungsniveau

Der Vergleich der Steigung der Regressionsgeraden mit der Steigung der Rayleigh-Streuung in Abb.3.10, S.59 erlaubt nur die Aussage, daß im Kalibrierungsniveau keine reine Rayleigh-Streuung vorliegt.

Quantitative Aussagen, z.B. aus dem Unterschied der Steigungen auf einen bestimmten Anteil der Partikelstreuung zu schließen, sind nicht möglich, da, wie schon in Abschnitt 1.2.5.5, S.29 gezeigt, die Bestimmung des Rückstreukoeffizienten nicht eindeutig ist.

Jedoch sind folgende qualitative Aussagen möglich:

1. Aufgrund der vergleichbaren Steigungen kann man annehmen, daß der Anteil der Partikelstreuung im Kalibrierungsniveau von der gleichen Größenordnung ist wie der der Rayleigh-Streuung.
2. Aufgrund der noch geringeren Abweichung von der Steigung für die Rayleighstreuung während des zweiten Meßzeitraumes nimmt in diesem auch der Anteil der Partikelstreuung ab.

Welchen Einfluß unterschiedliche Startwerte des Rückstreukoeffizienten im Kalibrierungsniveau (β_p^c) auf das für die Korrektur des Rayleigh-Brillouin-Effektes entscheidende Rückstreuverhältnis $x = \beta_r/\beta$ haben, ist in Abb.3.11 und 3.12, S.61 für beide Meßzeiträume gezeigt.

Wie diese Abbildungen zeigen, ist insbesondere während des ersten Meßzeitraumes der gesamte Auswertebereich durch eine relativ homogene dominierende Partikelrückstreuung bestimmt. Wie der Abb.1.13, S.28 zu entnehmen ist, ergeben sich daraus Differenzen zwischen den für verschiedene Startwerte der Partikelstreuung berechneten Temperaturprofilen von etwa 0.2K.

Wie in 1.2.5.5, S.29 ebenfalls gezeigt, ist jedoch nicht nur der absolute Wert des Rückstreuverhältnisses entscheidend, sondern auch mit welcher Genauigkeit der Gradient des Rückstreuverhältnisses bestimmt werden kann. Abb.3.13 und 3.14, S.62 zeigen diese Gradienten, die aus den Profilen des Rückstreuverhältnisses berechnet wurden.

Diese Abbildungen zeigen, daß insbesondere im oberen Bereich der Grenzschicht der Gradient des Rückstreuverhältnisses nur mit einer erheblichen Unsicherheit bestimmt werden kann, wobei die Gradienten im zweiten Meßzeitraum um etwa eine Größenordnung höher sind als im ersten. Da a priori keine Information zur Verfügung steht, welcher Startwert für die Partikelrückstreuung korrekt ist, muß von einer entsprechenden Unsicherheit in der Temperaturbestimmung ausgegangen werden. Eine Abschätzung dafür erhält man aus der Differenz der für die Startwerte $\beta_p^c = 0.5\beta_r^c$ und $\beta_p^c = 3 \cdot \beta_r^c$ berechneten Gradienten des Rückstreuverhältnisses.

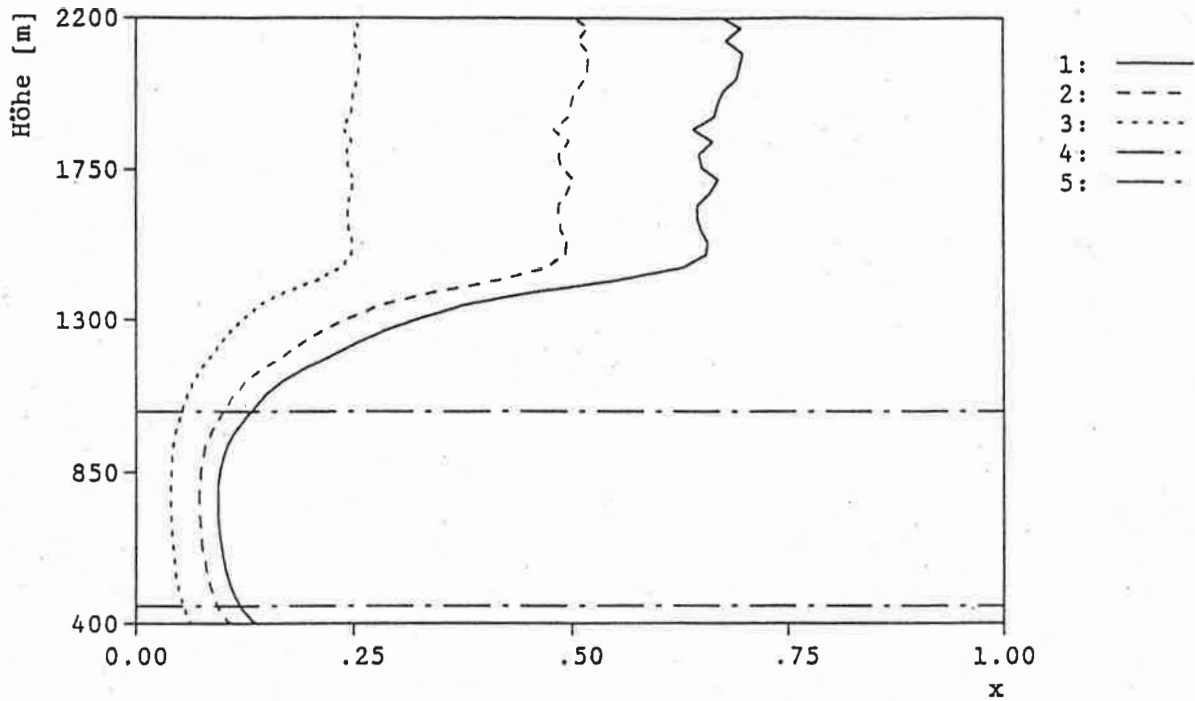


Abbildung 3.11: Rückstreuverhältnis für verschiedene Annahmen des Anteils der Partikelstreuung im Kalibrierungsniveau β_p^c für den ersten Meßzeitraum. 1: $\beta_p^c = 0.5 \cdot \beta_r^c$, 2: $\beta_p^c = 1.0 \cdot \beta_r^c$, 3: $\beta_p^c = 3.0 \cdot \beta_r^c$. β_r^c ist der bekannte Rückstreukoeffizient der Rayleigh-Streuung im Kalibrierungsniveau. Diese Profile wurden aus dem zeitlich und mit 75m räumlich gleitend gemittelten 'offline'-Signal berechnet. Durch die waagerechten Linien (4,5) ist der Bereich der Temperatureauswertung gekennzeichnet.

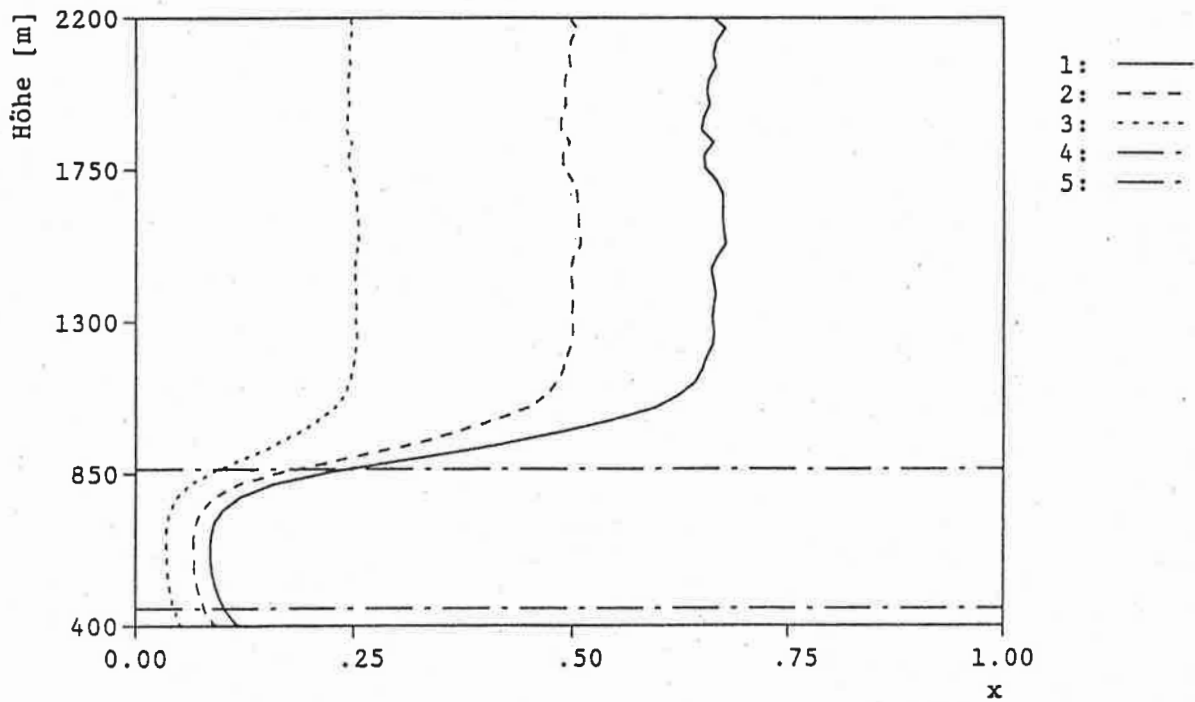


Abbildung 3.12: Rückstreuverhältnis für verschiedene Annahmen des Anteils der Partikelstreuung im Kalibrierungsniveau β_p^c für den zweiten Meßzeitraum, sonst wie in Abb.3.11.

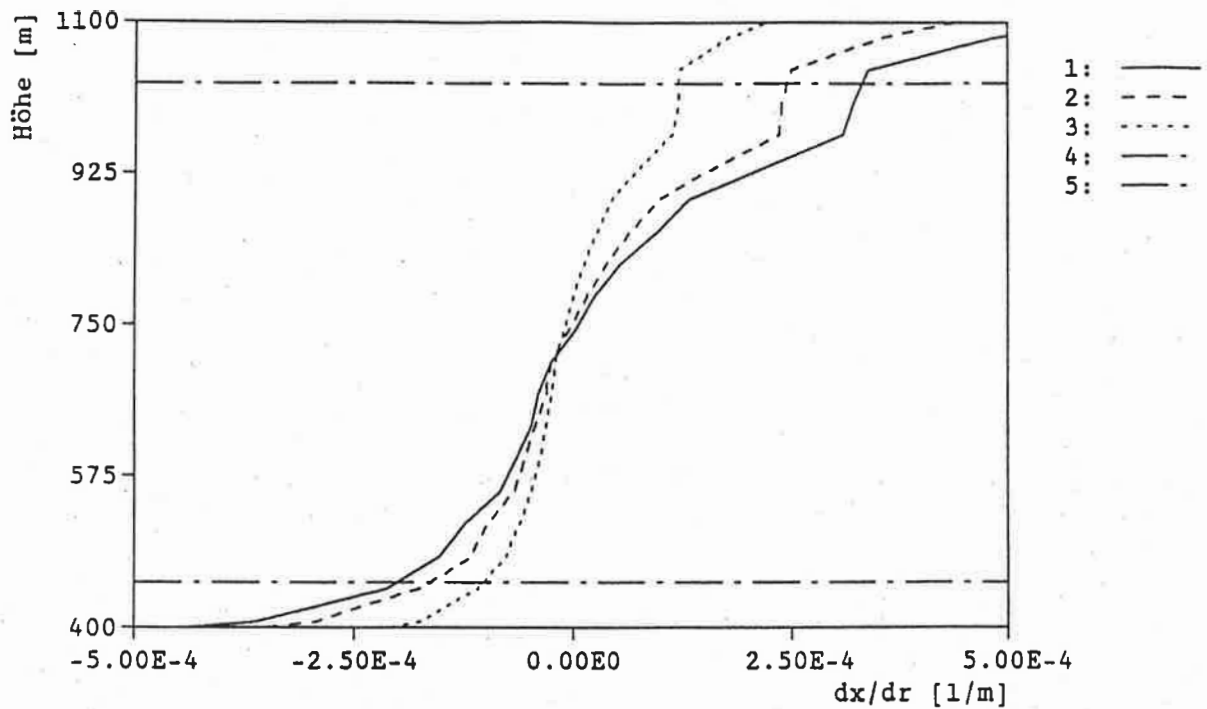


Abbildung 3.13: Gradient des Rückstreuverhältnisses für verschiedene Annahmen des Anteils der Partikelstreuung im Kalibrierungsniveau β_p^c für den ersten Meßzeitraum. 1: $\beta_p^c = 0.5 \cdot \beta_r^c$, 2: $\beta_p^c = 1.0 \cdot \beta_r^c$, 3: $\beta_p^c = 3.0 \cdot \beta_r^c$. Durch die waagerechten Linien (4,5) ist der Bereich der Temperaturauswertung gekennzeichnet.

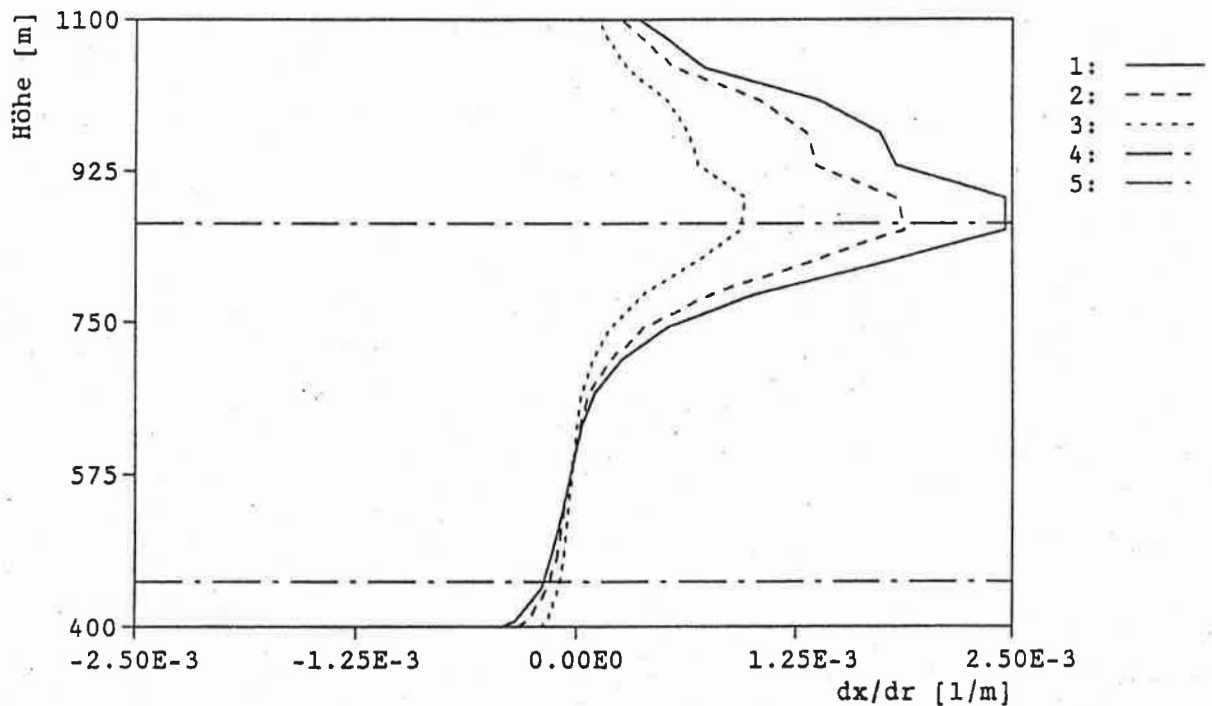


Abbildung 3.14: Gradient des Rückstreuverhältnisses für verschiedene Annahmen des Anteils der Partikelstreuung im Kalibrierungsniveau β_p^c für den zweiten Meßzeitraum, sonst wie in Abb.3.13.

Im oberen Auswertebereich des ersten Meßzeitraumes ergibt sich eine Differenz von $2 \cdot 10^{-4} m^{-1}$, multipliziert mit der Raumzellengröße von 82.5m folgt eine absolute Unsicherheit für dx von 0.016. Daraus ergibt sich ein Temperaturfehler gemäß Abb.1.14, S.29 von etwa 2K. Entsprechend folgt für den zweiten Meßzeitraum mit einer Differenz von $9 \cdot 10^{-4} m^{-1}$ ($\hat{=} dx = 0.076$) ein Temperaturfehler von etwa 6K.

Diese theoretisch berechneten Unterschiede sind in guter Übereinstimmung mit den für verschiedene Startwerte berechneten Temperaturprofilen, wie sie in Abb.3.15 und 3.16, S.64 zu sehen sind. Da auch für die verschiedenen Startwerte von β_p^c die Temperaturen für die oberen beiden Meßpunkte des zweiten Meßzeitraumes weiterhin außerhalb der Standardabweichung von dem Radiosondenprofil abweichen, kann die fehlerhafte Bestimmung des Rückstreuverhältniss für diesen Effekt ausgeschlossen werden. Vielmehr ist dafür die schon in Abschnitt 3.2.3, S.58 angesprochene Anwendung nichtlinearer Operationen auf verrauschte Signale verantwortlich.

Daß die hier gemachten Annahmen für β_p^c realistisch sind, sei durch folgende Überlegung begründet.

Nach der empirischen Formel von Kruse et al.[KRU63] läßt sich die Sichtweite (V) wie folgt berechnen:

$$V[km] \approx \frac{3.91}{S_p^* \cdot \beta} \cdot \left(\frac{0.55}{\lambda[\mu m]} \right)^q \quad \begin{array}{l} q = 0.585 \sqrt[3]{V[km]} \quad V \leq 6km \\ q = 1.3 \quad \text{mittlere Sicht} \\ q = 1.6 \quad \text{sehr gute Sicht} \end{array} \quad (3.5)$$

Wobei die Angaben für den aus verschiedenen Quellen stammenden Exponent q offensichtlich nicht konsistent sind. Daraus ergeben sich die in Tab.3.3 aufgelisteten Sichtweiten für die verschiedenen Annahmen des Startwertes der Partikelrückstreuung.

	Sichtweite [km] 1.Meßzeitraum 15:13 bis 15:45 UTC	Sichtweite[km] 2.Meßzeitraum 15:45 bis 16:20 UTC
$\beta_p^c = 0.5 \cdot \beta_r^c$	43.2	36.1
$\beta_p^c = 1.0 \cdot \beta_r^c$	32.7	27.2
$\beta_p^c = 3.0 \cdot \beta_r^c$	18.0	14.5
Sylt	25 15:00 UTC	30 18:00 UTC

Tabelle 3.3: Vergleich der Sichtweiten berechnet nach Gl.3.5, S.63 ($q = 1.3$) für die unterschiedlichen Rückstreukoeffizienten in 450m Höhe und der Meldung der Wetterstation Sylt für die Bodensichtweite

Der Vergleich dieser Werte zeigt, daß im zweiten Meßzeitraum von einem geringeren Anteil der Partikelstreuung im Kalibrierungsniveau ausgegangen werden kann. Welcher Wert für β_p^c jedoch der Wahrheit entspricht, kann aus diesem Vergleich nicht geschlossen werden, da die LIDAR-Daten keinen Bodenwert der Sichtweite liefern, abgesehen von den bekannten Unsicherheiten, mit denen die Parameter dieser empirischen Formel behaftet sind.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß sämtliche in den ersten beiden Abschnitten dieses Kapitels dargestellten Temperaturprofile mit einem Startwert von $1 \cdot \beta_r^c$ für die Partikelstreuung gerechnet wurden und mit dem in Anhang A.4, S.76 beschriebenen Programm.

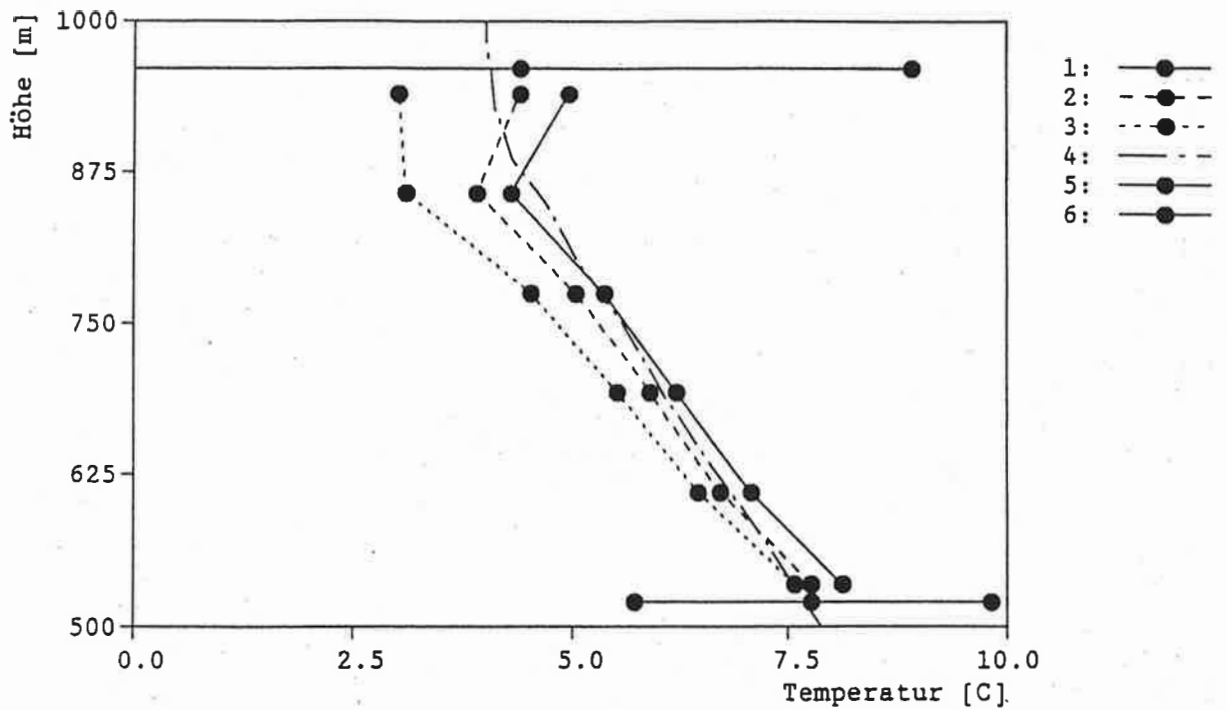


Abbildung 3.15: Abhängigkeit der Temperaturprofile vom Anteil der Partikelstreuung im Kalibrierungsniveau β_p^c . 1: $\beta_p^c = 0.5 \cdot \beta_r^c$, 2: $\beta_p^c = 1.0 \cdot \beta_r^c$, 3: $\beta_p^c = 3.0 \cdot \beta_r^c$. Zum Vergleich der Radiosondenaufstieg (4) und die Standardabweichungen aus der Signalstatistik (5,6).

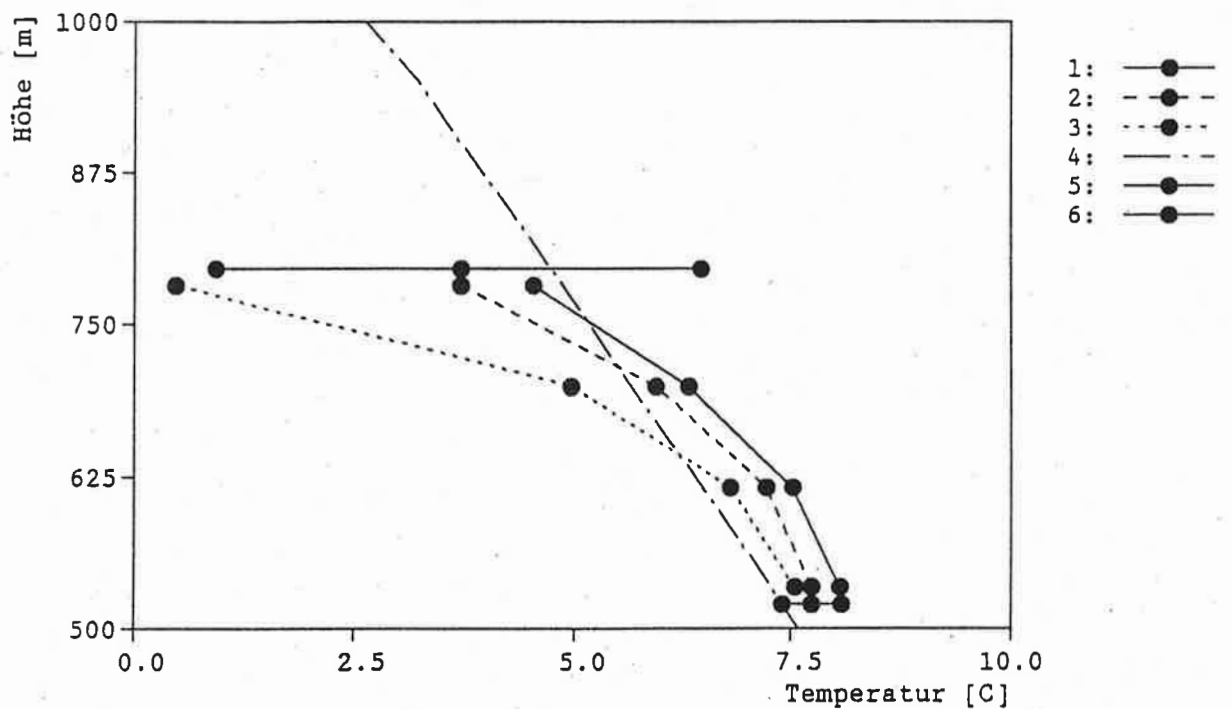


Abbildung 3.16: Abhängigkeit der Temperaturprofile vom Anteil der Partikelstreuung im Kalibrierungsniveau β_p^c für den zweiten Messzeitraum, sonst wie in Abb.3.15. Da die beiden oberen Meßpunkte für alle Werte von β_p^c unter $-10\text{ }^\circ\text{C}$ liegen, wurde hier auf eine Darstellung verzichtet.

3.4 Zusammenfassung der Auswertung

Die gute Übereinstimmung der mit der DIAL-Technik bestimmten Temperaturprofile mit den Radiosondenwerten ist darauf zurückzuführen, daß es sich einerseits um eine Messung in der planetarischen Grenzschicht mit dominierender relativ homogener Partikelstreuung handelt. In dieser Situation ist der Einfluß der Rayleigh-Brillouin-Streuung entsprechend gering. Andererseits konnte ein sehr geringer Anteil der verstärkten Spontanemission des Lasers erreicht werden.

Trotz dieser günstigen Umstände verbleibt allein aus der Unsicherheit der Bestimmung des Laseremissionsspektrums ein Fehler der absoluten Temperatur von ca. $1K$, bei einem Fehler des Temperaturgradienten von $0.1K/100m$ bedingt durch ASE. Nimmt man noch die Signalstatistik hinzu, so ergeben sich am Tage ein minimaler Gesamtfehler von $4 K$, bzw. in der Nacht von $2.3 K$ bei einer zeitlichen Auflösung von einer halben Stunde.

Selbst wenn diese technischen Probleme von einem zukünftigen Lasersystem (realistische Annahmen: Einmodenlaser, Halbwertsbreite $0.002cm^{-1}$, $ASE \leq 0.5\%$, Ausgangsenergie $100mJ$) gelöst bzw. verbessert werden - die Steigerung der Ausgangsenergie von $1mJ$ auf $100mJ$ erlaubt eine Erhöhung der zeitlichen Auflösung um einen Faktor 10 auf drei Minuten - so ist es die Atmosphäre selbst, die durch ihre Rückstreuungseigenschaften die Bestimmung der Temperatur im erheblichen Maße beeinflusst.

Bedingt durch die relativ homogene dominierende Partikelstreuung im unteren Bereich der Grenzschicht (bis $\approx 700m$) war hier sowohl der absolute Temperaturfehler als auch der Fehler des Temperaturgradienten relativ gering. Jedoch im oberen Bereich der Grenzschicht, führen die starken Gradienten der Rückstreuung zu Fehlern in der absoluten Temperatur bis zu $2.5K$, was mit einem Fehler des Temperaturgradienten bis zu $0.5K/100m$ verbunden ist.

Da dieser Fehler durch die Variabilität der Atmosphäre bedingt ist, resultiert hieraus eine prinzipielle Einschränkung in der mit dem DIAL-Verfahrens erreichbaren Genauigkeit in der Temperaturbestimmung. Selbst bei Verbesserung der Lasertechnik muß daher von einer Anwendung des hier diskutierten DIAL-Verfahrens zur Bestimmung der Temperatur in der planetarischen Grenzschicht, geschweige denn in der gesamten Troposphäre, abgeraten werden.

Kapitel 4

Ausblick

Die Ableitung eines Temperaturprofils der Troposphäre aus der Messung des temperaturabhängigen Absorptionsquerschnittes mit Hilfe der DIAL-Technik ist gegenwärtig mit ausreichender Genauigkeit nicht möglich.

Zwar kann das, z.B. von Sasano et al. [SAS89] benutzte, Drei-Frequenz-LIDAR (300, 600, 1064nm) die Bestimmung des Rückstreukoeffizienten verbessern, ob damit jedoch die erforderliche Genauigkeit, insbesondere in der freien Troposphäre erreicht werden kann, bleibt fraglich. Auch würde ein solches aus Temperatur-DIAL und Drei-Frequenz-LIDAR kombiniertes System so kompliziert werden, daß eine ständige Einsatzbereitschaft nicht wahrscheinlich ist.

Daher sollte geprüft werden, ob nicht andere Verfahren eher geeignet sind die gewünschte Genauigkeit erreichen.

Die von Mason [MAS75] vorgeschlagene Variante des DIAL-Verfahrens, nämlich mit drei Wellenlängen (zwei 'online', eine 'offline'), erlaubt zwar die direkte Ableitung der Temperatur aus den gemessenen Signalen. Jedoch sind die experimentellen Anforderungen sehr hoch, da drei schmalbandige, durchstimmbare gepulste Lasersysteme benötigt werden. Wie Schwemmer et al. [SCH79] zeigen, ist die Genauigkeit dieses Verfahrens, unter realistischen Annahmen für die Systemparameter, ebenfalls nicht ausreichend.

Von den in der Einleitung erwähnten Verfahren zur Bestimmung eines Temperaturprofils liegen von dem Rayleigh-LIDAR, so weit bekannt, nur theoretische Studien vor [SCH88]. Für das RASS-System berichtet Peters [PET90] von einer zehnminütigen Messung bis 600m Höhe, bei einer Auflösung der Höhe von etwa 40m und der Temperatur von 0.2K. Für das Raman-LIDAR zeigen Arshinov et al. [ARS83] über 20 Minuten gemittelte, nächtliche Temperaturprofile mit einer Auflösung von 30m bis ca. 1km Höhe. Der ausschließlich die Signalstatistik berücksichtigende Fehler wird dabei mit 1.5K angegeben. In welchem Maße diese Verfahren ausbaufähig sind und dann den hohen Anforderungen der Meteorologie genügen, muß die Zukunft zeigen.

Eine weitere Möglichkeit ist die Ableitung des Temperaturprofils aus dem Druckprofil mit Hilfe des idealen Gas-Gesetzes und der barometrischen Höhenformel. Schwemmer et al. [SCH87] berichten von einer relativen Genauigkeit von 0.3% für den Druck, bei Verwendung des, auf der Druckabhängigkeit der Absorptionsquerschnittes von Sauerstoff beruhenden, räumlich integralen DIAL-Verfahrens. Bei der Analyse dieses Weges ist wiederum die Abhängigkeit von den Linienparametern und den Rückstreueigenschaften der Atmosphäre zu beachten.

Anhang

A.1 Die partiellen Ableitungen des Absorptionskoeffizienten

Die Abhängigkeiten des Absorptionskoeffizienten von den Parametern wird durch folgende Formel gegeben (s. Gln 1.3 bis 1.12 S.6).

$$k = q(q_0, q^*) \cdot n(T, p) \cdot S(T, \epsilon, S_0) \cdot \Lambda(T, b_c^0, m, \bar{\nu}_{on}, \bar{\nu}, p) \quad (\text{A.1})$$

Für die benutzten Abkürzungen siehe Symboltabelle S.84. Da im folgenden häufiger die partiellen Ableitungen der Voigtabsorptionslinienfunktion Λ_V nach dem jeweiligen Parameter berechnet werden müssen, soll an dieser Stelle eine allgemeine Ableitung erfolgen. Dabei steht Φ für einen beliebigen Parameter.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \Lambda_V}{\partial \Phi} \right) &= \frac{\partial}{\partial \Phi} (f' \cdot \Re w(\xi + i \cdot a)) \\ &= \frac{\partial f'}{\partial \Phi} \cdot \Re w(z) + f' \cdot \Re \left(\frac{\partial w(z)}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \Phi} \right) \quad \text{mit } z = \xi + i \cdot a \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

nach [ABR72] GL.7.1.20 gilt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial w(z)}{\partial z} &= -2 \cdot z \cdot w(z) + \frac{2 \cdot i}{\sqrt{\pi}} \\ &= -2 \cdot (\xi + i \cdot a) \cdot [\Re w(z) + i \cdot \Im w(z)] + \frac{2 \cdot i}{\sqrt{\pi}} \\ &= 2 \cdot \left\{ a \cdot \Im w(z) - \xi \Re w(z) + i \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{\pi}} - a \cdot \Re w(z) - \xi \cdot \Im w(z) \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

außerdem ist

$$\frac{\partial z}{\partial \Phi} = \frac{\partial \xi}{\partial \Phi} + i \cdot \frac{\partial a}{\partial \Phi} \quad (\text{A.4})$$

und damit ergibt sich nach einigen Umformungen und Realteilbildung:

$$\Re \left(\frac{\partial w}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial \Phi} \right) = \Re w(z) \cdot 2 \cdot \left\{ \frac{\partial \xi}{\partial \Phi} \cdot \left(a \cdot \frac{\Im w(z)}{\Re w(z)} - \xi \right) + \frac{\partial a}{\partial \Phi} \cdot \left[a + \frac{1}{\Re w(z)} \cdot \left(\xi \cdot \Im w(z) - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \right) \right] \right\} \quad (\text{A.5})$$

Daraus folgt:

$$\frac{\partial \Lambda_V}{\partial \Phi} = \Lambda_V \cdot \left[\frac{1}{f'} \frac{\partial f'}{\partial \Phi} + 2 \cdot \frac{\partial \xi}{\partial \Phi} \cdot \left(a \cdot \frac{\Im w(z)}{\Re w(z)} - \xi \right) + \frac{\partial a}{\partial \Phi} \cdot \frac{\chi}{a} \right] \quad (\text{A.6})$$

mit

$$\chi = 2 \cdot a \cdot \left[a + \frac{1}{\Re w(z)} \cdot \left(\xi \cdot \Im w(z) - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \right) \right] \quad (\text{A.7})$$

A.1.1 Die partiellen Ableitungen von $k(T)$

Ausgehend von Gl.1.20 S.9 müssen für die totale Ableitung von k nach T folgende Ausdrücke berechnet werden.

$$\left(\frac{\partial q}{\partial T} \right), \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right), \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right), \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \quad (\text{A.8})$$

Explizit:

$$\left(\frac{\partial q}{\partial T} \right) \equiv 0 \quad (\text{A.9})$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) &= \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{p}{k_B \cdot T} \right) \\ &= -\frac{p}{k_B \cdot T^2} \\ &= -n \cdot \frac{1}{T} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right) &= \frac{\partial}{\partial T} \left\{ S_0 \cdot \frac{T_0}{T} \cdot \exp \left[-\frac{\epsilon}{k_B} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \right\} \\ &= S_0 \cdot T_0 \cdot \left[-\frac{1}{T^2} + \frac{\epsilon}{k_B \cdot T^3} \right] \cdot \exp \left[-\frac{\epsilon}{k_B} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \\ &= S \cdot \left(-\frac{1}{T} + \frac{\epsilon}{k_B \cdot T^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Für die Voigtabsorptionslinienfunktion Λ_V müssen berechnet werden (s. Gl.A.6):

$$\left(\frac{\partial f'}{\partial T} \right), \left(\frac{\partial \xi}{\partial T} \right), \left(\frac{\partial a}{\partial T} \right) \quad (\text{A.12})$$

Explizit ergibt sich aus den Gln.1.9 bis 1.12 S.7:

$$\frac{\partial f'}{\partial T} = -\frac{1}{2 \cdot T} \cdot f' \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial T} = -\frac{1}{2 \cdot T} \cdot \xi \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{\partial a}{\partial T} = -\frac{2 \cdot m + 1}{2 \cdot T} \cdot a \quad (\text{A.15})$$

Daraus folgt:

$$\left(\frac{\partial \Lambda_V}{\partial T} \right) = \frac{\Lambda_V}{T} \cdot \left[\frac{1}{2} + \xi \cdot \left(a \cdot \frac{\Im w(z)}{\Re w(z)} - \xi \right) + (2 \cdot m + 1) \cdot \frac{\chi}{2} \right] \quad (\text{A.16})$$

Einsetzen der Gln.A.9 bis A.16 in Gl. 1.20 S.9 ergibt:

$$\frac{dk}{k} = \frac{dT}{T} \cdot \left(\frac{\epsilon}{k_B \cdot T} - \frac{5}{2} + \Xi + \xi^2 \right) \quad (\text{A.17})$$

mit

$$\Xi = -(2 \cdot m + 1) \cdot a^2 + \frac{a}{\Re w(z)} \cdot \left[\frac{(2 \cdot m + 1)}{\sqrt{\pi}} - \xi \cdot (m + 1) \cdot \Im w(z) \right] \quad (\text{A.18})$$

A.1.2 Die partiellen Ableitungen von $k(\epsilon)$

Aus Gl.A.1 S.67 ergibt sich für die totale Ableitung von k nach ϵ .

$$\left(\frac{\partial q}{\partial \epsilon} \right) \equiv \left(\frac{\partial n}{\partial \epsilon} \right) \equiv \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \epsilon} \right) \equiv 0 \quad (\text{A.19})$$

und

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial S}{\partial \epsilon} \right) &= \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left\{ S_0 \cdot \frac{T_0}{T} \cdot \exp \left[-\frac{\epsilon}{k_B} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \right\} \\ &= -S \cdot \left[\frac{1}{k_B} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

Daraus ergibt sich:

$$\frac{dk}{k} = -d\epsilon \cdot \frac{1}{k_B} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \quad (\text{A.21})$$

A.1.3 Die partiellen Ableitungen von $k(b_c^0)$

Aus Gl.A.1 S.67 ergibt sich für die totale Ableitung von k nach b_c^0 .

$$\left(\frac{\partial q}{\partial b_c^0} \right) \equiv \left(\frac{\partial n}{\partial b_c^0} \right) \equiv \left(\frac{\partial S}{\partial b_c^0} \right) \equiv 0 \quad (\text{A.22})$$

außerdem ist:

$$\frac{\partial f'}{\partial b_c^0} \equiv \frac{\partial \xi}{\partial b_c^0} \equiv 0 \quad (\text{A.23})$$

$$\frac{\partial a}{\partial b_c^0} = \frac{a}{b_c^0} \quad (\text{A.24})$$

Damit folgt

$$\left(\frac{\partial \Lambda_V}{\partial b_c^0} \right) = \Lambda_V \cdot \frac{\chi}{b_c^0} \quad (\text{A.25})$$

Somit ist:

$$\frac{dk}{k} = \frac{db_c^0}{b_c^0} \cdot \chi \quad (\text{A.26})$$

A.1.4 Die partiellen Ableitungen von $k(m)$

Auch in diesem Fall gelten entsprechend die Gln. A.22 und A.23 und mit

$$\frac{\partial a}{\partial m} = a \quad (\text{A.27})$$

folgt für den Absorptionskoeffizienten :

$$\frac{dk}{k} = dm \cdot \chi \quad (\text{A.28})$$

A.1.5 Die partiellen Ableitungen von $k(\bar{\nu})$

Auch in diesem Fall gilt entsprechend die Gl. A.22 und mit

$$\frac{\partial f'}{\partial \bar{\nu}} \equiv \frac{\partial a}{\partial \bar{\nu}} \equiv 0 \quad (\text{A.29})$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial \bar{\nu}} = \frac{\sqrt{\ln 2}}{b_d} \quad (\text{A.30})$$

folgt für den Absorptionskoeffizienten :

$$\begin{aligned} \frac{dk}{k} &= \frac{\sqrt{\ln 2}}{b_d} \cdot d\bar{\nu} \cdot 2 \cdot \left(a \cdot \frac{\Im w(z)}{\Re w(z)} - \xi \right) \\ &= \xi \cdot 2 \cdot \left(a \cdot \frac{\Im w(z)}{\Re w(z)} - \xi \right) \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

A.1.6 Die partiellen Ableitungen von $k(p)$

Da der Druck wie b_c^0 linear in die Halbwertsbreite eingeht, ergeben sich die gleichen Ausdrücke wie in A.1.3. Jedoch ist:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial n}{\partial p} \right) &= \frac{1}{k_B \cdot T} \\ &= \frac{1}{p} \cdot n \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

Daraus folgt für den Absorptionskoeffizienten :

$$\frac{dk}{k} = \frac{dp}{p} \cdot (1 + \chi) \quad (\text{A.33})$$

A.2 Behandlung der Rayleigh-Brillouin-Streuung

A.2.1 Abhängigkeit vom Rückstreuverhältnis

Der differentielle Absorptionsquerschnitt war gegeben durch:

$$\bar{k}(x) = \frac{1}{2 \cdot \Delta R} \cdot \left[\ln \frac{P_{on}(x(R_1))}{P_{off}(R_1)} - \ln \frac{P_{on}(x(R_2))}{P_{off}(R_2)} \right] \quad (\text{A.34})$$

Mit der Gl.1.41 S.25 ergibt sich:

$$\ln P(x(R_i)) = \ln C + \ln A(R_i) + \ln B(x(R_i)) \quad (\text{A.35})$$

Da $B(x = 0(R_i)) \equiv A(R_i)$ und mit $h(\bar{\nu}) = \delta(\bar{\nu})$ gilt: $\ln A(R_i) = -\int_0^{R_i} k(r)dr$, folgt nach einigen Umformungen für:

$$dk = \bar{k}(x) - \bar{k}(0) \quad (\text{A.36})$$

$$= \frac{1}{2 \cdot \Delta R} \cdot [\ln P(x(R_1)) - \ln P(x(R_2)) - \ln P(x = 0(R_1)) + \ln P(x = 0(R_2))] \quad (\text{A.37})$$

$$= \frac{1}{2 \cdot \Delta R} \cdot [-\int_{R_1}^{R_2} k(r)dr + \ln B(x(R_1)) - \ln B(x(R_2))] \quad (\text{A.38})$$

Mit der Ersetzung gemäß Gl. 1.30 S.17 folgt für die relative Genauigkeit im Absorptionskoeffizienten:

$$\frac{dk}{k} = \frac{-k' \Delta R + \ln B(x(R_1)) - \ln B(x(R_2))}{2 \cdot k' \cdot \Delta R} \quad (\text{A.39})$$

A.2.2 Abhängigkeit vom Fehler im Rückstreuverhältnis

Mit den Gln. A.34,A.35 folgt für:

$$dk = \bar{k}(x + dx) - \bar{k}(x) \quad (\text{A.40})$$

$$= \frac{1}{2 \cdot \Delta R} \cdot [\ln A(R_1) - \ln A(R_2) + \ln B(x(R_1) + dx(R_1)) - \ln B(x(R_2) + dx(R_2)) - \ln A(R_1) + \ln A(R_2) - \ln B(x(R_1)) + \ln B(x(R_2))] \quad (\text{A.41})$$

Zur Vereinfachung sei $dx(R_1) \equiv 0$, dann folgt für die relative Genauigkeit im Absorptionskoeffizienten:

$$\frac{dk}{k} = \frac{\ln B(x(R_2)) - \ln B(x(R_2) + dx(R_2))}{2 \cdot k' \cdot \Delta R} \quad (\text{A.42})$$

A.2.3 Fehler im Partikel-Streukoeffizienten

Das Rückstreuverhältnis x war definiert:

$$x = \frac{\beta_r}{\beta_r + \beta_p} \quad (\text{A.43})$$

Differentiation nach β_p ergibt:

$$d\beta_p = -dx \frac{\beta}{x} \quad (\text{A.44})$$

Auflösung der Gl. A.43 nach β_p liefert:

$$\beta_p = \beta_r \frac{1-x}{x} \quad (\text{A.45})$$

Division auf beiden Seiten der Gl.A.44 mit β_p ergibt:

$$\frac{d\beta_p}{\beta_p} = \frac{-dx}{x - x^2} \quad (\text{A.46})$$

A.2.4 Abhängigkeit des Rückstreuverhältnisses vom LIDAR-Verhältnis S_p^*

Es sei Gl. 1.61 S. 31 hier noch einmal in etwas modifizierter Form notiert:

$$x(S_p^*) = \frac{\beta_r}{\beta_c} e^{P_c^* - P^*} + 2 \cdot \beta_r \cdot e^{P_c^* - P^*} \cdot \int_R^{R_c} S_p^*(r) \cdot \exp(P^* - P_c^*) dr \quad (\text{A.47})$$

Mit der Definition 1.60 S. 31 folgt:

$$\frac{d(P_c^* - P^*)}{dS_p^*} = 2 \cdot \int_R^{R_c} \beta_r dr \quad (\text{A.48})$$

Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dS_p^*} &= \frac{\beta_r}{\beta_c} e^{P_c^* - P^*} \cdot 2 \cdot \int_R^{R_c} \beta_r dr \\ &+ 2\beta_r e^{P_c^* - P^*} \cdot 2 \int_R^{R_c} \beta_r dr \cdot \int_R^{R_c} S_p^*(r) \exp(P^* - P_c^*) dr \\ &+ 2\beta_r e^{P_c^* - P^*} \cdot \int_R^{R_c} \left[e^{P^* - P_c^*} - 2S_p^*(r) e^{P^* - P_c^*} \cdot \int_r^{R_c} \beta_r dr' \right] dr \end{aligned} \quad (\text{A.49})$$

Daraus folgt nach einigen Umformungen:

$$\frac{dx}{x} = dS_p^* \cdot \left(2 \int_R^{R_c} \beta_r dr + \frac{2 \cdot \int_R^{R_c} \left[\exp(P^* - P_c^*) - 2S_p^*(r) \exp(P^* - P_c^*) \cdot \int_r^{R_c} \beta_r dr' \right] dr}{\beta_c^{-1} + 2 \cdot \int_R^{R_c} S_p^*(r) \cdot \exp(P^* - P_c^*) dr} \right) \quad (\text{A.50})$$

Eine obere Abschätzung für das Integral über β_r liefert:

$$\begin{aligned} \int_0^{10\text{km}} \beta_r(r) dr &< \beta_r(0) \cdot \int_0^{10\text{km}} dr \\ &< 0.5 \cdot 10^{-2} \end{aligned} \quad (\text{A.51})$$

Damit kann man diesen Beitrag vernachlässigen. Wenn man außerdem annimmt, daß S_p^* über den Integrationsweg konstant ist, was keine Einschränkung darstellt, da die Integration in mehrere Höhenstufen unterteilt werden kann, so ergibt sich:

$$dx(R, dS_p^*) \approx \frac{\beta_r}{\beta} \cdot \frac{2 \cdot \beta_c \cdot \int_R^{R_c} \exp(P^* - P_c^*) dr}{1/S_p^* + 2 \cdot \beta_c \cdot \int_R^{R_c} \exp(P^* - P_c^*) dr} \cdot \frac{dS_p^*}{S_p^*} \quad (\text{A.52})$$

A.3 Zur Signalstatistik

A.3.1 Die Varianz einer Funktion mehrerer Variablen

Es sei die DIAL-Approximation Gl.1.2 S.5 hier noch einmal in vereinfachter Form notiert:

$$\bar{\tau} = f(P_{i,j}) \quad i = 1 \equiv on, 2 \equiv off, j = 1 \equiv R_1, 2 \equiv R_2 \quad (\text{A.53})$$

mit

$$\begin{aligned} \bar{\tau} & : \text{ differentielle optische Dicke } (= 2 \cdot \Delta R \cdot \bar{k}) \\ f(P_{i,j}) & : \text{ funktionaler Zusammenhang der Signale} \end{aligned}$$

Mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz und der Taylor-Entwicklung für eine Funktion mehrerer Variablen ergibt sich für die Varianz von $\bar{\tau}$:

$$\begin{aligned} \varsigma_{\bar{\tau}}^2 &= \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \left[\left(\frac{\partial f}{\partial P_{i,j}} \right)^2 \varsigma_{i,j}^2 + \frac{\partial^2 f}{\partial P_{1,j} \partial P_{2,j}} \cdot \text{cov}(P_{1,j}, P_{2,j}) + \frac{\partial^2 f}{\partial P_{i,1} \partial P_{i,2}} \cdot \text{cov}(P_{i,1}, P_{i,2}) \right] \\ &+ 2 \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial P_{1,2} \partial P_{2,1}} \cdot \text{cov}(P_{1,2}, P_{2,1}) + 2 \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial P_{1,1} \partial P_{2,2}} \cdot \text{cov}(P_{1,1}, P_{2,2}) \quad (\text{A.54}) \end{aligned}$$

Dabei bezeichnet $\text{cov}(P_{k,l}, P_{m,n})$ die Kovarianz der einzelnen Signale und ς_i die Standardabweichung.

Der funktionale Zusammenhang $f(P_{i,j})$ ist gegeben durch:

$$f(P_{i,j}) = \ln \frac{P_{1,1} \cdot P_{2,2}}{P_{2,1} \cdot P_{1,2}} \quad (\text{A.55})$$

Daraus folgt für die partiellen Ableitungen:

$$\frac{\partial f}{\partial P_{1,1}} = + \frac{1}{P_{1,1}} \quad (\text{A.56})$$

$$\frac{\partial f}{\partial P_{2,1}} = - \frac{1}{P_{2,1}} \quad (\text{A.57})$$

$$\frac{\partial f}{\partial P_{2,2}} = + \frac{1}{P_{2,2}} \quad (\text{A.58})$$

$$\frac{\partial f}{\partial P_{1,2}} = - \frac{1}{P_{1,2}} \quad (\text{A.59})$$

Definiert man das Rausch zu Signal Verhältnis mit:

$$\epsilon_{i,j}^* \equiv \frac{\varsigma_{i,j}}{P_{i,j}} \quad (\text{A.60})$$

und benutzt die Definition des Korrelationskoeffizienten:

$$\rho_{(k,l),(m,n)}^* \equiv \frac{\text{cov}(P_{k,l}, P_{m,n})}{\varsigma_{k,l} \cdot \varsigma_{m,n}} \quad (\text{A.61})$$

so ergibt sich für die Gl.A.54, S.73:

$$\begin{aligned} \varsigma_{\bar{\tau}}^2 &= \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \left[(\epsilon_{i,j}^*)^2 - \epsilon_{1,j}^* \cdot \epsilon_{2,j}^* \cdot \rho_{(1,j),(2,j)}^* - \epsilon_{i,1}^* \cdot \epsilon_{i,2}^* \cdot \rho_{(i,1),(i,2)}^* \right] \\ &+ 2 \cdot \epsilon_{1,2}^* \cdot \epsilon_{2,1}^* \cdot \rho_{(1,2),(2,1)}^* + 2 \cdot \epsilon_{1,1}^* \cdot \epsilon_{2,2}^* \cdot \rho_{(1,1),(2,2)}^* \quad (\text{A.62}) \end{aligned}$$

A.3.2 Abschätzung der Korrelationskoeffizienten

Der Korrelationskoeffizient zweier Größen ist null, wenn sie unabhängig voneinander sind. Jedoch ist der Korrelationskoeffizient im allgemeinen von Null verschieden, wenn beide Größen von gleichen variablen Parametern abhängen.

Für die Analyse sei die Lidargleichung Gl.1.1, S.5 in modifizierter Form notiert:

$$P_{i,j} = \zeta \cdot P_i^0 \cdot \frac{\beta(R_j)}{R_j^2} \cdot T_\alpha(R_j) \cdot T_k(R_j) \quad (\text{A.63})$$

mit

- ζ : Systemkonstante
- P_i^0 : Ausgangsenergie
- β : Rückstreukoeffizient
- $T_\alpha(R_j)$: Transmissionsverluste durch Streuung und Kontinuumabsorption
= $\exp(-2 \int_0^{R_j} \alpha \cdot dr)$
- $T_k(R_j)$: Transmissionsverluste durch Absorption
= $\exp(-2 \int_0^{R_j} k \cdot dr)$

Daraus ergibt sich folgende Tabelle:

lfd. Nr.	Signale	gemeinsame variable Parameter	Korrelationskoeffizient
1	$P_{on}(R_j), P_{off}(R_j)$	$\beta(R_j), T_\alpha(R_j)$	$\rho_{(1,j),(2,j)}^*$
2	$P_i(R_1), P_i(R_2)$	$P_i^0, T_\alpha(R_1), T_k(R_1)$	$\rho_{(i,1),(i,2)}^*$
3	$P_{on}(R_2), P_{off}(R_1)$	$T_\alpha(R_1)$	$\rho_{(1,2),(2,1)}^*$
4	$P_{on}(R_1), P_{off}(R_2)$	$T_\alpha(R_1)$	$\rho_{(1,1),(2,2)}^*$

Tabelle A.1: Zusammenstellung der Korrelationskoeffizienten. Weitere Erläuterung siehe Text.

- zu 1 : Der Korrelationskoeffizient ist positiv, da z.B bei Erhöhung des Rückstreukoeffizienten sowohl das 'online'- Signal wie auch das 'offline'-Signal ansteigt. Jedoch nimmt er nicht zwangsläufig den Wert +1 an, da einerseits zwischen den beiden Laserpulsen eine Zeitdifferenz von $200\mu s$ besteht, andererseits die Änderungen im 'online'-Signal auch durch die Varianz im Absorptionskoeffizienten beeinflusst wird.
- zu 2 : Dieser Korrelationskoeffizient ist ebenfalls positiv, da z.B eine Erhöhung der Ausgangsenergie zu einem Anstieg der Signale aus beiden Höhen führt. Nimmt man an, daß nur die Ausgangsenergie einen Beitrag zur Korrelation liefert, so wird der Beitrag dieses Termes konservativ abgeschätzt, wenn man ihn durch das Rausch zu Signal Verhältnis der Ausgangsenergie $\epsilon_{P_i^0}^*$ ersetzt.
- zu 3,4 : Die Vernachlässigung dieser beiden Terme ist damit begründet, daß die vorhandene Korrelation über den Transmissionsterm einerseits durch die lokale Varianz des Rückstreukoeffizienten in der Höhe R_1 und R_2 , andererseits durch die Varianz des Absorptionskoeffizienten zerstört wird.

A.3.3 Die Standardabweichung der Temperatur

Die Standardabweichung der Temperatur wird wie folgt berechnet:

$$\varsigma_T = \frac{\varsigma_{\bar{k}}}{\bar{k}} \cdot \frac{1}{\gamma} \quad (\text{A.64})$$

dabei ist γ die in Par.1.2.1 S.11 definierte Temperatursensitivität der Absorptionslinie.

Da $\varsigma_{\bar{k}}/\bar{k} = \varsigma_{\bar{\tau}}/\bar{\tau}$ ist, ergibt sich mit den oben gemachten Abschätzungen für die Korrelationskoeffizienten:

$$\varsigma_T \approx \frac{1}{\gamma \cdot \bar{\tau}} \cdot \left(\frac{1}{\bar{m}} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \left[(\epsilon_{i,j}^*)^2 - \epsilon_{1,j}^* \cdot \epsilon_{2,j}^* \cdot \rho_{(1,j),(2,j)}^* - (\epsilon_{P_i}^*)^2 \right] \right)^{1/2} \quad (\text{A.65})$$

dabei ist \bar{m} die Anzahl der gemittelten Signale.

A.4 Das DIAL-Auswerteprogramm LAUSY

Für die Auswertung von DIAL-Meßdaten wurde ein auf den Analysen von Ansmann [ANS89] basierendes Computerprogramm entwickelt. Hieran waren beteiligt J. Bösenberg, H. Linne, C. Senff, F. Theopold, P.Y. Thro. Dieses primär zur Berechnung von Wasserdampfkonzentrationen bestimmte Programm konnte aufgrund der modularen Struktur leicht geändert werden, um Temperaturprofile zu berechnen.

Die Abb.A.1, S.77 zeigt das Ablaufdiagramm der DIAL-Auswertung.

Für die Bestimmung des Temperaturprofils wurde das in Gl.1.19, S.9 vorgestellte Iterationsverfahren benutzt. Diese Gleichung setzt sowohl für den Laser, wie auch für das rückgestreute Licht Monochromasie voraus. Da dies wie gezeigt nicht der Fall ist, ist für den Wert der Absorptionslinienfunktion ($\Lambda(T_i)$), in Analogie zu den Ausführungen von Ansmann [ANS89], ein effektiver Wert der Absorptionslinienfunktion einzusetzen. Dieser berechnet sich wie folgt:

$$\Lambda_{eff}(T_i) = \frac{1}{2} \int_0^\infty [h_l(\bar{\nu}) + g(\bar{\nu})] \cdot \Lambda(\bar{\nu}, T_i) \cdot d\bar{\nu} \quad (\text{A.66})$$

Dabei ist h_l das Laseremissionsprofil und die Funktion g - definiert in Gl.1.44, S.26 - berücksichtigt die Rückstreuungseigenschaften der Atmosphäre.

Der Korrekturterm (D) für den Rayleigh-Brillouin-Effekt wurde gemäß der Näherung von Ansmann [ANS89] berechnet:

$$D(R_1) = \ln \frac{\int_0^\infty g(\bar{\nu}, R_2) \cdot T_k(\bar{\nu}, R_1) d\bar{\nu}}{\int_0^\infty g(\bar{\nu}, R_1) \cdot T_k(\bar{\nu}, R_1) d\bar{\nu}} \quad (\text{A.67})$$

dabei ist T_k der Transmissionsverlust durch Absorption, explizit:

$$T_k(\bar{\nu}, R_i) = \exp \left(-2 \int_0^{R_i} k(\bar{\nu}) \cdot dr \right) \quad (\text{A.68})$$

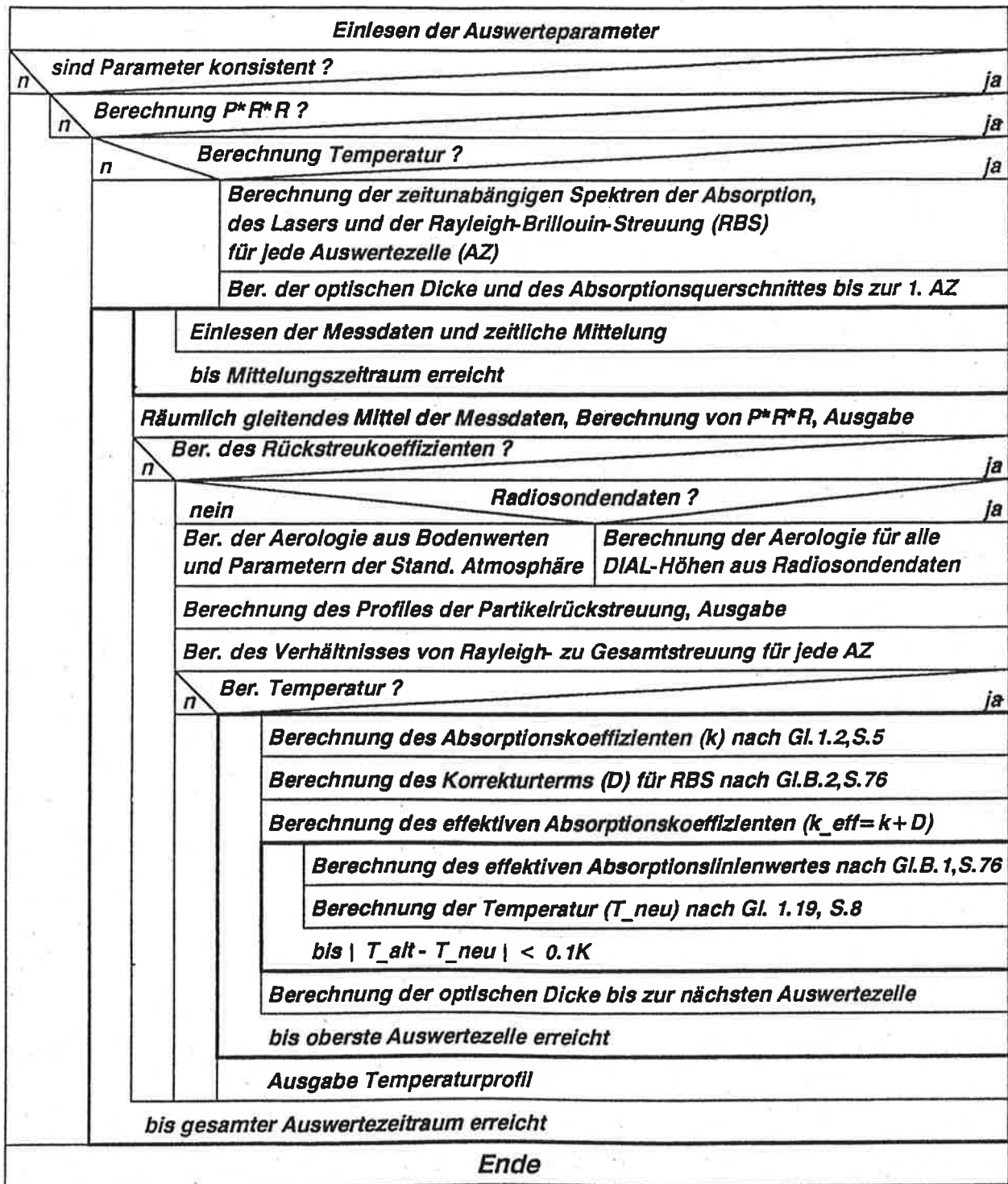


Abbildung A.1: Struktogramm des DIAL-Auswerteprogrammes LAUSY.

A.5 Die Parameter des DIAL-Systems

Sender, 2 Excimer gepumpte Farbstoff-Laser	
Ausgangsenergie	1mJ
Pulsdauer	20ns
Farbstoff	Pyridin 2 in DMSO ¹
Emissionspektrum	fünf Moden
Emissionsbreite HWHM jeder Mode	$< 0.007\text{cm}^{-1}$
spektraler Abstand der Moden	$\approx 0.02\text{cm}^{-1}$
Auflösung der Wellenzahlabstimmung	0.006cm^{-1}
ASE	$< 0.7\%$
Pulsfrequenz	12 Hz
Strahlquerschnitt	$2 \times 2 \text{ mm}^2$
Strahldivergenz	1.5mrad
Strahlaufweitung	x 15
Empfangsoptik	
Schmidt-Cassegrain-Teleskop	ϕ 0.28m
voller Öffnungswinkel	1.5mrad
Basisbreite Sender-Empfänger	0.3m
Filter Bandbreite FWHM	8nm
Empfangselektronik	
Wandlungszeit ADC	$50\text{ns} \pm 7.5\text{m}$
Signalauflösung	12 bit

¹DMSO : Dimethylsulfoxid

Tabelle A.2: Parameter des für die Temperatur-Messung modifizierten H_2O -DIAL-Systems des Max-Planck-Institutes für Meteorologie / Hamburg

Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei Prof. Dr. H. Hinzpeter für die Aufgabenstellung und kritische Begleitung dieser Arbeit.

Darüberhinaus möchte ich Ihm, Prof. Dr. H. Graßl und Dr. H.D. Rüter für die sorgfältige Durchsicht und konstruktiven Verbesserungsvorschläge zu dieser Arbeit danken.

Bedanken möchte ich mich außerdem bei allen Mitgliedern des Max-Planck-Institutes, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonders fruchtbar waren die Diskussionen mit Dr. J. Bösenberg, dem ich für die intensive Unterstützung bei den Laborexperimenten wie auch bei dem Feldexperiment in Sylt herzlich danke.

Literaturverzeichnis

- [ABR72] M. Abramowitz und I.A. Stegun: Handbook of mathematical functions, Dover Publications, Inc. New York (1972)
- [ANS89] A. Ansmann: Bodengebundene DIAL-Wasserdampfmessung, Dissertation, Uni. Hamburg, (1989)
- [ARS83] Yu.F. Arshinov, S.M. Bobrovnikov, V.E. Zuev und V.M. Mitev: Atmospheric temperature measurements using a pure rotational Raman LIDAR, Appl. Opt. **22**, 2984 (1983)
- [BAB48] H.D. Babcock und L. Herzberg: Fine structure of the red system of atmospheric oxygen bands, Astrophys. J. **108**, 167 (1948)
- [BER74] Bergmann-Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik Bd.III, Optik, De Gruyter Berlin, 787 (1974)
- [BIS86] L.R. Bissonette: Sensivity analysis of LIDAR inversion algorithms, Appl. Opt. **25**, 2122 (1986)
- [BIS88] L.R. Bissonette: Multiscattering model for propagation of narrow light beams in aerosol media, Appl. Opt. **27**, 2478 (1988)
- [BOR59] M. Born und E. Wolf: Principles of optics, Pergamon, Oxford, (1959)
- [BÖS85] J. Bösenberg: Measurements of the pressure shift of water vapor absorption lines by simultaneous photoacoustic spectroscopy, Appl. Opt. **24**, 3531 (1985)
- [BÖS88] J. Bösenberg: A DIAL system for high resolution water vapor measurements in the troposphere, Manuskript (1988)
- [BUR69] D.E. Burch und D.A. Gryvna: Strengths, widths, and shapes of the oxygen lines near $13,100\text{ cm}^{-1}$, Appl. Opt. **8**, 1493 (1969)
- [BURLE] Photoacoustic Cell: Instruction manual for photoacoustic cells, Burleigh Instruments, Inc., New York
- [CAH81] C. Cahen und G. Megie: A spectral limitation of the range resolved differential absorption LIDAR technique, JQSRT **25**, 151 (1981)
- [COL76] R.T.H. Collis und P.B. Russel: LIDAR measurement of particles and gases by elastic backscattering and differential absorption; in E.D. Hinkley (Hrsg.), 'Laser Monitoring of the Atmosphere'. Topics in Applied Physics **14**, Springer Verlag (1976)

- [DEE83] A. Deepak und H.E.Gerber (Hrsg.): Report on the experts meeting on aerosols and their climatic effects, Williamsburg, Virginia, 28-30 March, WCP-55, WMO (1983)
- [ELT68] L. Elterman: Ultraviolet, visible and infrared attenuation for altitudes to 50 km AFCRL-68-0153, Environmental Research Papers 285
- [ENG73] R.S. Eng, P.L.Kelley, A. Mooradian, A.R. Calawa und T.C. Harman: Tunable laser measurements of water vapor transitions in the vicinity of $5\mu m$, Chem. Phys. Lett. 19 524 (1973)
- [FER72] F.G. Fernald, B.M.Herman und J.A. Reagan: Determination of aerosol height distribution by LIDAR, J.Appl.Meteor. 11, 482 (1972)
- [FER84] F.G. Fernald: Analysis of atmospheric LIDAR observations: some comments, Appl Opt. 23, 652 (1984)
- [GRO86] B.E. Grossmann, C. Cahen, J.L. Lesne, J.Bernard und G. Leboucq: Intensities and atmospheric broadening coefficients measured for O_2 and H_2O absorption lines selected for DIAL monitoring of both temperature and humidity. 1: O_2 , Appl. Opt. 25, 426 (1986)
- [KIN89] T.A. King: Ring laser resonators; in D.R. Hall und P.E.Jackson(Hrsg.) 'The physics and technology of laser resonators'. Adam Hilger, Bristol and New York (1989)
- [KLE81] J.D. Klett: Stable analytical inversion solution for processing LIDAR returns, Appl Opt. 20, 211 (1981)
- [KLE85] J.D. Klett: LIDAR inversion with variable backscatter/extinction ratios, Appl. Opt. 24, 1638 (1985)
- [KOR79] C.L.Korb und C.Y.Weng: A two wavelength LIDAR technique for measurement of atmospheric temperature profiles, Proc. 9th Int. Laser Radar Conference, Munich, Amer Meteor. Soc. 185 (1979)
- [KOR82a] C.L.Korb und C.Y.Weng: A theoretical study of a two-wavelength LIDAR technique for the measurement of atmospheric temperature profiles, J.Appl.Meteor. 21, 1346
- [KOR82b] C.L.Korb und C.Y.Weng: The theory and correction of finite laser bandwidth effects in DIAL experiments, Proc. 11th Int. Laser Radar Conference, Madison, WI, 1982
- [KRU63] P.W. Kruse, L.D. McGlauchlin und R.B. McQuistan: Elements of infrared technology Wiley, New York (1963)
- [LIN74] G.J. Linford, E.R. Peressini, W.R. Sooy und M.L.Spaeth: Very long lasers, Appl. Opt. 13, 379 (1974)
- [MAS75] J.B. Mason: LIDAR measurements of temperature: A new approach, Appl. Opt. 14, 76 (1975)
- [MIL69] J.H. Miller, R.W. Boese und L.P. Giver: Intensity measurements and rotational intensity distribution for the oxygen A-band, JQSRT 9, 1507 (1969)

- [MUL85] J.J.L. Mulders und L.W.G. Stenhuysen: The performance of dyes and dye mixtures of Rhodamine6G/Rhodamine560 and of Styryl8/Styryl9 for single mode CW ring laser operation, *Optics Comm.* **54**, 295 (1985)
- [PEN53] S.S. Penner und R.W. Kavanagh: Radiation from isolated spectral lines with combined Doppler and Lorentz broadening, *J.Opt.Soc.Am.* **43**, 385 (1953)
- [PET90] G. Peters: Temperature and wind profiles from radar wind profilers equipped with acoustic sources, *Meteorol. Rdsch.* **42**, 152 (1990)
- [PLA71] G.N. Plass und G.W. Kattawar: Reflection of light pulses from clouds, *Appl. Opt.* **10**, 2304 (1971)
- [REM78] E.E. Remsberg und L.L. Gordley: Analysis of differential absorption LIDAR from space shuttle, *Appl. Opt.* **17**, 624 (1978)
- [RIT86] K.J. Ritter: A high resolution spectroscopy study of absorption line profiles in the A-band of molecular oxygen, Dissertation, Uni. Maryland, (1986)
- [ROG82] J.R. Rogers: Fringe shifts in multiple-beam Fizeau interferometry, *J.Opt.Soc.Am.* **72**, 638 (1982)
- [ROT87] L.S. Rothman, R.R. Gamache, A. Goldman, L.R. Brown, R.A. Toth, H.M. Pickett, R.L. Poynter, J.-M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Barbe, N. Husson, C.P. Rinsland und M.A.H. Smith: The HITRAN database: 1986 edition, *Appl. Opt.* **26**, 4058 (1987)
- [SAS89] Y. Sasano und E.V. Browell: Light scattering characteristics of various aerosol types derived from multiple wavelength LIDAR observations, *Appl. Opt.* **28**, 1670 (1989)
- [SCH74] R.M. Schotland: Error in LIDAR measurement of atmospheric gases by differential absorption, *J.Appl.Meteor.* **13**, 71 (1974)
- [SCH79] G.K. Schwemmer und T.D. Wilkerson: LIDAR temperature profiling: performance simulation of Mason's method, *Appl. Opt.* **18**, 3539 (1979)
- [SCH81] R.L. Schwiesow, L. Lading: Temperature profiling by Rayleigh-scattering LIDAR, *Appl. Opt.* **20**, 1972 (1981)
- [SCH87] G.K. Schwemmer, M. Dombrowski, C.L. Korb, J. Milrod, H. Walden und R.H. Kaggan: A LIDAR system for measuring atmospheric pressure and temperature profiles, *Rev.Sci.Inst.* **58**, 2226 (1987)
- [SCH88] W. Schmidt: Untersuchungen zur Mie- und Rayleighstreuung als Grundlage für die Entwicklung eines Rayleigh-Temperatur-LIDARs auf der Basis der Michelson-Interferometrie, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH, GKSS 87/E/62 (1988)
- [SHI83] H. Shimizu, S.A. Lee und C.Y. She: High spectral resolution LIDAR system with atomic blocking filters for measuring atmospheric parameters, *Appl. Opt.* **22**, 1373 (1983)
- [SEN90] C. Senff: Determination of laser linewidth by Fizeau interferometry, persönliche Mitteilung, (1990)

- [SPE84] Spectra-Physics: Series 380 ring dye lasers, Spectra-Physics, Inc., Mountain View, (1984)
- [THE88] F.A. Theopold und J. Bösenberg: Evaluation of DIAL measurements in presence of signal noise, Conference Digest, 14th Int. Laser Radar Conference, Innichen, Italy, (1988)
- [VAR84] P.L. Varghese und R.K. Hanson: Collisional narrowing effects on spectral line shapes measured at high resolution, Appl. Opt. **23**, 2376 (1984)
- [YIP64] S. Yip und M. Nelkin: Application of a kinetic model to time-dependent density correlations in fluids, Phys. Rev. A, **5**, 135, 1241 (1964)
- [YIP71] S. Yip: Rayleigh scattering in dilute gases, J. Acoust. Soc. Am. **49**, 941 (1971)
- [YOU82] A.T. Young: Rayleigh scattering, Physics Today, Januar, **42** (1982)
- [YOU83] A.T. Young und G.W. Kattawar: Rayleigh scattering line profiles, Appl. Opt. **22**, 3668 (1983)
- [ZUE76] V.E. Zuev: Laser-light transmission through the atmosphere; in E.D. Hinkley (Hrsg.), 'Laser Monitoring of the Atmosphere'. Topics in Applied Physics **14**, Springer Verlag (1976)

Verzeichnis der Symbole

a) Griechische Buchstaben

α	:	Extinktionskoeffizient
β	:	Summe aus Rayleigh(β_r)- und Partikel(β_p)-Rückstreukoeffizient
γ	:	Temperatursensitivität der Absorptionslinie
$\delta(x)$:	Dirac'sche Deltafunktion
ϵ	:	Grundzustandsenergie des Überganges
ϵ^*	:	Rausch zu Signal Verhältnis
$\eta(p)$:	Einengungsparameter von Λ_R
$\lambda_{on,off}$:	Wellenlänge('Online', 'Offline')
$\Lambda_{V,R}$:	Absorptionslinienfunktion (V:Voigt, R: Rautian)
ν	:	Frequenz
$\tilde{\nu}_{on,off}$:	Wellenzahl ('Online', 'Offline')
$\tilde{\nu}_s$:	Wellenzahlverschiebungskoeffizient
ξ	:	Wellenzahldifferenz ($\sim \tilde{\nu} - \tilde{\nu}_{on}$)
π	:	Kreiszahl 3.1415...
τ	:	zweifache optische Dicke
$\bar{\tau}$:	differentielle optische Dicke
ρ	:	Dichte
ρ^*	:	Korrelationskoeffizient
σ	:	Absorptionsquerschnitt
ς	:	Standardabweichung

b) Lateinische Buchstaben

b_c	:	Kollisionshalbwertsbreite (HWHM)
b_c^0	:	Kollisionshalbwertsbreite bei STP (HWHM)
b_d	:	Dopplerhalbwertsbreite (HWHM)
b_l	:	Laseremissionshalbwertsbreite (HWHM)
c	:	Lichtgeschwindigkeit
$g(\tilde{\nu})$:	spektrales Rückstreuprofil
$h(\tilde{\nu})$:	spektrales Laseremissionsprofil
i	:	imaginäre Einheit
\Im	:	Imaginärteil
k	:	Absorptionskoeffizient
\bar{k}	:	differentieller Absorptionskoeffizient
k_B	:	Boltzmannkonstante
l	:	Temperaturexponent der Linienstärke (S)
m	:	Temperaturexponent der Kollisionshalbwertsbreite (b_c)
M	:	Molekülmasse
n	:	Teilchendichte
p	:	Druck
p_0	:	Standarddruck 1013hPa
P	:	empfangene Leistung
P_0	:	Ausgangsleistung
\mathcal{P}	:	logarithmische, raumwinkelkorrigierte Leistung
q_0	:	Volumenmischungsverhältnis von O_2 in trockener Luft
q^*	:	Volumenmischungsverhältnis von H_2O , q^* Sättigungswert
R	:	Abstand vom LIDAR-System
\Re	:	Realteil
\mathcal{R}	:	Reflektivität
S	:	Absorptionslinienstärke
S_0	:	Absorptionslinienstärke bei STP
S^*	:	Verhältnis von Extinktions- zu Rückstreukoeffizient (LIDAR ratio)
t	:	Zeit
T	:	Temperatur
T_0	:	Standardtemperatur 293.15 K
$\mathcal{T}_k(R)$:	Transmissionsverluste durch Absorption ($= \exp[-2 \int_0^R k \cdot dr]$)

c) Abkürzungen

ASE : **A**mplified **S**pontaneous **E**mission
DIAL : **D**ifferential **A**bsorption **L**IDAR
HWHM : **H**alf **W**idth at **H**alf **M**aximum
LAUSY : **L**IDAR **A**Uswerte **S**Ystem
LIDAR : **L**ight **D**etection **A**nd **R**anging
LSB : **L**east **S**ignificant **B**it
PAC : **P**hoto **A**coustic **C**ell
STP : **S**tandard **T**emperature and **P**ressure
UTC : **U**niversal **T**ime **C**oordinated

- EXAMENSARBEIT Nr. 1**
Juli 1990
Modellierung des gekoppelten Systems
Ozean-Atmosphäre in den Tropen
Mojib Latif
- EXAMENSARBEIT Nr. 2**
Juli 1990
Zur Dynamik des antarktischen Zirkumpolar-
stromes
Jörg-Olaf Wolff
- EXAMENSARBEIT Nr. 3**
Juli 1990
Zur Erniedrigung des atmosphärischen
Kohlendioxidgehalts durch den Weltozean
während der letzten Eiszeit
Christoph Heinze
- EXAMENSARBEIT Nr. 4**
August 1990
Analysis and Prediction of the El Niño
Southern Oscillation Phenomenon using
Principal Oscillation Pattern Analysis
Jin-Song Xu
- EXAMENSARBEIT Nr. 5**
Dezember 1990
Untersuchung zur niederfrequenten
Variabilität der Meeresoberflächen-
temperatur im Nordpazifik
Ute Luksch
- EXAMENSARBEIT Nr. 6**
Dezember 1990
Meereismodellierung im Südlichen Ozean
Achim Stössel
- EXAMENSARBEIT Nr. 7**
Dezember 1990
Principal Interaction/Oscillation Patterns
Theorie und Analysen
zum El Niño/Southern Oscillation-Phänomen
Udo Weese
- EXAMENSARBEIT Nr. 8**
Dezember 1990
Bestimmung des Temperaturprofils der
Troposphäre mit einem Zwei-Frequenz-LIDAR
Felix A. Theopold