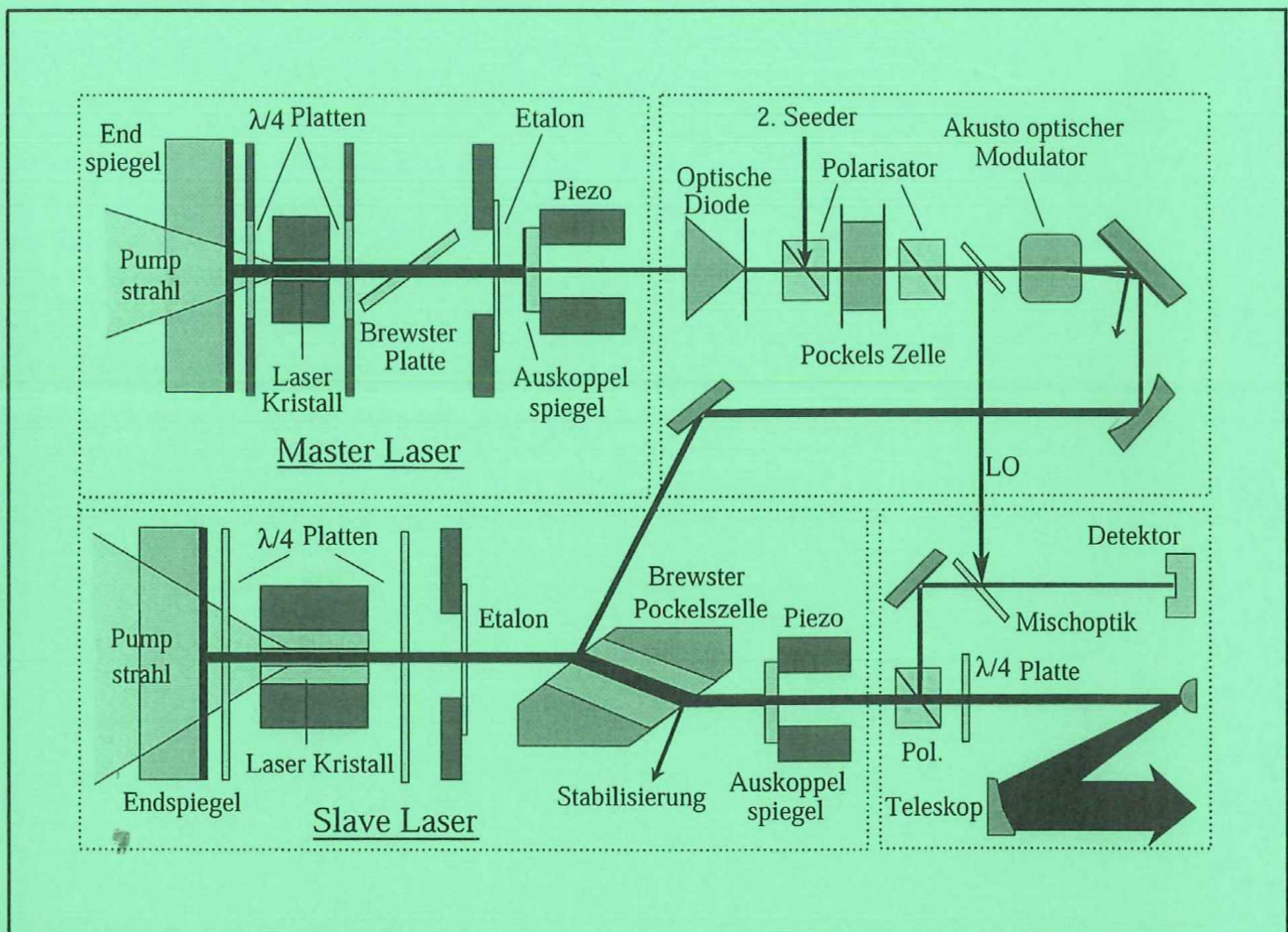




## Examensarbeit Nr. 84



Ein Heterodyn-DIAL System für die  
simultane Messung von Wasserdampf und Vertikalwind:  
Aufbau und Erprobung

von

Stefan Lehmann

Hamburg, Februar 2002

Ein Heterodyn-DIAL System für die simultane  
Messung von Wasserdampf und Vertikalwind:  
Aufbau und Erprobung

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

vorgelegt von  
Stefan Lehmann  
aus  
Hannover

ISSN 0938-5177

Hamburg, den

12. Februar 2002

*Für Leon und Lasse*

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg auf Grund der Gutachten von Prof. Dr. Hartmut Grassl  
und Priv. Doz. Dr. Jens Bösenberg

Hamburg, den

# Zusammenfassung

Ein Lidarsystem, das simultan Wasserdampf und Vertikalwind im selben Luftvolumen zeit- und höhenaufgelöst über die Ausdehnung der atmosphärischen Grenzschicht messen kann, kann wesentlich zur Quantifizierung von mittleren Verdunstungsraten am Boden und vertikalem Transport von Wasserdampf und Energie in die Troposphäre beitragen. In dieser Arbeit wird von der erfolgreichen Entwicklung eines Heterodyn-DIAL-Systems berichtet, das in der Lage ist, Vertikalwind in der geforderten Auflösung und Genauigkeit, sowie Wasserdampf höhenaufgelöst zu messen. Dazu wurde erstmals ein Festkörperlaser im Heterodynverfahren für eine DIAL-Messung genutzt. Neben den Fähigkeiten des Lasers, die geforderte Meßeigenschaften zu erfüllen, lässt er auch eine kompakte und robuste Bauweise zu und weist einen geringen Energiebedarf auf. Diese Eigenschaften machen das ausgereifte Gerät ideal für den Einsatz im Rahmen von Meßkampagnen und für den Routinebetrieb.

Mit Nd:YAG wurde ein weit verbreitetes Laserkristall gefunden, das als robust gilt und einfach zu handhaben ist. Die Abstimmbarkeit auf fünf geeignete Absorptionslinien mit unterschiedlichen Linienstärken bietet zudem hohe klimatische Anpassungsfähigkeit. Die spektroskopischen Anforderungen an das Lasersystem konnten vollständig erfüllt werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, daß die wesentlichen Probleme einer Heterodyn-DIAL-Messung, wie z.B. die zeitnahe Messung von on- und off-line Signal (HARDESTY [1984a]), gelöst wurden und vielversprechende simultane Messungen des Vertikalwinds und des Wasserdampfs gelungen sind.

# Abstract

A lidarsystem measuring simultaneously water vapor and vertical windspeeds time and height resolved in the same scattering volume throughout the planetary boundary layer can be of great help in quantifying average evaporation rates at the groundlevel and vertical transport of water vapor as well as latent energy into the troposphere. In this thesis a successful development of a heterodyne DIAL system is reported, that is capable of performing measurements of vertical wind speeds with the required time and height resolution as well as measurements of water vapor with a good hightresolution. For the first time a solid state laser with heterodyne technique is used for a DIAL measurement. Besides the required characteristics the capabilities of the laser offer a compact and robust construction and a modest energy consumption. These qualities make the mature system ideal for use in routine measurements and field campaigns.

In Nd:YAG a widely used laser material was found that is referred to as robust and easy to handle. The tunability to five suitable absorption lines with different linestrengths offer a wide climatic flexibility. The spektroskopie requirements concerning the laser system could be completely achieved.

Summarizing it is possible to say, that the relevant problems of a DIAL measurement with a heterodyne system, f.e. on- and off-line signal recording within a suitable time interval, could be solved and promising simultaneous measurements of vertical wind speeds and water vapor are presented.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das atmosphärische Signal</b>	<b>5</b>
2.1	Das optische Rückstreusignal . . . . .	5
2.1.1	Streueigenschaften der Atmosphäre . . . . .	6
2.1.2	Die Rückstreuleistung . . . . .	7
2.1.3	Das Signal/Rausch-Verhältnis . . . . .	8
2.1.4	Das DIAL-Meßprinzip . . . . .	9
2.1.5	Spektroskopische Anforderungen an die Absorptionslinien . . . . .	10
2.1.5.1	Geeignete Absorptionslinienstärken . . . . .	10
2.1.5.2	Einfluß der Temperaturschätzung auf den Meßfehler . . . . .	11
2.1.5.3	Verschiebung der Absorptionslinie mit dem Druck . . . . .	13
2.1.5.4	Weitere spektroskopische Überlegungen . . . . .	13
2.2	Der Heterodynempfang . . . . .	14
2.2.1	Das Meßprinzip und die Bestimmung des Windes . . . . .	14
2.2.2	Theoretische Grundlagen . . . . .	15
2.2.3	Das Träger/Rausch-Verhältnis <i>CNR</i> . . . . .	17
2.2.4	Der Systemeffizienzparameter $\eta$ . . . . .	18
2.2.4.1	Abweichung vom quantenlimitierten Rauschen $\eta_N$ . . . . .	19
2.2.4.2	Transmissionseffizienz von Sekundäroptiken $\eta_T$ . . . . .	19
2.2.4.3	Optische Abstimmung von LO und Signal $\eta_e$ . . . . .	19
2.2.4.4	Refraktive Turbulenzeffekte der Atmosphäre $\eta_T$ . . . . .	21
2.2.5	Das vollständige <i>CNR</i> . . . . .	24
2.2.6	Speckle und das vollständige Signal/Rausch-Verhältnis <i>SNR</i> . . . . .	25
2.3	Datenerfassung und Auswertung . . . . .	27
2.3.1	Definitionen der beteiligten Frequenzen . . . . .	27
2.3.2	Das Leistungsspektrum . . . . .	28
2.3.3	Der Schätzoperator für die Frequenzbestimmung . . . . .	31
2.3.4	Die Bestimmung der relativen Rückstreuleistung . . . . .	34

<b>3</b>	<b>Auswahl des Lasermaterials</b>	<b>35</b>
3.1	Vorüberlegungen und Bewertungskriterien . . . . .	35
3.1.1	Kriterien für das Pumpen mit Laserdioden . . . . .	36
3.1.2	Spektroskopische Anforderungen . . . . .	37
3.2	Auswahl des aktiven Lasermediums . . . . .	38
3.3	Wasserdampfspektroskopie im Abstimmbereich . . . . .	40
<b>4</b>	<b>Systemanforderungen und Simulation</b>	<b>43</b>
4.1	Anforderungen an das Lasersystem . . . . .	43
4.1.1	Anforderungen durch Messung von Wasserdampf . . . . .	43
4.1.2	Anforderungen durch Messung von Wind . . . . .	45
4.2	Simulation atmosphärischer Signale . . . . .	46
4.2.1	Standardatmosphäre . . . . .	46
4.2.2	Simulationsergebnisse . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Das Lasersystem</b>	<b>52</b>
5.1	Theoretische Überlegungen . . . . .	52
5.2	Der Dauerstrichlaser (Seeder) . . . . .	56
5.2.1	Auswahl des Laserüberganges . . . . .	56
5.2.1.1	Auswahl durch den Auskoppelspiegel . . . . .	57
5.2.1.2	Auswahl durch ein Etalon . . . . .	58
5.2.2	Einmodenbetrieb mit Hilfe der Quasi-Ring-Konfiguration . . . . .	59
5.2.3	Auswahl der Resonatorlänge . . . . .	60
5.2.4	Feinabstimmung der Laserfrequenz . . . . .	62
5.2.5	Berechnung der thermischen Linse und der Resonatormode . . . . .	62
5.2.6	Einkoppelung der Pumpstrahlung und mechanischer Aufbau . . . . .	64
5.2.7	Stabilisierung der Laserfrequenz . . . . .	66
5.2.7.1	Passive Maßnahmen . . . . .	66
5.2.7.2	Aktive Maßnahmen . . . . .	67
5.2.8	Messungen der Lasereigenschaften . . . . .	70
5.2.8.1	Abstimmbereiche . . . . .	70
5.2.8.2	Ausgangsleistung . . . . .	71
5.2.8.3	Nachweis der Einfrequenzemission . . . . .	71
5.2.8.4	Kurzzeitstabilität . . . . .	71
5.2.8.5	Langzeitstabilität . . . . .	72
5.2.8.6	Spiking . . . . .	73
5.3	Der Pulsverstärker (Slave) . . . . .	74
5.3.1	Aufbau und Funktionsweise des Slaves . . . . .	74
5.3.2	Der Slave für 250 Hz Repetitionsfrequenz . . . . .	77

5.3.2.1	Aufbau des Resonators . . . . .	77
5.3.2.2	Messungen der Lasereigenschaften . . . . .	77
5.3.3	Der Slave für 400 Hz Repetitionsfrequenz . . . . .	80
5.3.3.1	Aufbau des Resonators . . . . .	80
5.3.3.2	Messungen der Lasereigenschaften . . . . .	81
5.4	Kopplungsoptik . . . . .	83
5.4.1	Optik zum Koppeln zweier Seedlaser mit einem Slave . . . . .	83
5.4.2	Sende- und Empfangsoptik . . . . .	84
<b>6</b>	<b>Messungen</b>	<b>87</b>
6.1	Messungen mit dem 250 Hz-System . . . . .	87
6.1.1	Meßszene Lindenberg 07.08.1998 . . . . .	87
6.1.2	Turbulenzstruktur in Lindenberg am 10.08.1998 . . . . .	92
6.2	Messungen mit dem 400 Hz-System . . . . .	96
6.2.1	Messungen an einem feststehenden Rückstreuziel . . . . .	97
6.2.2	Horizontalmessung von Wasserdampf am 25.05.2000 . . . . .	97
6.2.3	Vertikalmessung von Wasserdampf am 10.05.2000 . . . . .	102
6.2.4	Skalierung der Ergebnisse auf höhere Auflösungen . . . . .	103
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>105</b>
<b>A</b>	<b>Auswertung der Wasserdampfmessung</b>	<b>108</b>
A.1	Behandlung der Rohdaten . . . . .	108
A.2	Bestimmung des Wasserdampfs . . . . .	110
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>113</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>121</b>



# Symbolverzeichnis

## Lateinische Symbole

$A$	auf den Detektor abgebildete Empfangsfläche
$a, b$	Konstante
$A_0, A_1, A_2$	Fitparameter für die F0-Bestimmung
$A_d$	aktive Fläche des Detektors
$A_e$	effektive Heterodynempfangsfläche bezüglich $\eta_e$
$A_{het}$	effektive Heterodynempfangsfläche
$A_T$	Kohärenzfläche bezüglich Turbulenz
$\overline{B}$	Fehlerterm in Gl. (2.10)
$B_d$	Bandbreite des Detektors
$c$	Lichtgeschwindigkeit im betrachteten Medium
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$C_n^2, C_{n0}^2$	Turbulenzstrukturparameter, Bodenwert
$CNR$	Träger/Rausch-Verhältniss
$C_r, C_t$	radialer, bzw. tangentialer Anteil der thermischen Linse
$c_T$	Piezosteifigkeit
$d$	Dicke des Etalons
$D$	Turbulenzstrukturfunktion
$E''$	= $E \cdot hc$ Grundzustandsenergie der Absorptionslinie
$E_{LO}$	reduziertes skalares Feld des LO
$E_p$	reduziertes skalares Feld des Laserpulses (Feldamplitude)
$E_{RPLO}$	reduziertes skalares Feld des RPLO
$E_s$	reduziertes skalares Feld des empfangenen Lichts (Feldamplitude)
$\mathcal{F}$	Finesse
$F$	= $\pi R^2 / \lambda z$ Fresnelparameter
$F_0$	Monitorsignal
$f_0$	Resonanzfrequenz des Piezosystems
$f_1, f_2$	Linsenbrennweiten
$F_s / \delta\nu_k$	spektrale Signaldichte

$f_t$	Brennweite der thermischen Linse
$F_z$	Zusatzrauschfaktor (für APDs $> 1$ )
$h\nu$	Photonenenergie
$i$	$= \sqrt{-1}$ imaginäre Einheit
$I$	Photonenleistungsdichte im Resonator
$i_b$	Signalstrom aus Hintergrundlicht
$i_{db}$	verstärkbarer Dunkelstrom
$i_{dc}$	Gleichstromanteil im Signal
$i_d$	Detektorsignalstrom
$i_{dir}$	direkter Stromanteil des Rückstreusignals
$i_{ds}$	unverstärkbarer Dunkelstrom
$i_{dunkel}$	$= i_{ds} + i_{db}$ Dunkelstrom mit unverstärkbarem bzw. verstärkbarem Anteil
$i_g$	Ausgangsstrom des Detektorsignals
$i_n$	Rauschstrom im quantenlimitierten Zustand
$i_N$	Rauschstrom sonstiger Rauschquellen (nicht Photonenrauschen des LO)
$i_s$	oszillierender Anteil des Heterodynsignals
$k_B$	Boltzmannkonstante
$K$	Kontrast
$L$	Abstand zwischen Empfangsebene und Detektorebene
$L^*$	optische Resonatorlänge, vollständiger Umlauf
$\delta L^*$	Resonatorlängenänderung
$l_0, L_0$	innere bzw. äußere Skala der Turbulenz
$l_k$	Länge des Laserkristalls
$M$	Anzahl transformierter Datenpunkte
$m_{eff}$	effektive Masse des Piezosystems
$M_d$	interner Verstärkungsfaktor des Detektors
$m_j, m_{H_2O}$	Molekülmasse des Gases $j$ , bzw. von Wasserdampf
$m_{oc}$	Masse des Auskoppelspiegels
$m_{Piezo}$	Eigenmasse des Piezos
$\left. \frac{\delta \rho}{\rho} \right _T$	relativer Fehler von $\rho$ durch Temperaturunsicherheit
$n$	Anzahl unabhängiger Einzelmessungen
$n'$	Meßzyklen (Laserschüsse)
$n_B$	Brechungsindex
$\Delta n_B$	Brechungsindexdifferenz
$\delta n_B$	Änderung des Brechungsindex
$\delta n / \delta T$	Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex
$N_a, N_m$	additive, bzw. multiplikative Rauschanteile des Signals
$NEP, NEP_{opt}$	Rauschleistungen des Gesamtsignals

$p$	Druck
$p_0$	= 1013 hPa
$p_o$	aktueller Bodenwert des Drucks
$P_{abs}$	absorbierte Pumpleistung
$P_{el}$	elektrische Signalleistung
$P_{LO}$	LO-Leistung
$dP_{LO}$	Schwankung der LO-Leistung
$P_p$	ausgesandte Pulsleistung
$P_{pump}$	Pumpleistung
$P_s$	empfangene Leistung auf dem Detektor
$P_S$	Pumpleistung zum Erreichen der Laserschwelle
$q$	Elementarladung
$R$	= $R_p = R_{RPLO}$ Radius des angepaßten Aufbaus
$\Delta r$	Abstand zweier Punkte im Raum
$R_a$	freier Aperturradius des Teleskops
$R_{CFT}$	Spiegelreflektivität im CFT
$r_k$	Radius des Laserkristalls
$R_L$	Abschlußwiderstand
$R_o$	= $q\eta_q/h\nu$ Detektorempfindlichkeit
$R_p$	ausgesandeter Strahlradius des Laserpulses
$R_{RPLO}$	ausgesandeter Strahlradius des RPLO
$S$	Absorptionslinienstärke
$S_0$	Absorptionslinienstärke bei $T_0 = 296$ K
$S_l$	Lidarverhältnis
$SNR, SNR_{opt}$	Signal/Rausch-Verhältnisse
$\bar{T}$	Fehlerterm in Gl. (2.10)
$T$	Temperatur
$\delta T$	Temperaturänderung
$t$	Zeit
$\delta t$	Zeitinkrement der Datenerfassung
$dt$	Mittelungsdauer der Messung
$T_0$	= 296 K
$T_o$	aktueller Bodenwert der Temperatur
$t_0$	Moment der Laserpulsemission
$t_a$	Pulsaufbauzeit
$t_b$	Beobachtungsdauer für die Erzeugung eines Spektrums
$T_d$	äquivalente Detektortemperatur
$T_{oc}$	Transmission des Auskoppelspiegels

$\delta t_p$	Laserpulslänge (halbe $e^{-1/2}$ -Breite der Intensität)
$\Delta t_{on/off}$	zeitlicher Abstand zwischen zwei Laserpulsen
<b>u</b>	Emissionsebene
<b>v</b>	Empfangsebene
<b>V</b>	Resonatorverluste ohne Auskopplung
$v_{ft}, v_{ft_{on}}, v_{ft_{off}}$	erwartete und gemessene Geschwindigkeiten eines festen Rückstreuziels
$v_n$	Transfargeschwindigkeit der atmosphärischen Wirbel
$v_{  }$	Windgeschwindigkeit in Blickrichtung
<b>w</b>	Detektorebene
$z, z_1, z_2$	Entfernungen vom Systemstandort
$dz$	Entfernungsauflösung
$\Delta z$	= $ z_1 - z_2 $
$z_f$	Fokuslage des emittierten Strahls
$z_i$	vertikale Ausdehnung der Grenzschicht

### Griechische Symbole

$\alpha, \alpha_R, \alpha_M$	atmosphärischer Extinktionskoeffizient, bzgl. Rayleigh- bzw. Aerosolstreuung
$\alpha_{H_2O}$	Absorptionskoeffizient von Wasserdampf
$\alpha_j$	Absorptionskoeffizienten des Gases $j$
$\alpha_{on}, \alpha_{off}$	Extinktionskoeffizienten für $\lambda_{on}$ und $\lambda_{off}$
$\alpha_r$	Restextinktion ohne die Absorption des zu untersuchenden Gases
$\Delta\alpha$	= $\alpha_{on} - \alpha_{off}$
$\beta$	atmosphärischer Rückstreukoeffizient
$\beta_M$	Partikelrückstreukoeffizient
$\beta_{on}, \beta_{off}$	Partikelrückstreukoeffizienten für $\lambda_{on}$ und $\lambda_{off}$
$\beta_R$	Rayleighrückstreukoeffizient
$\Gamma_C$	Linienbreite durch Stoßverbreiterung
$\Delta\Gamma_C$	Druckverschiebung des Absorptionsmaximums
$\Gamma_D$	Linienbreite durch Dopplerverbreiterung
$\Gamma_{H_2O}$	Gesamtlinienbreite der Absorptionslinie
$\partial$	partielle Ableitung
$\eta$	Systemeffizienzparameter
$\eta_C$	Temperaturexponent der Stoßverbreiterung
$\eta_e$	Systemeffizienz bezüglich der optischen Abstimmung von LO und Signal
$\eta_{misc}$	Systemeffizienz bezüglich sonstiger unberücksichtigter Effekte
$\eta_N$	Systemeffizienz bezüglich quantenlimitierten Rauschens

$\eta_q$	Quanteneffizienz des Detektors
$\eta_T$	Systemeffizienz bezüglich Turbulenzeffekte der Atmosphäre
$\eta_\tau$	Effizienzparameter bezüglich der Transmission von Sekundäroptiken
$\kappa$	$= 2\pi/\lambda$ Wellenzahl
$\Lambda$	Absorptionslinienform
$\lambda$	Wellenlänge
$\lambda_{off}$	Wellenlänge geringer Absorption
$\lambda_{on}$	Wellenlänge des Absorptionszentrums
$\Delta\lambda$	$=  \lambda_{on} - \lambda_{off} $
$\nu$	optische Lichtfrequenz, Wellenzahl
$\Delta\nu$	$=  \nu_{LO} - \nu_p $ Frequenz des F0-Pulses
$\Delta\nu_{AOM}$	Frequenzverschiebung durch den AOM
$\delta\nu_c$	Frequenzänderung während des Laserpulses, Chirp
$\Delta\nu_D$	Frequenzverschiebung aufgrund des Dopplereffekts
$\hat{\Delta\nu}_D$	geschätzte Dopplerverschiebung
$\delta\nu_k$	spektrale Breite der Datenerfassungskanäle
$\delta\nu_L$	Frequenzdrift durch Änderung der Resonatorlänge
$\nu_{LO}$	optische Frequenz des LO
$\Delta\nu_{LO}$	Schwankung der LO-Frequenz
$\nu_m$	Frequenz longitudinaler Moden
$\Delta\nu_m$	Frequenzabstand longitudinaler Moden im Resonator
$\nu_N$	Nyquistfrequenz
$\nu_p$	optische Frequenz des Laserpulses
$\Delta\nu_p$	$= \nu_p - \nu_{seed}$ Frequenzabweichung des Laserpulses von der Seedfrequenz
$\delta\nu_p$	halbe $e^{-1/2}$ -Breite des Laserpulsleistungsspektrums
$\nu_s$	optische Frequenz der rückgestreuten Photonen
$\Delta\nu_s$	$= \nu_s - \nu_{LO}$ Frequenz des Heterodynsignals
$\hat{\Delta\nu}_s$	Schätzwert für $\Delta\nu_s$
$\nu_{seed}$	optisch Frequenz des Seedstrahls
$\nu_{Sp}$	Frequenz des Spikings
$\nu_w$	Frequenz atmosphärischer Wirbel
$\xi$	Exponent von $\lambda$ bzgl. Änderung der Rückstreuung versch. Streuvorgänge
$\xi_C$	Temperatur exponent der Druckverschiebung
$\rho, \rho_{H_2O}, \rho_j$	Teilchendichte des Wasserdampfs bzw. des Gases $j$
$\rho_s$	laterale Phasenkohärenzlänge des Specklemusters
$\rho_T$	laterale Phasenkohärenzlänge der Turbulenz
$\sigma_{21}$	stimulierter Emissionsquerschnitt
$\Delta\sigma_a$	$= \Delta\sigma_{a,H_2O}$ Absorptionsquerschnitt von Wasserdampf

$\sigma_{a,j}$	Absorptionsquerschnitt des Gases $j$
$\Delta\sigma_{a,j}$	$=  \sigma_{a,j}(\lambda_{on}) - \sigma_{a,j}(\lambda_{off}) $ differentielle Absorption
$\sigma_{\Delta\sigma_{a,j}}^2$	Varianz der differentiellen Absorption
$\sigma_f$	Fehler des Schätzoperators
$\sigma_\rho^2$	statistische Varianz der Wasserdampfteilchendichte
$\sigma_p$	Fehler des Drucks
$\sigma_T$	Fehler der Temperatur
$\sigma_v$	Breite der Geschwindigkeitsverteilung atmosphärischer Streuer
$\delta\tau$	Signalkorrelationszeit
$\tau_{21}$	Lebensdauer des oberen Laserniveaus
$\tau_c$	Photonenlebensdauer im Resonator
$\tau_D$	Dämpfungskonstante des Spikings
$\tau_{od}$	optische Dicke
$\tau_s$	charakteristische Zeitkonstante des Specklemusters
$\tau_T$	charakteristische Zeitkonstante der Turbulenzfluktuationen
$\Phi$	Anzahl kohärent nachgewiesener Photoelektronen
$\phi_p, \phi_0$	Photonenflußdichten im Resonator
$\Delta\varphi$	relative Phasenlage zwischen $\Psi_s$ und $\Psi_{LO}$
$\Psi_p$	optisches skalares Feld des emittierten Laserpulses
$\Psi_{RPLO}$	optisches skalares Feld des RPLO
$\Psi_s$	optisches skalares Feld des gestreuten Laserpulses
$\Delta\omega_s$	$= \omega_s - \omega_{LO}$
$\Omega$	beschreibende Größe des räumlichen Mittelungsprozesses
$\omega_0$	Radius der Strahltaile
$\omega_{LO}$	$= 2\pi\nu_{LO}$ optische Frequenz des LO
$\delta\omega_M$	Frequenzbreite der Partikelstreuung
$\omega_p'$	$= 2\pi\nu_p$ optische Frequenz des Laserpulses
$\delta\omega_R$	Frequenzbreite der Rayleighstreuung
$\omega_s$	$= 2\pi\nu_s$ optische Frequenz des Signals

# Abkürzungen

AC	Wechselstrom
AD	analog-digital
AOM	Akkustooptischer Modulator
APD	Avalanche-Photodiode
ASE	verstärkte Spontanemission
BALTEX	Baltic Sea Experiment
BBO	$\beta$ -Bariumborat
CFT	konfokales Interferometer
CRB	Cramer Rao lower bound
DC	Gleichstrom
DIAL	Differential Absorption Lidar
EMI	elektromagnetische Interferenz
FI	Faraday Isolator
FFT	schnelle Fourier-Transformation
FPI	Fabry-Perrot-Interferometer
FSR	freier Spektralbereich
FWHM	volle Halbwertsbreite
h	Stunde
IR	infraroter Wellenlängenbereich
$\lambda/2$ -, $\lambda/4$ -Platte	Verzögerungsplatten für die Polarisationsdrehung
LACE'98	Lindenberger Aerosol Charakterisierungsexperiment 1998
Lidar	Light detection and ranging
LO	lokaler Oszillator
min.	Minute
MLE	maximum likelihood estimator
MOPO	Master-Oszillator-Power-Oszillator
MPI-HH	Max-Planck-Institut für Meteorologie in Hamburg
NN	Normal Null
OPO	Opto-Parametrischer-Oszillator
PEP in BALTEX	Pilot study of Evaporation and Precipitation in the Baltic Sea

PI	Firma Physikalische Instrumente GmbH
PMT	Photomultiplier
Q-switch	Güteschalter
RASS	Radio Acoustic Sounding System
RPLO	rückwärts propagierender lokaler Oszillator
Seeder	Dauerstrichlaser zum Seeden des Slaves
s, p	Polarisationsrichtungen senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene
SI-APD	Silizium-Avalanche-Photodiode
Slave	Pulsverstärker
SLM	Single Longitudinal Mode, Einfrequenzbetrieb
TEM <sub>00</sub>	Lasergrundmode
UT	Universal Time
UV	ultravioletter Wellenlängenbereich
YAG	Yttrium Aluminium Granat
YLF,	YVO, GLASS, YALO, YSGG: versch. Kristalle



# Tabellenverzeichnis

2.1	<i>Voraussetzungen für die Herleitung von <math>\eta_e</math> und <math>\eta_T</math></i>	22
3.1	<i>Übersicht vibronischer Lasermaterialien und Nd:YAG.</i>	39
3.2	<i>Charakteristiken der Absorptionslinien nach ROTHMAN ET AL. [2000].</i>	41
4.1	<i>Anforderungen und Zielvorgaben für das Lasersystem</i>	44
4.2	<i>Parameter für die Simulation.</i>	50
5.1	<i>Eigenschaften des Seedlasers.</i>	70
5.2	<i>Abstimmbereiche der einzelnen Emissionslinien im Seedlaser.</i>	70
5.3	<i>Eigenschaften des Slavelasers mit 250 Hz.</i>	80
5.4	<i>Eigenschaften des Slavelasers mit 400 Hz.</i>	83

# Abbildungsverzeichnis

2.1	<i>Geeignete Linienstärken unter Standardbedingungen</i> . . . . .	11
2.2	<i>Relativer Fehler in der Teilchendichte durch Temperaturfehlschätzung</i> .	12
2.3	<i>Schematisches Heterodynempfangssystem</i> . . . . .	16
2.4	<i>Übersicht über die beteiligten Frequenzen</i> . . . . .	28
2.5	<i>Typisches über 2.5 min. gemittelttes Leistungsspektrum</i> . . . . .	30
2.6	<i>Die Cramer-Rao-Lower-Bound</i> . . . . .	32
2.7	<i>Vergleich zwischen den CRBs für 10000 und 5000 Schuß</i> . . . . .	33
3.1	<i>Wasserdampfspektroskopie bei den jeweiligen Laserübergängen</i> . . . .	41
4.1	<i>Entwicklung von <math>C_n^2</math> mit der Höhe und die optische Dicke des Wasserdampf</i> . . . . .	48
4.2	<i>Statistischer Fehler <math>\sigma_\rho/\rho</math> unter Variation von der Lage des Teleskopfokus und des Strahlradius</i> . . . . .	51
5.1	<i>Absorptionskoeffizient von YAG mit 1.1%at. Nd<sup>3+</sup>-Dotierung</i> . . . . .	53
5.2	<i>Stimulierter Emissionsquerschnitt von Nd:YAG und Transmission des Auskoppelspiegels</i> . . . . .	56
5.3	<i>Verhältnis der Auskoppelgrade bei gleicher Laserschwelle <math>P_S</math> für die Wellenlängen 1112 nm und 1064 nm.</i> . . . . .	57
5.4	<i>Transmission des Etalons und Emissionsquerschnitt des Nd:YAG</i> . . . .	58
5.5	<i>Schematischer Aufbau eines Quasi-Ring-Resonators.</i> . . . . .	60
5.6	<i>Abstimmung des Seedlasers auf die Wasserdampfabsorption.</i> . . . . .	63
5.7	<i>Strahlradius der TEM<sub>00</sub>-Lasermode im Kristall in Abhängigkeit der thermischen Linse.</i> . . . . .	64
5.8	<i>Mechanischer Aufbau des Seedlasers.</i> . . . . .	65
5.9	<i>Funktionsweise der Stabilisierung.</i> . . . . .	68
5.10	<i>Abtastung der Emissionsfrequenz des Seeders durch das Interferometer</i>	69
5.11	<i>Kurzzeitstabilität des Seeders im Zeit- und Frequenzraum</i> . . . . .	72
5.12	<i>Stabilität des Seeders mit und ohne aktive Stabilisierung</i> . . . . .	73
5.13	<i>Amplitudenoszillationen des Seeders (Spiking) und deren Spektrum</i> . .	73

5.14	Aufbau des Pulsverstärkers. . . . .	74
5.15	Pumpfokussierung des 250 Hz-Systems. . . . .	77
5.16	Strahlpropagation der Slavemode im 250 Hz Resonator . . . . .	78
5.17	Modenspektrum des Slaves mit und ohne Seeding . . . . .	79
5.18	Heterodynsignal und Pulsform des 250 Hz Lasers . . . . .	79
5.19	Pumpfokussierung des 400 Hz-Systems. . . . .	80
5.20	Strahlpropagation der Slavemode im 400 Hz Resonator . . . . .	81
5.21	Heterodynsignal und Pulsform des 400 Hz Lasers . . . . .	82
5.22	Statistik des Frequenzoffsets zwischen LO und Slave. . . . .	82
5.23	Aufbau der optischen Auswahlschaltung für die Seedlaser . . . . .	85
5.24	Entwicklung des Radius des Ausgangsstrahls und des RPLO . . . . .	86
6.1	Bodendaten für die Messung am 07.08.1998 . . . . .	88
6.2	Die relative Rückstreuleistung, deren Gradient und der Vertikalwind in der Grenzschicht am Nachmittag des 07.08.1998 über Lindenberg . . .	89
6.3	Radiosondendaten um 13:02 UT und 16:48 UT am 07.08.1998 . . . . .	91
6.4	Radiosondendaten um 6:54 UT und 10:45 UT am 10.08.1998 . . . . .	93
6.5	Die zeitliche Entwicklung der turbulenten Grenzschicht am 10.08.1998 in Lindenberg . . . . .	94
6.6	Varianzspektrum des Vertikalwindes für die Messung am 10.08.1998 . .	95
6.7	Die Wasserdampfmessung vom 25.05.2000 . . . . .	98
6.8	Das Wasserdampfvarianzspektrum vom 25.05.2000 . . . . .	99
6.9	Die Windmessung vom 25.05.2000 . . . . .	101
6.10	Die Windmessung vom 10.05.2000 . . . . .	101
6.11	Die Wasserdampfmessung vom 10.05.2000 . . . . .	103
A.1	Datenstrang einer Einzelmessung, hier: $\lambda_{on}$ . . . . .	109
A.2	Normierte Rückstreuspektren aus den verschiedenen Entfernungen . . .	110
A.3	Schematische Darstellung der Entfernungsmittelung . . . . .	111

# Kapitel 1

## Einleitung

Wasserdampf ist eines der wichtigsten Spurengase in der Atmosphäre. Durch das hohe Treibhauspotential und die großen Mengen von Wasserdampf in der unteren Troposphäre (Grenzschicht), dominiert der Wasserdampf den natürlichen Treibhauseffekt. Dabei ist heute noch unklar, wie sehr eine wachsende Temperatur durch den anthropogenen Treibhauseffekt zu einer Erhöhung des Wasserdampfgehaltes in der Atmosphäre und so zu einer Verstärkung dieses Effekts führt. Ebenso ist es möglich, daß eine damit verbundene verstärkte Wolkenbildung und somit eine im globalen Mittel erhöhte Albedo eher einen abschwächenden Puffereffekt auf den anthropogenen Teil des Treibhauseffekts zur Folge haben kann (IPCC [1996]).

Weiterhin beeinflußt der Wasserdampfhaushalt und der gesamte hydrologische Zyklus direkt das regionale und globale Klima, sowie das Wettergeschehen durch Verdunstung, Niederschlag und Abfluß. Die Energie der latenten Wärme, die während des Verdunstungsprozesses im Wasserdampf gespeichert wird, treibt die Zirkulation und die Dynamik der Atmosphäre an. Die Natur dieser Prozesse kann mit der Quantisierung der Wasserdampfverteilung und dem vertikalen Transport von Feuchte und latenter Wärme untersucht werden. Die Kopplung zwischen Erdboden und Atmosphäre durch diesen Vertikalaustausch findet innerhalb der Grenzschicht im wesentlichen durch turbulente Transportvorgänge statt. Die Turbulenz in der unteren Troposphäre (Grenzschicht) ist der wichtigste Transportmechanismus für Wasserdampf in das atmosphärische System.

Obwohl diese Zusammenhänge qualitativ durchaus bekannt sind, sind diese Prozesse quantitativ weder durch Modelle noch Messungen mit ausreichender Genauigkeit für heterogene regionale Gebiete abzuschätzen. Inhomogenität des Bodens und der Vegetation führen zu örtlich stark variierendem vertikalen Wasserdampffluß, der durch einzelne Bodenflußmessungen kaum regional zu quantifizieren ist. Messungen des Wasserdampfes durch Fernerkundung in größeren Höhen über dem Boden (mittlere Grenzschicht) repräsentieren jedoch ein größeres Gebiet, so daß auch heterogene Bo-

denstrukturen im Mittel gut quantifizierbar werden. Das Fernziel dieser Arbeit liegt in der Messung des turbulenten Wasserdampftransports in der Grenzschicht. Jedoch sind auch die Einzelmessungen von Vertikalwind, Wasserdampf und Aerosolrückstreuung, die für sich genommen schon sehr interessante Meßgrößen sind, wichtig für die Charakterisierung der meteorologischen Struktur der Grenzschicht.

Die Turbulenz in der Grenzschicht kann durch Überlagerung von Wirbeln verschiedener Größen beschrieben werden, die auf komplexe Weise miteinander wechselwirken. Wird dabei die Turbulenzstruktur großer Wirbel bis in den Frequenzbereich, in dem die Wirbel ohne Energieaustausch mit der Umgebung von großen zu kleineren Wirbeln zerfallen (Inertialbereich) meßtechnisch erfaßt, so wird auch der Hauptteil des Transportes einer mitgemessenen Größe durch diese Wirbel wiedergegeben. Um den turbulenten Wasserdampffluß quantifizieren zu können, sollte bei typischen Grenzschichthöhen in mittleren Breiten von ca. 500 m bis 2000 m die Höhenauflösung besser als 100 m und die Reichweite bis zur oberen Grenzschichthöhe betragen. Die zeitliche Auflösung ist bei bodengebundenen Systemen von der Horizontalgeschwindigkeit abhängig, mit der die Wirbel über das Meßsystem bewegt werden. Bei typischen Horizontalwindgeschwindigkeiten von ca. 5-10 m/s treten relevante Wirbel in zeitlichen Abständen von ca. 1-7 Minuten auf. Die Messungen sollten demnach eine zeitliche Auflösung von 60 s oder schneller aufweisen. Eine hohe absolute Meßgenauigkeit von Vertikalwind und Wasserdampf ist nicht nötig, nach BÖSENBERG ET AL. [1996] sollte 10% Genauigkeit hier ausreichen. Es ist jedoch notwendig, eine sehr gute relative Genauigkeit zu erreichen ( $\lesssim 3\%$ ), da nur kleine Schwankungen zu den Flüssen führen und sich die Kovarianz aus kleinen Differenzen großer Werte ergibt. Für den Vertikalwind reicht hier in der Regel eine Genauigkeit von 10 cm/s aus.

Die DIAL-Technik ist eine weit verbreitete und anerkannte Methode für die Messung von Teilchendichten, insbesondere von Wasserdampf. In dieser Arbeit wird gezeigt, daß die Verwendung der DIAL-Technik für entfernungsaufgelöste Messungen von Wasserdampf unter Anwendung des Heterodynempfangs möglich und sinnvoll ist.

Für die Messung von Vertikalwind mit einem Lidar gibt es zwei erprobte Methoden. Die sogenannte Edge-Technik ist eine direkte Messung der Rückstreuleistung, die vor dem Nachweis durch hochstabilisierte schmalbandige Filter geführt wird, wodurch auf die Frequenzverschiebung der gestreuten Laserstrahlung aufgrund des Dopplereffekts geschlossen und diese in Geschwindigkeit der Streupartikel umgerechnet werden kann. Messungen dieser Art haben typische Auflösungsvermögen von 0.5-1 m/s (KORB ET AL. [1998]) und sind daher für die Anwendung für Vertikalwind, die hier eine Genauigkeit von 0.1 m/s erreichen sollen, nicht geeignet. Nur ein System, das mit dem Heterodynempfang arbeitet, bietet die notwendige Auflösung und Genauigkeit in der Messung

des Vertikalwindes. Dabei wird die Interferenzfrequenz zwischen empfangenem Licht und einem lokalen Oszillator bekannter Frequenz gemessen und so auch hier auf die Dopplerverschiebung der Lichtfrequenz durch den Streuvorgang geschlossen. Mit dieser Methode konnten schon Luftbewegungen von  $< 5$  cm/s aufgelöst werden (GRUND ET AL. [1997]).

Bisher wurde turbulenter Stofftransport in der Grenzschicht nur aus den Daten physikalisch getrennter Systeme für Vertikalwind und Wasserdampf über die Eddy-Korrelations-Methode (STULL [1988]) errechnet. Idealerweise stehen die Geräte nahe beieinander, jedoch messen sie nicht in exakt dem selben Volumen. Die erste Messung des vertikalen Wasserdampfes mit aktiver Fernerkundung wurde mit einer Kombination aus Wasserdampflidar und Vertikalwindradar, die in einem Abstand von ca. 15 m zueinander standen, von SENFF [1993] durchgeführt. Die Instrumente waren jedoch groß, schwer, teuer, schwierig zu bedienen und hatten einen hohen Strombedarf. Zudem führten die sehr unterschiedlichen Größen der Meßvolumina der beiden Instrumente zu Interpretationsproblemen. Eine weitere Messung des latenten Wärmeflusses wurde von GIEZ ET AL. [1999] vorgestellt. Hier ist mit zwei Lidarsystemen im Abstand von ca. 3 m voneinander und in ähnlichen Ausdehnungen der atmosphärischen Volumina gemessen worden, wovon je eines für Wasserdampf bzw. Wind eingesetzt wurde. Diese Systeme boten jedoch keinen weiteren Vorteil gegenüber SENFF [1993] in Bezug auf die Tauglichkeit für den Feldeinsatz.

Die Einzigartigkeit der vorliegenden Systemidee liegt vor allem in der simultanen Messung von Vertikalwind und Wasserdampf *im selben Meßvolumen*. Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit und das Nahziel dieser Entwicklung ist

- ⇒ die Erstellung eines kompakten Meßgerätes für die zeitlich und räumlich hochauflösende Messung von Vertikalwind in der Grenzschicht, die die Genauigkeitsanforderungen von turbulenten Flußmessungen erfüllt und das zuverlässig im Dauerbetrieb auch auf Feldexperimenten betrieben werden kann,
- ⇒ mit diesem System Wasserdampfprofile zu messen und daraus, sowie aus der theoretischen Aufarbeitung des Empfangssignals, eine Systemerweiterung für höchaufgelöste Wasserdampfmessungen zu berechnen,
- ⇒ sowie die qualitative Messung der Aerosolrückstreuung nachzuweisen.

Es kann jedoch nicht erwartet werden, daß in dieser ersten Entwicklungsstufe die Anforderungen an Genauigkeit und Auflösung der Wasserdampfmessungen den Anforderungen für die Bestimmung des turbulenten Wasserdampfes genügen. Vielmehr soll aus den vorgelegten Messungen eine entsprechende Erweiterung der Systemleistung skalierbar sein.

Nach einer kurzen Einführung in die hier beteiligten atmosphärischen Streuprozesse und einer Beschreibung der optischen und elektronischen Lidarsignale, wird in Kap. 2 der theoretische Hintergrund des Heterodynempfangs und die mögliche Realisierung einer DIAL-Auswertung mit dem Heterodynsignal untersucht. In Kap. 3 wird ein aktives Lasermaterial gesucht, das die lasertechnischen und spektroskopischen Voraussetzungen erfüllt, die für ein kompaktes und effizientes Heterodyn-DIAL-System notwendig sind. Ob mit diesem Material unter realistischem Aufwand und standardisierten atmosphärischen Bedingungen eine Signalgüte für die sinnvolle Auswertung von Wasserdampf erreicht werden kann, zeigt das Kap. 4, bevor in Kap. 5 zunächst die notwendigen theoretischen Grundlagen für die anschließend beschriebene Laserentwicklung und die Entwicklung des Gesamtsystems beschrieben werden. In Kap. 6 werden Vertikalwindmessungen gezeigt, die mit dem hier beschriebenen System auf Meßkampagnen in Lindenberg und auf Gotland (Schweden) aufgezeichnet werden konnten. Ebenso werden hier erstmals entfernungs aufgelöste Wasserdampfmessungen mit einem Heterodyn-DIAL-System vorgestellt, die unter Laborbedingungen am Max-Planck-Institut in Hamburg entstanden sind. Vor einem kurzen Resumee am Ende der Arbeit wird noch ein Ausblick gegeben, wie sich die Datenqualität und die zeitliche Auflösung noch weiter verbessern läßt, um auch Wasserdampfflüsse mit dem vorgestellten Gerät hochaufgelöst messen zu können.

# Kapitel 2

## Das atmosphärische Signal

### 2.1 Das optische Rückstreusignal

Von MIDDLETON & SPILHAUS [1953] wurde die Bezeichnung 'Light detection and ranging' (Lidar) für gepulste Lichttechniken eingeführt. Heute hat sich der Begriff für atmosphärische Messungen, die Laser als aktive Lichtquellen nutzen, durchgesetzt. Am häufigsten wird hier auf gepulste Systeme zurückgegriffen, deren Licht in die zu untersuchende Gegend oder Richtung geleitet wird, wo es durch Moleküle und größere Partikel (Aerosole, Tröpfchen, etc.) anteilig gestreut oder absorbiert wird. Ein kleiner Teil der gestreuten Energie wird in die Richtung einer geeigneten Empfangsoptik geworfen und auf einen Detektor geleitet, der in der Regel beim Sendesystem steht oder in dieses integriert ist. Da der Rückstreuprozess des ausgesandten Laserlichtes an den atmosphärischen Partikeln als kurz gegen die Laufzeit des Lichts anzusehen ist, ist in einem gepulsten System die Zeitdifferenz zwischen Aussenden des Pulses und Empfang des Signals proportional zu der Entfernung der Rückstreuer. Dieses ermöglicht die räumliche Auflösung der Messungen. Die auf einen Detektor zurückgestreute Energie wird von diesem in das auszuwertende elektrische Signal umgesetzt. Die Stärke dieses Signals hängt von den Extinktionseigenschaften des durchstreiften Mediums und den Rückstreueigenschaften der Streupartikel ab. Um Informationen über einen dieser beiden Parameter zu erhalten, muß der andere bekannt sein oder Annahmen über ihn gemacht werden. Beide Eigenschaften sind stark wellenlängenabhängig. Die Absorption des ausgesandten Lichts erhöht sich, wenn dessen Wellenlänge mit der Absorptionslinie eines atmosphärischen Gases zusammenfällt. Ebenso sind Rückstreu- und Turbulenzefekte von der Wellenlänge abhängig, beide werden mit kürzerer Wellenlänge verstärkt. Die Wahl der Wellenlänge kann also die relative Intensität eines Effektes verstärken oder vermindern. Die Schmalbandigkeit von Lasern ermöglicht die genaue Spezifikation der Wellenlänge und eine gute Bündelung der Energie über große Entfernungen.



### 2.1.1 Streueigenschaften der Atmosphäre

Neben den elastischen Streuvorgängen des Laserlichts an Molekülen (Rayleighstreuung) und größeren Luftpartikeln (z.B. Miestreuung) treten inelastische Streuprozesse an Molekülen (Raman-, Brillouinstreuung) und Fluoreszenz auf. Für diese Arbeit sind jedoch nur die elastischen Streuvorgänge wichtig, da entweder die Wellenlänge durch den Streuprozess stark verändert wird, oder die Streuung zeitversetzt und mit vernachlässigbarer Effizienz auftritt. Die beschreibende Größe für die Rückstreuung ist der Rückstreuungskoeffizient  $\beta$ , der hier sinnvoll in die Teile Rayleighrückstreuungskoeffizient  $\beta_R$  und Partikelrückstreuungskoeffizient  $\beta_M$  aufgespalten werden kann. Die Rückstreueigenschaften der beiden Prozesse unterscheiden sich durch mehrere Aspekte.

Rayleighstreuung findet an Teilchen statt, die vernachlässigbar klein gegenüber der zu streuenden Wellenlänge und so als punktförmig anzusehen sind. In der Regel sind diese Streuer so klein (Moleküle), daß sie neben der mittleren Bewegung der Gesamtmasse des Streuvolumens (Wind) eine individuelle thermische Bewegung ausführen. Das gestreute Licht entsteht jedoch nicht aus einem singulären Streueignis mit einem sich gleichförmig bewegendem Teilchenensemble. Das Rückstreusignal entspricht vielmehr einer Überlagerung vieler einzelner Streueignisse, die individuell der Frequenzverschiebung durch den Dopplereffekt aufgrund der Radialgeschwindigkeiten der einzelnen Teilchen unterworfen sind. Dadurch wird die Frequenz des gestreuten Lichts gegenüber der des ausgesandten stark verbreitert (Dopplerverbreiterung). Bei typischen thermischen Geschwindigkeiten um 400 m/s liegt die Frequenzverbreiterung  $\delta\omega_R(\lambda=1\mu\text{m})$  durch die Rayleighstreuung bei ca.  $\pm 400$  MHz. Der Rückstreuquerschnitt für punktförmige Streuer ist proportional zu  $\lambda^\xi$  mit  $\xi = -4$  (z.B. ELTERMAN [1968]). Kurzwellige Strahlung (ultraviolette und sichtbare) wird somit sehr viel stärker durch Moleküle gestreut als langwellige (infrarote).

Streuung an größeren Luftpartikeln (Aerosole), die nicht mehr vernachlässigbar klein gegenüber der Wellenlänge sind, kann durch die Komplexität der Teilchenformen und -materialien nur numerisch beschrieben werden. Die Theorie von MIE [1908] beschreibt analytische Lösungen für die Streuung an sphärischen Partikeln mit komplexem Brechungsindex. Die Streuung an Aerosolteilchen wird oft als Mie-Streuung bezeichnet, da diese Theorie für die meisten Anwendungen zufriedenstellende Näherungen liefert. Die Aerosole sind in der Regel so schwer, daß sie sich nur mit der mittleren Luftbewegung angepaßt mitbewegen. Für ein typisches Teilchen von der Größe  $1\mu\text{m}$  ( $10^{-15}$  kg) beträgt die thermische Geschwindigkeit nur noch ca. 3 mm/s. Die Bewegung der Aerosole kann somit als gute Meßgröße für den mittleren Wind genutzt werden. Die Frequenzverschiebung des zurückgestreuten Signals durch den Dopplereffekt bleibt schmalbandig, da sich alle Miestreuer einer Raumzelle in nahezu gleicher Relativgeschwindigkeit zum

Meßsystem bewegen. Die spektrale Breite der gestreuten Strahlung  $\delta\omega_M$  setzt sich aus dem Spektrum der einfallenden Strahlung und der Varianz der Windfluktuationen im Meßvolumen während der Mittelungszeit (Turbulenz) zusammen. Die Wellenlängenabhängigkeit der Partikelstreuung hängt von deren Form, der Lage im Raum, der chemischen Beschaffenheit und der Hydrierung des Aerosols ab. Es kann in der Regel wieder eine Proportionalität zu  $\lambda^\xi$  angenommen werden, jedoch ist  $\xi$  hier sehr variabel und kann für verschiedene Aerosoltypen (maritim, kontinental, ...) Werte zwischen -1 und 1 annehmen (VÖLGER [1993]), d.h. die Rückstreuung kann sogar mit der Wellenlänge zunehmen.

Streuereignisse an noch schwereren Partikeln, die sich nicht mit dem Wind mitbewegen (z.B. fallende Tröpfchen), verhindern die Bestimmung der eigentlichen Luftbewegungen, da das Signal dieser Streuer in der Regel das Signal der kleinen Luftpartikel überlagert. In diesem Falle wäre es interessant zu untersuchen, ob die Tröpfchengröße über die Fallgeschwindigkeit oder sogar die Größenverteilung (z.B. PRUPPACHER & KLETT [1978]) über das Rückstreuspektrum mit einem Heterodyn Lidar bestimmbar sind (s. Kap. 2.3).

### 2.1.2 Die Rückstreuleistung

In der Lidargleichung werden die Einflüsse der atmosphärischen Prozesse sowie systemimmanente Parameter auf das Lidar-Signal quantifiziert. Damit die Gleichung (2.1) in dieser Form gültig ist, müssen folgende Bedingungen gelten:

- ◇ die Streuung der Partikel ist inkohärent,
- ◇ Mehrfachstreuung trägt nicht signifikant zum Signal bei,
- ◇ der Streuprozess findet instantan relativ zur Pulslänge des Lasers statt,
- ◇ die Bandbreite des emittierten Lichtes ist ausreichend schmal (monochromatisch),
- ◇ die Wellenlänge ändert sich durch den Streuprozess nicht,
- ◇ Effekte, wie Turbulenz, beeinflussen das Signal nur vernachlässigbar.

Unter diesen Voraussetzungen, die für übliche Anwendungen in guter Näherung erfüllt sind, und unter der Annahme eines rechteckigen Laserpulses, sowie der Vernachlässigung des Hintergrundlichtes, gilt für die empfangene Leistung  $P_s$  im Moment  $(t - t_0)$  aus dem Streuvolumen in der Entfernung  $z = c \cdot (t - t_0)/2$  auf der Detektoroberfläche:

$$P_s(\lambda, z) = P_p(\lambda) \cdot \frac{2\delta t_p \cdot c}{2} \cdot \frac{A \cdot \eta(\lambda, z)}{z^2} \cdot \beta(\lambda, z) \cdot \exp\left(-2 \cdot \int_0^z \alpha(\lambda, z) dz\right) \quad , \quad (2.1)$$

wobei  $P_p$  die ausgesandte Pulsleistung bei  $t_0$  und Wellenlänge  $\lambda$ ,  $\delta t_p$  die Pulslänge,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit in Luft,  $A$  die auf den Detektor abgebildete Empfangsfläche,  $\beta$  der spektrale Volumenrückstreukoeffizient,  $\eta$  ein Systemeffizienzparameter und  $\alpha$  der atmosphärische Extinktionskoeffizient ist.

$\beta$  repräsentiert den Mittelwert der Rückstreuung einer Ansammlung vieler Streupartikel im Streuvolumen. In Wirklichkeit variiert die tatsächliche Rückstreuleistung erheblich in Raum und Zeit durch kohärente Überlagerungen der Streufelder einzelner Partikel. Die relativen Phasenverschiebungen der individuellen Streufelder führen zu einem variablen Interferenzmuster auf der Detektoroberfläche. Der konkrete Wert für  $\beta$  ist somit eine statistische Größe, deren Ensemblemittelwert in die Lidar-Gleichung (2.1) eingeht. Wie zu zeigen sein wird (s. Kap. 2.2.6), ist dieses im Heterodynempfang nicht mehr der Fall.

### 2.1.3 Das Signal/Rausch-Verhältnis

Ein idealer linearer Detektor, der mit  $P_s$  beleuchtet wird, produziert einen Signalstrom  $i_{dir}(t)$  von:

$$i_{dir}(t) = \frac{q\eta_q}{h\nu} \cdot M_d P_s \quad (2.2)$$

Hierbei wurde angenommen, daß die Quanteneffizienz des Detektors  $\eta_q$  auf dessen aktiver Fläche homogen ist.  $M_d$  bezeichnet die interne Verstärkung des Detektors, die bei Photodioden  $M_d = 1$  ist, bei Avalanche-Photodioden (APD) einen Wert bis zu  $10^3$  und bei Photomultipliern (PMT) bis zu  $10^7$  annehmen kann. Die Elementarladung  $q$ , die Photonenenergie  $h\nu$  und  $\eta_q$  lassen sich zu der Detektorempfindlichkeit  $R_o$  zusammenfassen:

$$R_o = \frac{q\eta_q}{h\nu} \quad (2.3)$$

Die äquivalente optische Rauschleistung ( $NEP_{opt}$ ) setzt sich aus drei Termen zusammen. Neben dem Signalquantenrauschen, das aus Rückstreusignal  $i_{dir}$  und Hintergrundlichtsignal  $i_b$  entsteht, findet man das Rauschen durch den Dunkelstrom  $i_{dunkel} = i_{ds} + M_d \cdot i_{db}$  mit seinen nicht verstärkbaren und verstärkbaren Anteilen  $i_{ds}$  und  $i_{db}$ , sowie das thermische Rauschen (Johnson Rauschen):

$$NEP_{opt}(z) = \frac{1}{M_d R_o} \left[ \underbrace{2qM_d^2 F_z (i_{dir}(z) + i_b)}_{\text{Quantenrauschen}} + \underbrace{2q(i_{ds} + M_d^2 F_z i_{db})}_{\text{Dunkelrauschen}} + \underbrace{4k_B T_d / R_L}_{\text{Johnson Rauschen}} \right]^{1/2} \quad (2.4)$$

Hierbei bezeichnet  $F_z$  einen Zusatzrauschfaktor (typisch für APDs),  $k_B$  die Boltzmannkonstante,  $T_d$  die äquivalente Detektortemperatur und  $R_L$  den Abschlußwiderstand. Für eine APD gilt  $M_d, F_z > 1$ , bei einem PMT ist  $F_z$  nur unwesentlich größer als eins und für negativ vorgespannte PIN-Dioden ist  $M_d = F_z = 1$ . Das Verhältnis von umgesetzter optischer Signalleistung  $\eta_q P_s$  zu  $NEP_{opt}$  innerhalb der Detektorbandbreite  $B_d$  wird mit  $SNR_{opt}$  bezeichnet:

$$SNR_{opt}(z) = \frac{\eta_q \cdot P_s(z)}{NEP_{opt}} \cdot \frac{1}{\sqrt{B_d}} \quad (2.5)$$

Da die elektrische Leistung  $P_{el}$  proportional zum Quadrat des Stroms und so zum Quadrat der optischen Leistung ist:

$$P_{el} = R_L \cdot i_{dir}^2 = R_L \cdot R_o^2 \cdot M_d^2 \cdot P_s^2 \quad , \quad (2.6)$$

gilt für die elektrische Rauschleistung  $NEP$  analog:

$$NEP = R_L \cdot R_o^2 \cdot M_d^2 \cdot NEP_{opt}^2 \quad . \quad (2.7)$$

Das Signal/Rausch-Verhältnis wird üblicherweise elektrisch angegeben:

$$SNR = \frac{P_{el}}{NEP \cdot B_d} = \frac{i_{dir}^2}{R_o^2 \cdot M_d^2 \cdot NEP_{opt}^2 \cdot B_d} \quad . \quad (2.8)$$

### 2.1.4 Das DIAL-Meßprinzip

Das DIAL-Verfahren (DIfferetial Absorption Lidar) nutzt die Lidarsignale, um Gas-konzentrationen in der Atmosphäre zeitlich und räumlich aufgelöst zu bestimmen. Die Teilchendichte  $\rho_j$  ist mit dem Absorptionskoeffizienten  $\alpha_j$  des Gases  $j$ , der sich additiv mit allen weiteren Extinktionen, die in  $\alpha_r$  zusammengefaßt seien, zu  $\alpha$  aus Gl. (2.1) zusammensetzt, und mit dem Absorptionsquerschnitt  $\sigma_{a,j}$  sowie der Molekülmasse  $m_j$  durch die Beziehung

$$\rho_j(z) = \frac{\alpha_j(\lambda, z)}{\sigma_{a,j}(\lambda)} \cdot m_j \quad (2.9)$$

verknüpft. Da man jedoch insbesondere Aerosolrückstreuung und Extinktion nicht genau kennt, schlug SCHOTLAND [1966] einen Kunstgriff vor. Es werden zwei Signale bei verschiedenen Wellenlängen erzeugt, von denen eine in einem Bereich starker Absorption durch das betrachtete Gas liegt ( $\lambda_{on}$ ), während die andere nur gering absorbiert wird ( $\lambda_{off}$ ). Wird der Logarithmus des Quotienten aus den beiden Signalen nach der Entfernung  $z$  differenziert, läßt sich  $\rho_j$  separieren. Nimmt man an, daß  $\rho_j(z)$  im Intervall  $\Delta z \stackrel{\approx}{=} |z_1 - z_2|$  konstant ist, ergibt sich die DIAL-Gleichung:

$$\bar{\rho}_j(z) = \frac{m_j}{2 \cdot \Delta \sigma_{a,j} \cdot \Delta z} \cdot \left[ \ln \left( \frac{P_s(\lambda_{on}, z_1) \cdot P_s(\lambda_{off}, z_2)}{P_s(\lambda_{on}, z_2) \cdot P_s(\lambda_{off}, z_1)} \right) + \bar{B}(z) + \bar{T}(z) \right] \quad , \quad (2.10)$$

wobei

$$\bar{B}(z) = \ln \left( \frac{\beta(\lambda_{on}, z_2) \cdot \beta(\lambda_{off}, z_1)}{\beta(\lambda_{on}, z_1) \cdot \beta(\lambda_{off}, z_2)} \right) \quad ,$$

$$\bar{T}(z) = -2 \cdot \Delta z \cdot [\bar{\alpha}_r(\lambda_{on}, z) - \bar{\alpha}_r(\lambda_{off}, z)]$$

und  $\Delta \sigma_{a,j} = |\sigma_{a,j}(\lambda_{on}) - \sigma_{a,j}(\lambda_{off})|$  ist. Der Querbalken über den verschiedenen Größen repräsentiert die Mittelung über den Bereich  $\Delta z$ . Ist  $\Delta \lambda = |\lambda_{on} - \lambda_{off}|$  hinreichend klein

und werden beide Signale innerhalb einer hinreichend kurzen Zeitspanne  $\Delta t_{on/off}$  aufgezeichnet, sind Differenzen in Rückstreu- und Restextinktionskoeffizienten vernachlässigbar und die Terme  $\bar{B}$  und  $\bar{T}$  verschwinden. In der Regel gilt dieses insbesondere für Wasserdampfmessungen, da die Absorptionslinien spektral sehr schmal sind und  $\Delta\lambda$  sehr klein gewählt werden kann (ANSMANN [1984]).  $\Delta t_{on/off}$  sollte nach SCHOTLAND [1974] und BÖSENBERG [1991] 1 ms nicht überschreiten, um bei typischen Strahldurchmessern und typischen orthogonalen Windkomponenten die Moleküle im Meßvolumen nicht vollständig auszutauschen. Diese sehr konservative Abschätzung geht davon aus, daß benachbarte Streupakete keine Korrelation zwischen den jeweiligen Extinktions- und Rückstreuoeffizienten aufweisen. Jedoch kann man davon ausgehen, daß bei einer zeitlichen Mittelung über mehrere Meßereignisse (Laserschüsse) die Korrelation zunimmt, solange sich die meteorologische Situation nicht stark oder sprunghaft ändert. So wurden schon DIAL-Messungen mit  $\Delta t_{on/off} \simeq 100$  ms und einem relativen Wasserdampffehler<sup>1</sup> von  $< 5\%$  vorgestellt (WULFMEYER [1998]).

## 2.1.5 Spektroskopische Anforderungen an die Absorptionslinien

Es gibt verschiedene Untersuchungen, die die Eigenschaften, die eine für DIAL-Messungen geeignete Wasserdampfabsorptionslinie aufweisen sollte (z.B. SCHOTLAND [1974]; ANSMANN [1985]; ISMAIL & BROWELL [1989]), behandeln. Die Anforderungen an die Spektroskopie variieren dabei mit den Vorgaben für akzeptable systematische Fehler in der Bestimmung der Teilchendichte, die auf Ungenauigkeiten in der Annahme von atmosphärischen Parametern wie Temperatur, Druck und dem zu erwartenden Wasserdampfsäulengehalt bis zur obersten Meßhöhe, der hauptsächlich durch die Bodentemperatur und die relative Feuchte (Klima) bestimmt ist, zurückzuführen sind. Das System sollte das Potential bieten, typische Gesamtfehler im Hauptmeßbereich (hier: ca. 300-1500 m) auf nicht größer als etwa 5% anwachsen zu lassen. Dieses bedeutet einen angemessenen Mittelweg aus meteorologischer Notwendigkeit und physikalischer Machbarkeit (BÖSENBERG [1998]). Fehler durch die Absorptionslinienparameter sollten daher unter dieser Vorgabe bleiben.

### 2.1.5.1 Geeignete Absorptionslinienstärken

Der Absorptionskoeffizient  $\alpha_{H_2O}$  durch die Wasserdampfmoleküle ergibt sich aus der zu bestimmenden Teilchendichte  $\rho_{H_2O}$ , der Absorptionslinienstärke  $S$  und einer Linienform  $\Lambda$ , die mit ausreichender Genauigkeit (ANSMANN [1985]; BÖSENBERG [1998])

<sup>1</sup>Zudem beruhte dieser Fehler dabei kaum auf der fehlenden Korrelation der Luftpakete.

als Voigt-Linienfunktion anzunehmen ist:

$$\alpha_{H_2O}(T, p, \lambda) = \frac{\rho_{H_2O}}{m_{H_2O}} \cdot S(T) \cdot \Lambda(T, p, \lambda) \quad (2.11)$$

$T$  und  $p$  bezeichnen die Temperatur und den Druck. Die Abhängigkeit der Linienstärke von der Temperatur ist gegeben durch (SCHOTLAND [1974]):

$$S(T) = S_0 \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1.5} \cdot \exp\left[\frac{E''}{k_B} \cdot \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right] \quad (2.12)$$

Der Parameter  $S_0 = S(T_0)$ ,  $T_0 = 296$  K kann ebenso wie die Grundzustandsenergie  $E''$

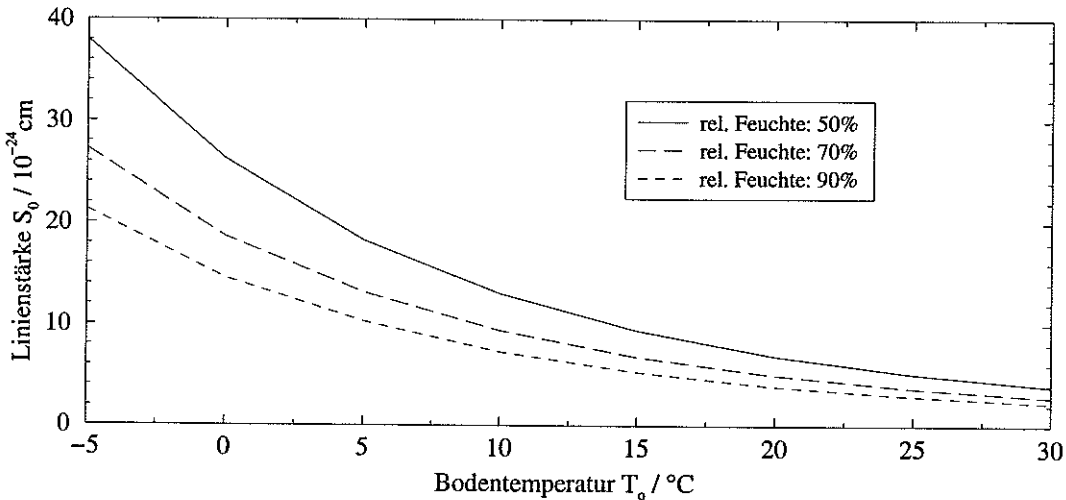


Abbildung 2.1: Geeignete Linienstärken (optische Dicke bis 2000 m ist 1.1) unter Standardbedingungen (s. Kap. 4.2.1) und verschiedener relativer Feuchten.

z.B. der Datenbank Hitran 2000 (ROTHMAN ET AL. [2000]) entnommen werden. Unter den in Kap. 4.2.1 als Standardatmosphäre beschriebenen Verhältnissen und verschiedenen relativen Feuchten liegen geeignete Linienstärken, die eine optische Dicke von ca. 1.1 zwischen Boden und 2000 m Höhe erzeugen, zwischen  $2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}$  ( $T_0 \approx 30^\circ\text{C}$ ) und  $> 30 \cdot 10^{-24} \text{ cm}$  ( $T_0 < 0^\circ\text{C}$ ) (s. Abb. 2.1). Da die optische Dicke keine starke Abhängigkeit von der Grundzustandsenergie und der Linienbreite für Stoßverbreiterung  $\Gamma_C$  zeigt, wurden hier mittlere Werte für die Berechnung der Daten in Abb. 2.1 mit  $E = 200 \text{ cm}^{-1}$  und  $\Gamma_C = 0.08$  angenommen.  $\Gamma_C$  geht in die Berechnung der Linienform  $\Lambda$  ein. In mittleren Breiten werden üblicherweise Linienstärken zwischen 5 und  $15 \cdot 10^{-24} \text{ cm}$  verwendet.

### 2.1.5.2 Einfluß der Temperaturschätzung auf den Meßfehler

Die Teilchendichte  $\rho$  in der DIAL-Gleichung (2.10) ist reziprok proportional zu der differentiellen Absorption  $\Delta\sigma_a$ . SCHOTLAND [1974] untersuchte den Einfluß der Varianz

$\sigma_{\Delta\sigma_a}^2$ , die durch Druck- und Temperaturunsicherheiten zustande kommt, auf den Fehlerbeitrag zur Teilchendichtebestimmung mit dem DIAL-Verfahren. Die daraus resultierende relative Varianz der Dichte  $\frac{\delta\rho_j^2}{\rho_j^2}|_T$  ist abhängig von der Grundzustandsenergie  $E''$  der Absorptionslinie, der Temperatur  $T$ , dem Verhältnis der Linienbreiten für Stoßverbreiterung  $\Gamma_C$  und Dopplerverbreiterung  $\Gamma_D$ , sowie dessen Temperaturexponenten  $\eta_C$ <sup>2</sup>:

$$\frac{\delta\rho_j^2}{\rho_j^2}|_T = \frac{\sigma_{\Delta\sigma_a}^2}{\Delta\sigma_a} = \left[ \frac{E''}{k_B T} + \eta_C - \frac{3}{2} - (\eta_C + \frac{1}{2}) \cdot Y \right]^2 \cdot \frac{\sigma_T^2}{T^2} + (Y - 1)^2 \cdot \frac{\sigma_p^2}{p^2} \quad (2.13)$$

Dabei ist

$$Y^{-1} = \left( \frac{\Gamma_C}{\Gamma_D} \right)^2 \cdot \ln(2) - \frac{1}{2} \quad (2.14)$$

und  $\sigma_T/T$  sowie  $\sigma_p/p$  der relative Fehler der angenommenen Werte von Temperatur bzw. Druck.

Für typische Linienparameter ist der resultierende Fehler aufgrund von Druckunsicherheiten so gering, daß er für  $\sigma_p^2/p^2 \leq 10\%$  nicht relevant ist. Der Druck ist mit der Höhe jedoch viel genauer bekannt, so daß dieser Fehler vernachlässigbar ist.

Abb. 2.2 zeigt  $\frac{\delta\rho}{\rho}|_T$  in Abhängigkeit von der Grundzustandsenergie.  $\frac{\delta\rho}{\rho}|_T$  ändert sich in der unteren Troposphäre nur wenig, so daß die dargestellten Werte, die für die Hö-

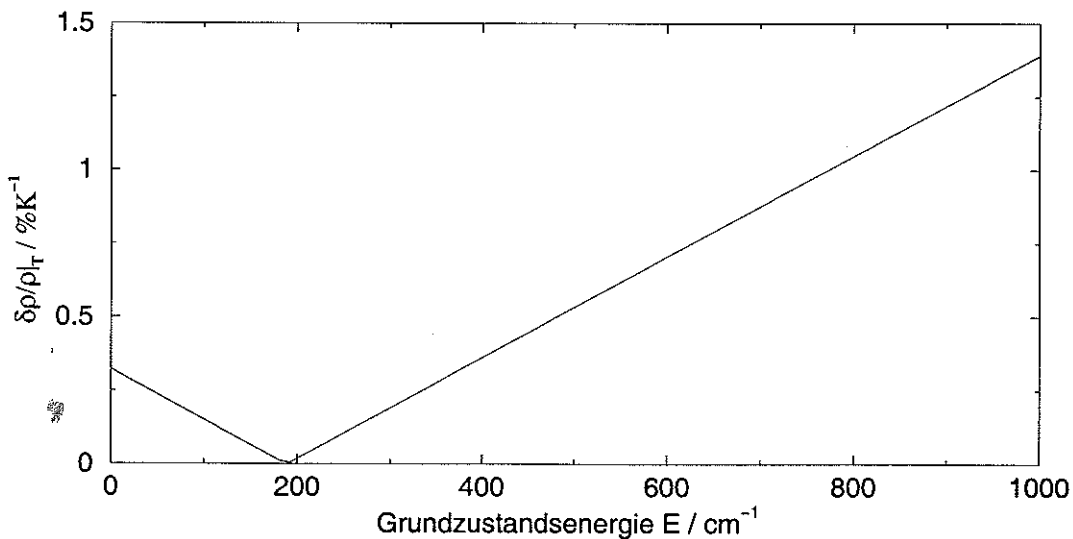


Abbildung 2.2: Relativer Fehler in der Teilchendichte  $\frac{\delta\rho}{\rho}|_T$  in 1000 m Höhe durch Temperaturfehlschätzung von 1 K.

he  $z = 1000$  m berechnet wurden ( $Y \simeq 0.1$ ,  $\eta_C = 0.68$ ), den gesamten Meßbereich gut repräsentieren. Fällt  $E = E''/hc$  in einen engen Bereich um ca.  $190 \text{ cm}^{-1}$ , so verursacht eine schlechte Temperaturabschätzung nur einen vernachlässigbaren Fehler. Nutzt

<sup>2</sup> $\eta_C \simeq 0.6 \dots 0.8$ , für alle hier verwendeten Linien gilt:  $\eta_C = 0.68$

man jedoch eine Absorptionslinie mit großer Grundzustandsenergie, so muß die Genauigkeit der Temperaturabschätzung den Meßanforderungen angepaßt werden. Typische Fehler in der Temperaturabschätzung durch Bodenwerte liegen in Grenzschichthöhe bei 3-5 K, so daß Linien mit  $E$  bis ca.  $800 \text{ cm}^{-1}$  mit ca. 1%/K relativem Fehler für DIAL-Messungen mit hohen Genauigkeitsanforderungen noch in Frage kommen. Bei höheren Werten für  $E$  müssen entweder die Anforderungen gelockert oder die Temperaturabschätzungen verbessert werden. Eine genaue Untersuchung der Meßfehler durch Temperaturabhängigkeit der Absorptionslinie findet man bei THEOPOLD [1990].

### 2.1.5.3 Verschiebung der Absorptionslinie mit dem Druck

Die Verschiebung des Absorptionsmaximums mit dem Luftdruck gegenüber dem Vakuumwert kann nicht vernachlässigt werden. Für Wasserdampfabsorptionslinien im Wellenlängenbereich um 720 nm gibt es ausführliche Messungen der Druckverschiebung (GROSSMANN & BROWELL [1989b]). Es wurde festgestellt, daß es hier einen linearen Zusammenhang zwischen der Linienbreite  $\Gamma_C$  und der Druckverschiebung  $\Delta\Gamma_C$  gibt. Für Normaldruck und eine Umgebungstemperatur von  $T_0 = 296 \text{ K}$  ist anzunehmen, daß der Zusammenhang

$$\Delta\Gamma_C(p_0, T_0) = 0.363 \cdot \Gamma_C(p_0, T_0) - 0.0476 \text{ cm}^{-1} \quad (2.15)$$

auch im Wellenlängenbereich 1112-1123 nm gilt. Die Abhängigkeit von der Temperatur und dem Druck wird dann durch die Formel

$$\Delta\Gamma_C(p, T) = \Delta\Gamma_C(p_0, T_0) \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\xi_C} \quad (2.16)$$

gegeben, wobei  $p_0 = 1013 \text{ hPa}$  und

$$\xi_C = -52 \cdot \Delta\Gamma_C - 0.15 \text{ cm}^{-1} \quad (2.17)$$

ist.

### 2.1.5.4 Weitere spektroskopische Überlegungen

Die Verschiebung des Absorptionsmaximums mit Änderung des Wasserdampfdrucks kann zu einer falschen Abschätzung der differentiellen Absorption  $\Delta\sigma_a$  und so zu Fehlern führen. Starke Verschiebungen entstehen vor allem durch Überlagerung von verschiedenen stark temperaturabhängigen Linien (GROSSMANN & BROWELL [1989a]). Jedoch ändert sich der Wasserdampfdruck in der unteren Troposphäre nicht sehr stark, so daß ein Fehler durch Druckverschiebung des Wasserdampfes in der Regel vernachlässigbar ist.



Der Einfluß benachbarter Absorptionslinien kann zu entscheidenden Fehlern und zur Unbrauchbarkeit einer Linie führen. Wenn die Einflüsse nicht innerhalb zufriedenstellender Fehlergrenzen abschätzbar sind, sollte die Nutzung überlagerter Linien vermieden werden. Ebenso dürfen nicht andere in der Atmosphäre vorkommende Gase an dieser spektralen Stelle nennenswerte Absorptionen aufweisen, da sonst Querempfindlichkeiten auftreten, die Fehler erzeugen können.

## 2.2 Der Heterodynempfang

### 2.2.1 Das Meßprinzip und die Bestimmung des Windes

In einem Lidarsystem wird das ausgesandte Laserlicht an den Molekülen und Partikeln in der Atmosphäre gestreut. Die optische Frequenz der zurückgestreuten Photonen wird dabei durch den Dopplereffekt verschoben. Gelingt es, diese Frequenzverschiebung zu messen, so kann auf die Geschwindigkeit der Streuer in Blickrichtung geschlossen werden. Wie in Kap. 2.1.1 beschrieben wurde, kann die Bewegung der Aerosolteilchen als Meßgröße für den mittleren Wind angesehen werden.

Das empfangene Feld wird im Heterodyndetektor mit einem lokal erzeugten Feld fast gleicher, jedoch exakt bekannter Frequenz (lokaler Oszillator, LO) optisch gemischt und auf dem Detektor zur Interferenz gebracht (vgl. auch Abb. 2.3). Während optische Frequenzen im Bereich  $10^{15}$  Hz liegen, kann die Schwebungsfrequenz zwischen den optischen Feldern um einige 10 MHz gewählt werden, die von gängigen Detektoren nachgewiesen werden kann. Kennt man die emittierte Frequenz des Lasers, so kann aus der gemessenen Streufrequenz die Frequenzverschiebung durch den Dopplereffekt  $\Delta\nu_D$  errechnet werden. Die mittlere Windgeschwindigkeit in Blickrichtung  $\bar{v}_\parallel$  ergibt sich dann aus

$$\bar{v}_\parallel(z) = \frac{\overline{\Delta\nu_D}(z)}{2} \cdot \lambda \quad (2.18)$$

Die Windgeschwindigkeit ist positiv, wenn sich die Streuer von dem System weg bewegen. Der Faktor 1/2 entsteht, da es sich um einen Streuprozess handelt und so die Dopplerverschiebung zweimal auftritt.

Typische Dopplerverschiebungen durch Vertikalwinde bei Wellenlängen im nahen Infrarot (IR) liegen im Bereich einiger MHz, ebenso wie geeignete Laserbandbreiten. Da der Rayleighanteil der Streuung auf ein Vielfaches dieser Dopplerverschiebung verbreitert ist, würde, abgesehen von den Problemen eine Datenerfassung mit der notwendigen

Bandbreite zu konzipieren, ein Integrieren über dessen Bandbreite auch das gesamte Rauschen des Frequenzbereichs der Rayleighstreuung von ca. 800 MHz aufsummieren (s. Kap. 2.1.1). Ein genügendes Signal/Rausch-Verhältnis für den thermisch verbreiterten Anteil der Streuung scheint demnach, vor allem im IR, nicht erreichbar. Die Rayleighstreuung kann demnach im hier vorgestellten System nicht verarbeitet werden und nur die Partikelstreuung wird signalwirksam.

## 2.2.2 Theoretische Grundlagen

Die Physik kohärenter Empfangstechnik deterministischer Felder ist gut verstanden und die Güte des Heterodynempfangs ist durch das entsprechende Signal/Rausch-Verhältnis und die Heterodyneffizienz für diesen Fall beschreibbar. Die theoretischen Fundamente des Heterodynempfangs werden durch das Antennentheorem von SIEGMAN [1966] gestellt, welches unter Fraunhofernäherung für das Fernfeld hergeleitet wurde. RYE [1979] präsentierte die Ableitung der Güteparameter unter Fresnelnäherung im Nah- und Fernfeld und die virtuelle Verlegung des Mischvorgangs in die Zielebene (rückwärts propagierender lokaler Oszillator, RPLO). Um optimale Bedingungen für ein konkretes System zu erhalten, haben RYE [1982], WANG ET AL. [1988] und ZHAO ET AL. [1990] numerische Lösungen in Abwesenheit atmosphärischer Turbulenz präsentiert. Der Einfluß der Turbulenz ist vielfach analytisch und numerisch untersucht worden (z.B.: FRIED [1967]; YURA [1979]; SHAPIRO ET AL. [1981]; CLIFFORD & WANDZURA [1981]; WANG [1982]; MURTY [1984]), jedoch nur FREHLICH & KAVAYA [1991] lieferten einen allgemein gültigen Ansatz ohne einschränkende Annahmen durch die Angabe des Pfadintegrals in Fresnelnäherung.

Die folgenden Ausführungen orientieren sich an FREHLICH & KAVAYA [1991]. Der typische optische Aufbau eines Heterodyn-Empfang-Systems ist in Abb. 2.3 dargestellt. FREHLICH & KAVAYA [1991] nennen  $\Psi_p$  das optische skalare Feld des emittierten Laserpulses, das hier in  $\sqrt{\text{W}}/\text{m}$  gemessen wird. Es kann im homogenen Medium mit

$$\Psi_p(\mathbf{u}, z, t) = E_p(\mathbf{u}, z, t) \exp(i\kappa z - i\omega_p t) \quad (2.19)$$

beschrieben werden. Dabei ist  $i = \sqrt{-1}$  die imaginäre Einheit,  $\kappa = 2\pi/\lambda$  die Wellenzahl und  $\omega_p = 2\pi\nu_p$  die optische Frequenz des Laserpulses. Die Feldamplitude  $E_p$  wird auch das reduzierte skalare Feld genannt. Die skalaren Felder sind normiert, so daß gilt:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_p|^2 d\mathbf{u} = \int_{-\infty}^{\infty} |E_p|^2 d\mathbf{u} = P_p \quad (2.20)$$

$P_p$  bezeichnet die Pulsleistung,  $\int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{u}$  beschreibt die Integration über die x-y-Ebene im Abstand  $z$  zur Emissionsebene. Dieser Laserpuls wird nun in der Entfernung  $z$  gestreut und erzeugt in der Empfangsebene ein Feld  $\Psi_s(\mathbf{v}, z, t)$ , das hier durch eine endliche Apertur geformt und mit einer effektiven Brennweite auf einen Detektor abgebildet

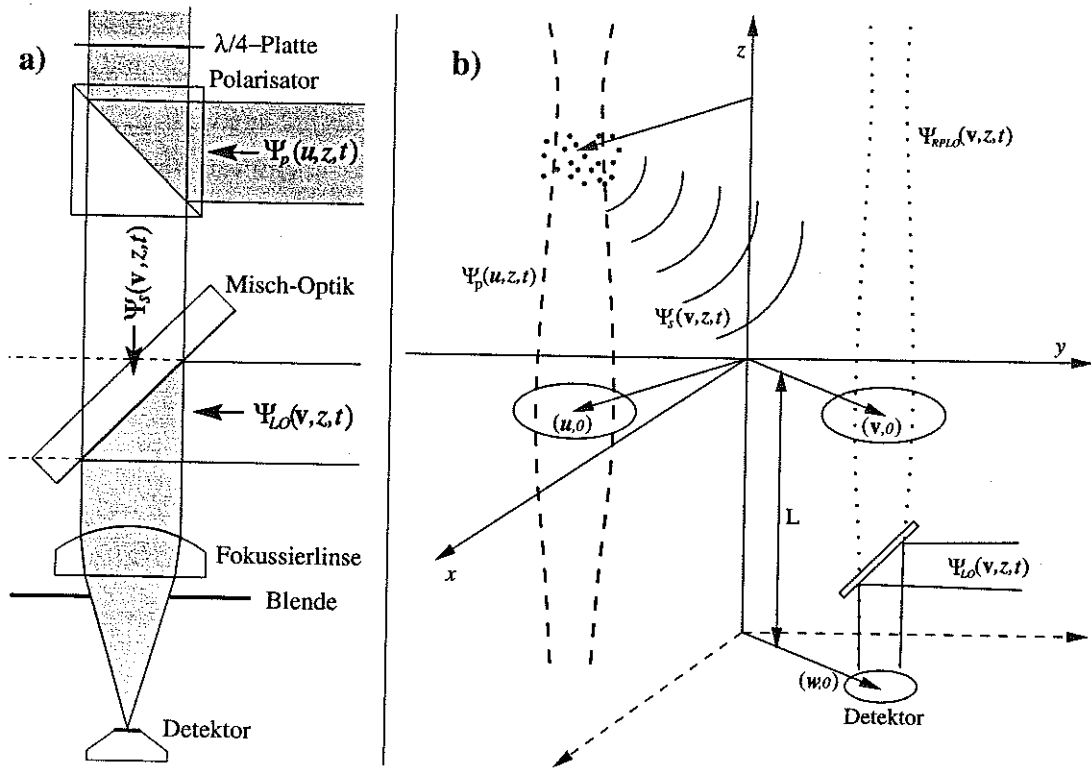


Abbildung 2.3: Schematisches Heterodynempfangssystem. a) Der ausgehende Strahl  $\Psi_p$  wird auf die Achse des empfangenen Teleskops über einen Polarisator eingekoppelt (monostatischer Aufbau). Das empfangene Signal  $\Psi_s$  wird mit dem Feld eines lokalen Oszillators  $\Psi_{LO}$  gemischt und auf den Detektor fokussiert. b) Geometrie eines allgemeinen Heterodynensystems nach FREHLICH & KAVAYA [1991] (in einem realen System haben  $\Psi_p$  und  $\Psi_{RPL0}$  einen Überlapp in der Streuebene).

wird. In der Detektorebene  $w$  interferiert das atmosphärisch gestreute Feld idealerweise mit dem Feld eines lokalen Oszillators (LO) gleicher Polarisation, dessen Wellenfronten parallel zum atmosphärischen Rückstreufeld verlaufen und dessen Intensitätsverteilung auf der selben optischen Achse zentriert ist. Das gesamte Feld auf dem Detektor wird dann unter Vernachlässigung des Hintergrundlichts durch

$$\Psi_s(\mathbf{w}, L, t) = E_s(\mathbf{w}, L, t)e^{i(\kappa L - \omega_s t)} + E_{LO}(\mathbf{w}, L, t)e^{i(\kappa L - \omega_{LO} t + \Delta\varphi)} \quad (2.21)$$

beschrieben, wobei die Indizes auf die entsprechende Zuordnung hinweisen.  $L$  ist dabei der Abstandsbetrag zwischen Empfangsebene und Detektorebene (positives  $L$  entspricht negativem  $z$ ).  $\Delta\varphi$  bezeichnet die relative Phasenlage zwischen  $\Psi_s$  und  $\Psi_{LO}$ .

Der schon in Kap. 2.1.3 beschriebene ideale lineare Detektor, der mit  $\Psi_s$  beleuchtet wird, produziert nun einen Signalstrom  $i_{dir}(t)$  von:

$$i_{dir}(t) = \frac{q\eta q}{h\nu} \cdot M_d \int_{A_d} |\Psi_s(\mathbf{w}, L, t)|^2 d\mathbf{w} \quad (2.22)$$

Hierbei wurde angenommen, daß die Quanteneffizienz des Detektors auf dessen aktiver Fläche  $A_d$  homogen ist. Mit der Detektorempfindlichkeit  $R_o = q\eta_q/h\nu$  kann durch Einsetzen von Gl. (2.21) in Gl. (2.22) folgender Ausdruck für  $i_d$  hergeleitet werden:

$$i_d(t) = i_{dc}(t) + i_{dir}(t) + i_s(t) \quad , \quad (2.23)$$

mit

$$\begin{aligned} i_{dc}(t) &= R_o M_d \int_{A_d} |E_{LO}(\mathbf{w}, L, t)|^2 d\mathbf{w} \equiv R_o M_d P_{LO}(t) \quad , \\ i_{dir}(t) &= R_o M_d \int_{A_d} |E_s(\mathbf{w}, L, t)|^2 d\mathbf{w} \equiv R_o M_d P_s(t) \end{aligned} \quad (2.24)$$

und

$$\begin{aligned} i_s(t) &= R_o M_d \int_{A_d} \left[ E_s^*(\mathbf{w}, L, t) E_{LO}(\mathbf{w}, L, t) e^{i(\Delta\omega_s + \Delta\varphi)} \right. \\ &\quad \left. + E_s(\mathbf{w}, L, t) E_{LO}^*(\mathbf{w}, L, t) e^{-i(\Delta\omega_s - \Delta\varphi)} \right] d\mathbf{w} \quad . \end{aligned} \quad (2.25)$$

$i_{dc}$  beschreibt den durch den LO ausgelösten Gleichstromanteil von  $i_d$  und  $i_{dir}$  steht für den direkt nachgewiesenen Anteil des Rückstreusignals. Diese Signale sind gegenüber der Differenzfrequenz  $\Delta\omega_s = \omega_s - \omega_{LO}$  der Einzelfelder quasi stationär. Durch die Nutzung eines geeigneten Hochpaßfilters (AC-Kopplung) werden die Gleichstromanteile und die langsam oszillierenden Ströme herausgefiltert und von dem oszillierenden Anteil des Signals  $i_s$  getrennt.

### 2.2.3 Das Träger/Rausch-Verhältnis CNR

Betrachtet man in Gl. (2.25) nur den Realteil von  $i_s$  und integriert über die Fläche des Detektors  $A_d$ , so wird Gl. (2.25) mit  $M_d = 1$  (Photodiode) zu

$$i_s(t) = R_o A_d \cdot E_s(L, t) E_{LO}(L, t) \cos(\Delta\omega_s t + \Delta\varphi) \quad . \quad (2.26)$$

Mit der Umlaufzeit

$$t - t_0 = 2z/c \quad (2.27)$$

ist  $i_s(t)$  in ein entfernungsabhängiges Signal  $i_s(z)$  umrechenbar.

Gl. (2.26) sieht man einen grundlegenden Vorteil gegenüber der direkten Meßmethode sofort an. Durch Vergrößerung der LO-Amplitude  $E_{LO}$  wird das nutzbare Signal verstärkt.  $E_{LO}$  kann nun so groß gewählt werden ( $E_{LO} \gg E_s$ ), daß in Gl. (2.23) gegenüber dem Signal  $i_{dc} \sim E_{LO}^2$  alle anderen Terme vernachlässigbar sind. Wird anschließend  $i_d$  aus Gl. (2.23) für  $i_{dir}$  in Gl. (2.4) eingesetzt, so dominiert das Quantenrauschen der LO-Intensität hier alle weiteren Rauschquellen. Das mittlere Rauschen des Gesamtsignals  $NEP$  aus Gl. (2.7) reduziert sich auf das Quantenrauschen des LO:

$$NEP \simeq R_L \cdot 2q i_d \simeq R_L \cdot q R_o A_d E_{LO}^2 \equiv \frac{R_L \cdot \overline{i_n^2}}{B_d} \quad . \quad (2.28)$$

In dieser Gleichung wird das mittlere Quadrat des Rauschstroms  $\overline{i_n^2}$  definiert, das proportional zu  $E_{LO}^2$  ist. Da auch das Signal  $i_s^2$  proportional zu  $E_{LO}^2$  ist (s. Gl. (2.26)) und dieser Term sich im Signal/Rausch-Verhältnis somit herauskürzt, kann  $E_{LO}$  soweit erhöht werden, bis der Detektor tatsächlich im Zustand des quantenlimitierten Rauschens (*shot noise limited*) arbeitet. Abgesehen von der Leistungsgrenze der LO-Quelle gibt es nur eine Einschränkung, die eine obere Grenze für  $E_{LO}$  darstellt. Der Detektor darf durch Sättigungseffekte sein Frequenzverhalten nicht derart ändern, daß die Messungen beeinflußt werden (HOLMES & RASK [1995]). Wenn das Quantenrauschen des LO der dominante Rauschterm ist, ergibt sich das Signal/Rausch-Verhältnis, das bei Nichtberücksichtigung von Phasenfluktuationen ( $\Delta\varphi = 0$ ) im einfallenden Signal bei Heterodynsystemen auch als Träger/Rausch-Verhältnis (Carrier-to-noise-ratio,  $CNR$ ) bezeichnet wird (z.B. SHAPIRO ET AL. [1981], HARDESTY [1984b]), nach Gln. (2.26) und (2.28) zu

$$CNR(z) = \frac{\overline{i_s^2(z)}}{\overline{i_n^2}} = \frac{\eta_q \cdot P_s(z)}{h\nu \cdot B_d} \quad (2.29)$$

$CNR$  beschreibt das Verhältnis der kohärent detektierbaren Rückstreuleistung zu der Rauschleistung unter Vernachlässigung der Phasenfluktuationen. Im Gegensatz zum direkten Meßverfahren, in dem das Signal/Rausch-Verhältnis proportional zum Quadrat der empfangenen optischen Leistung ist (s. Gln. (2.6) und (2.8)), ist das  $CNR$  eines Heterodynempfängers direkt proportional zu der optischen Signalleistung.

### 2.2.4 Der Systemeffizienzparameter $\eta$

Die Gleichung (2.29) beschreibt das Signal/Rausch-Verhältnis eines Heterodynsystems ohne Phasenfluktuationen im Idealfall. Leider existieren keine idealen Systeme, so daß Korrekturen bezüglich

- ⇨ der Abweichung von dem quantenlimitierten Rauschen ( $\eta_N$ , Kap. 2.2.4.1),
- ⇨ der Transmission durch Sekundäroptiken ( $\eta_\tau$ , Kap. 2.2.4.2),
- ⇨ der optischen Abstimmung von LO und Signal ( $\eta_e(z)$ , Kap. 2.2.4.3),
- ⇨ refraktiver Turbulenzeffekte der Atmosphäre ( $\eta_T(z)$ , Kap. 2.2.4.4),
- ⇨ sowie anderer unberücksichtigter Effekte (z.B. Dejustierung etc.,  $\eta_{misc}(z)$ )

notwendig werden. Jeder dieser Effekte kann durch eine multiplikative Konstante oder eine entfernungsabhängige Funktion  $\eta_i$  beschrieben werden, die sich zum Systemeffizienzparameter  $\eta$  der Gleichung (2.1) aufmultiplizieren:

$$\eta(z) = \eta_N \cdot \eta_\tau \cdot \eta_e(z) \cdot \eta_T(z) \cdot \eta_{misc}(z) \quad (2.30)$$

### 2.2.4.1 Abweichung vom quantenlimitierten Rauschen $\eta_N$

Für die Herleitung der Gl. (2.29) wurde angenommen, daß alle Rauschquellen gegenüber dem Quantenrauschen des LO vernachlässigbar sind (vgl. Gl. (2.28)). Dieses ist in einem tatsächlichen System nicht unbedingt der Fall. Seien alle anderen Rauschquellen zusammengefaßt beschrieben durch  $i_N^2$ , so ergibt sich das mittlere Gesamtrauschen zu  $\overline{i_n^2 + i_N^2} = \overline{i_n^2} + \overline{i_N^2}$  (die Rauschquellen sind unabhängig voneinander) und der Fehler durch Mißachtung des Terms  $i_N^2$  ergibt einen Faktor

$$\eta_N = \frac{\overline{i_n^2}}{\overline{i_n^2} + \overline{i_N^2}} \quad (2.31)$$

Um  $\eta_N$  zu messen, ist das Signal des Hauptdetektors inklusive anschließender Verstärker einmal unter Beleuchtung durch den LO ( $\overline{i_n^2} + \overline{i_N^2}$ ) und einmal ohne Beleuchtung ( $\overline{i_n^2}$ ) aufgenommen worden. Die Daten sind fouriertransformiert, über den betrachteten Frequenzbereich gemittelt (20 MHz bis 80 MHz) und analog zu Gl. (2.31) dividiert worden. Der Mittelwert betrug bei den Messungen, die in Kap. 6 vorgestellt werden  $\eta_N = 0.66 (\pm 0.02)$ .

### 2.2.4.2 Transmissionseffizienz von Sekundäroptiken $\eta_\tau$

Die gesamte Transmissionseffizienz der optischen Elemente im emittierten und empfangenen Strahl soll mit  $\eta_\tau$  bezeichnet werden. Während dielektrische Schichten als nahezu verlustfrei angesehen werden können ( $\eta_\tau > 99\%$ ), sind zum einen die mit Aluminium beschichteten Teleskopoptiken und zum anderen die Mischoptik für die Überlagerung des Empfangsstrahls mit dem LO verlustträchtig. Zudem kann der Streuprozess an atmosphärischen Partikeln zur Depolarisation führen, so daß diese Photonen durch den Polarisator im Empfangskanal (s. Abb. 2.3a) herausgefiltert werden.

Während der Messungen, die in Kap. 6 vorgestellt werden, sind im Sende- und Empfangskanal je drei mit Aluminium beschichtete Optiken verwendet worden, davon je zwei unter nahezu senkrechtem Einfallswinkel bzw. je eine unter  $45^\circ$ . Mit einer Reflektivität von 92% bzw. 90%, einer Transmission der Mischoptik von (gemessenen) 90% und einer mittleren Depolarisation durch die Atmosphäre (nur Einfachstreuung durch Aerosol- oder Rayleighstreuung) von ca. 2% (MCNEIL & CARSWELL [1975]) ergibt sich

$$\eta_\tau \simeq 0.99 \cdot 0.92^4 \cdot 0.90^2 \cdot 0.90 \cdot 0.98 \simeq 0.51 \quad (2.32)$$

### 2.2.4.3 Optische Abstimmung von LO und Signal $\eta_e$

Hier werden systemimmanente Einflüsse wie Strahlkonditionierung oder Aperturabschattungen und Beugung untersucht. Der Parameter  $\eta_e$  wird als Empfangseffizienz be-

zeichnet und beschreibt das Verhältnis von tatsächlich nachgewiesener kohärenter Signalleistung in der Detektorebene  $w$  zu der tatsächlich in das Teleskop fallenden (teilweise inkohärenten) Signalleistung in der Empfangsebene  $v$  (s. Abb. 2.3) unter Vernachlässigung atmosphärischer Einflüsse, Phasenfluktuationen im einfallenden Signal (s. Kap. 2.2.6) und des Hintergrundlichts (s. Abb. 2.3).

Um Signalleistung kohärent nachzuweisen, müssen die normalisierten Amplituden- und Phasenverteilungen von LO und Signal exakt übereinstimmen. Streulicht aus dem Fernfeld von einem Punkt auf der optischen Achse, dessen Airy-Feldverteilung<sup>3</sup> auf dem Detektor der Feldverteilung des LO gut angepaßt ist, kann eine Empfangseffizienz nahe *eins* haben. Für Photonen, die nicht auf der optischen Achse des Teleskops gestreut werden, ist das Beugungsbild auf dem Detektor leicht verschoben und stimmt nicht mehr optimal mit der Feldverteilung des LO überein, so daß die integrale Empfangseffizienz über die gesamte Streuebene auch für ein koaxiales System (monostatisch, Sender und Empfänger nutzen die selbe optische Achse) mit idealen Gaußstrahlen und einem gemeinsamen Teleskop für Sende- und Empfangsstrahl deutlich kleiner als *eins* ist. Zwei Prozesse tragen hier zu den Verlusten bei. Zum einen wird das atmosphärische Rückstreusignal durch Aperturen zwischen Teleskop und Detektor und letztlich durch die endliche Ausdehnung des Detektors selbst anteilig geblockt oder aus dem Strahlengang herausgebeugt. Zum anderen trägt nur die kohärente Strahlung zum Heterodynsignal bei und der inkohärente Anteil geht verloren. An dieser Stelle wird dabei nicht untersucht, wie sich die Felder verschiedener Streuer zueinander verhalten (s. Kap. 2.2.6), sondern wie sich die Wellenfront eines einzelnen Streuereignisses bei der Propagation durch die Optiken in Bezug auf die Wellenfront des LO verhält.

Wird die durch SIEGMAN [1966] eingeführte Idee des rückwärts propagierenden lokalen Oszillators (RPLO) verfolgt, muß die Abschattung und Beugung durch jedes optische Element von dem eigentlichen LO-Laser aus auf dem Weg zur Streuebene berücksichtigt werden. Der schließlich an der Teleskopebene virtuell austretende LO-Strahl  $\Psi_{RPLO}$  (s. Abb. 2.3) kann sich dadurch erheblich von der Gaußform unterscheiden, die man für einen unberührten LO-Strahl angenommen hätte.

Üblicherweise wird ein monostatisches System (gleiche optische Achse für Sende- und Empfangsstrahl) mit gleichen Strahlradien  $R$  für emittierten und RPLO-Strahl angenommen. Unter der Voraussetzung, daß keiner dieser Strahlen bis zum Hauptspiegel des Teleskops durch Abschattungen oder Beugungen deformiert wird und somit beide Gauß'sche Intensitätsverteilungen und flache Wellenfronten besitzen, ist es möglich, die Empfangseffizienz als Funktion des Fresnelparameters  $F(R, z) = \pi R^2 / \lambda z$  zu bestimmen und zu optimieren.

<sup>3</sup>Aus einem Gaußstrahl, der mittig durch eine runde Blende propagiert, entsteht durch Beugung eine Airysche Feldverteilung (z. B. BERGMANN & SCHÄFER [1987]).

Nach RYE [1982] sind sphärische Aberrationen und Aberrationen erster Ordnung (Seidel-Aberrationen) im hier betrachteten System vernachlässigbar. Der Effekt der Feldkrümmung hingegen spielt eine große Rolle bei der Betrachtung der Nahfelddruckstreuungseffizienz<sup>4</sup>  $\eta_e(z \ll z_f)$ .

Nehmen wir daher an dieser Stelle für den Teleskopradius  $R_a \gg R$  und zusätzlich völlige Aberrationsfreiheit an (es wird also nur die Nahfeldunterdrückung durch die Feldkrümmung betrachtet), so kann hier eine effektive Teleskopempfangsfläche  $A_e$  definiert werden, die sich in der hiesigen Notation nach THOMSON & DORIAN [1967] und RYE [1982]

$$A_e = \frac{\pi R^2}{1 + F^2 \left(1 - \frac{z}{z_f}\right)^2} \quad (2.33)$$

schreiben läßt.  $\eta_e$  kann nun als Quotient aus der effektiven Heterodynempfangsfläche  $A_e$  zur gesamten Teleskopempfangsfläche  $A = \pi R_a^2$  dargestellt werden:

$$\eta_e(z) = \frac{A_e(z)}{A} = \frac{R^2}{R_a^2} \cdot \frac{1}{1 + F^2 \cdot \left(1 - \frac{z}{z_f}\right)^2} \quad (2.34)$$

WANG [1984] hat schon darauf hingewiesen, daß die Empfangseffizienz für  $R_a \gg R$  verschwindend gering wird, da sich der größte Teil des empfangenen Lichts nicht kohärent mit dem LO mischen läßt. Jedoch kürzt sich der Teleskopradius  $R_a$  durch Einsetzen von  $\eta_e$  in die Lidargleichung (2.1) wieder heraus, so daß es nicht sinnvoll ist, die Empfangseffizienz  $\eta_e$  zu maximieren, sondern die effektive Teleskopfläche  $A_e$ . Dabei schränken jedoch refraktive Turbulenzeffekte ein sinnvolles  $R$  wieder ein.

#### 2.2.4.4 Refraktive Turbulenzeffekte der Atmosphäre $\eta_T$

Die Streu- und Absorptionseigenschaften der Atmosphäre können nur im statistischen Sinne beschrieben werden. Die genaue Charakteristik der Atmosphäre im Moment der Interaktion ist nicht genau bekannt, da die beteiligten Teilchen in Raum und Zeit zufällig angeordnet sind. Diese zufällige Anordnung der Teilchen beeinflusst auch makroskopisch den Brechungsindex der Luft, der durch Inhomogenitäten die Phase der Lichtwelle verändert. Diese, durch Turbulenz in der Atmosphäre erzeugten Brechungsindexvariationen in der von dem Laserpuls durchstreiften Luft, führen so zu einem Fleckenmuster in der Empfangsebene. Sie beruhen auf Temperatur- und Dichteschwankungen, die vor allem in Größenordnungen des Strahldurchmessers die Wellenfronten effektiv verzerren. Ist die Wirbelgröße größer, so ist der Haupteffekt der Wellenfrontverzerrung Beugung, ist sie kleiner spricht man eher von Brechung. Da es zu Intensitätsüberhöhungen

<sup>4</sup>Im Gegensatz zur üblichen Definition in der Optik wird in der Literatur an dieser Stelle von Nahfeld nicht im Bereich der Gaußtaile (Fokus), sondern in der Gegend  $z \ll z_f$  'näher' am Teleskop gesprochen. Der Begriff Fernfeld wird dann für den Bereich um den Fokus angewendet.



Tabelle 2.1: Voraussetzungen für die Herleitung von  $\eta_e$  und  $\eta_T$  aus Gln. (2.34) und (2.38) (FREHLICH & KAVAYA [1991]).

Voraussetzungen für die Herleitung von $\eta_e$ und $\eta_T$	
⇒	Monostatischer Aufbau (gleiche optische Achse für Sende- und Empfangsstrahl).
⇒	Kleine Frequenzdifferenz ( $\approx 40$ MHz) zwischen Puls und LO.
⇒	Zeitliches Pulsprofil ändert sich nur wenig während der optischen Periode (THz).
⇒	Sendestrahl ist Gaußförmig (nicht abgeschattet).
⇒	RPLO ist Gaußförmig (nicht abgeschattet).
⇒	Das Teleskop führt nicht zu Abschattungen.
⇒	Die Polarisation von LO und Signal ist gleich.
⇒	Der Detektor arbeitet im linearen Bereich.
⇒	Der Detektor hat eine gleichförmige Quanteneffizienz über die gesamte Fläche.
⇒	Die Detektoroberfläche ist groß gegenüber dem LO-Radius.
⇒	Die Messung wird im Zustand quantenlimitierten Rauschens durchgeführt.
⇒	Das direkte atmosphärische Signal ist viel kleiner als die LO-Leistung.
⇒	Keine Änderung des Turbulenzzustandes während eines Schusses.
⇒	Die Turbulenz folgt einem Kolmogorov-Spektrum.
⇒	Die integrale Turbulenz ist schwach.
⇒	Im Pfadintegral wird $D \propto (r/\rho_T)^2$ verwendet (quadratische Strukturfunktion).
⇒	Brechung und Beugung werden durch die Fresnel-Theorie beschrieben.
⇒	Turbulenz wird in statistisch unabhängigen Schichten betrachtet (Markov-Näherung).
⇒	Der Rückstreuoeffizient $\beta$ ist nur von $z$ abhängig.
⇒	Es treten keine Aberrationen oder Fehljustierungen auf.
⇒	Turbulenz wird für Hin- und Rückweg als statistisch unabhängig betrachtet.
⇒	Extinktion ist für Hin- und Rückweg gleich.

durch Fokussierung kommen kann, wird letzterer Effekt auch Szintillation (Funkeln) genannt. Dabei kann man in angemessener Entfernung von den Rauigkeiten des Bodens (einige m) davon ausgehen, daß die zeitlichen Variationen des Brechungsindexfeldes mittels Advektion durch den Strahl transportiert werden, d.h. Taylors Hypothese (TAYLOR [1938]) der eingefrorenen Bewegung (*frozen flow*) gilt hier für die meisten Anwendungen. In diesem Abschnitt sollen die Verluste aufgrund von Wellenfrontverzerrungen, hervorgerufen durch Brechungsindexinhomogenitäten in der Atmosphäre, untersucht werden.

Die Verteilung der atmosphärischen Wirbelgrößen wird in guter Näherung durch ein Kolmogorov-Spektrum beschrieben (TATARSKII [1971]). Es behandelt die mittlere Abweichung zweier Brechungsindizes  $\overline{\Delta n_B}$  im Abstand  $\Delta r$  durch

$$\overline{\Delta n_B}^2 = C_n^2 \cdot |\Delta r|^{2/3} \quad (2.35)$$

mit  $l_0 \ll |\Delta r| \ll L_0$ , wobei  $l_0$  (einige mm bis cm) und  $L_0$  (in der Grenzschicht etwa Höhe über Grund) innere bzw. äußere Skala der Turbulenz genannt werden. Der Struk-

turparameter  $C_n^2$  ist ein Maß für die Turbulenzintensität. Er nimmt Größen zwischen ca.  $10^{-12} \dots 10^{-13} \text{ m}^2/3$  am Boden und  $10^{-17} \dots 10^{-18}$  in der freien Troposphäre an. Die Entwicklung mit der Höhe  $z$  über Grund bei Vertikalmessungen kann in der unteren Troposphäre als proportional zu  $z^{-4/3}$  angenommen werden. Die genaue Entwicklung von  $C_n^2$  mit der Höhe ist jedoch nicht ausschlaggebend, da der stärkste Effekt durch die Turbulenz direkt vor der Sende-/Empfangsoptik entsteht (CLIFFORD & LADING [1983]).

Wenn Taylors Hypothese zutrifft, ergibt sich die Zeitkonstante der Fluktuationen  $\tau_T$  aus der Transferzeit der effektivsten Wirbelgröße durch den Strahl. Mit der Transfergeschwindigkeit  $v_n$  (Windgeschwindigkeit normal zum optischen Weg) ergibt sich nach HARDESTY [1984a]

$$\tau_T \approx \frac{\sqrt{2\lambda z}}{v_n} \quad (2.36)$$

$\tau_T$  liegt typischerweise bei einigen ms, so daß die Atmosphäre für die Umlaufzeit eines Schusses (hier ca.  $50 \mu\text{s}$ ) als unveränderlich angesehen werden kann.

Da  $\tau_T$  viel größer als die Rückkehrzeit des Signals ist, liegt es nahe, den gleichen Turbulenzzustand für Sende- und Empfangsstrahl anzunehmen. Unter den Annahmen geometrischer Optik, zufällig verteilter Keilformationen der Turbulenz (nur Beugung) und der erweiterten Huygens-Fresnel-Näherung erwarteten CLIFFORD & WANDZURA [1981], daß sich der Effekt durch die Turbulenz vollständig kompensieren müsse. FREHLICH & KAVAYA [1991] behaupten jedoch, daß dieser Selbstkorrekturmechanismus für atmosphärische Turbulenz vernachlässigbar ist, wenn die Strahlfluktuationen in der Streuebene klein sind.

Die Verzerrungen der Wellenfronten des emittierten Strahls durch Turbulenz können als Verminderung der effektiven Ausgangsapertur interpretiert werden, die zu einer vergrößerten Beleuchtung des Streuvolumens führt. Die laterale Phasenkohärenzlänge  $\rho_T$ , die von FRIED & MEVERS [1974] mit

$$\rho_T(z) = \left[ 2.91 \cdot \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \int_0^z C_n^2(z') \cdot \left( 1 - \frac{z'}{z} \right)^{5/3} dz' \right]^{-3/5} \quad (2.37)$$

angegeben wird, wird bei starker Turbulenz kleiner als der Empfangsradius  $R_a$ , so daß sich das Gesichtsfeld der Sende- und Empfangsoptik vergrößert, wodurch die räumlichen Variabilitäten des Signals nicht mehr aufgelöst werden können und sich herausmitteln.  $\rho_T$  beschreibt den typischen Abstand zweier Punkte in der Empfangsebene, deren gemeinsame Kohärenzfunktion auf  $e^{-1}$  abgefallen ist.

Ersetzt man in Gl. (2.37) den Exponenten  $5/3$  durch  $2$ , so erhält man eine brauchbare Näherung, die nur kleine Fehler erzeugt (YURA [1979]). Vernachlässigt man Szintillation und betrachtet nur Beugung, so kann diese Lösung mit dem Ansatz statistisch unab-

hängiger Beugungsschichten<sup>5</sup> entlang des optischen Weges hergeleitet werden (FANTE [1983]), ohne, wie sonst in der Literatur üblich, eine quadratische Strukturfunktion anzunehmen.

Der daraus resultierende Skalierungsfaktor für die Turbulenz  $\eta_T$  wurde von MURTY [1976] für den angepaßten Aufbau bestimmt. Unter den in Tabelle 2.1 aufgelisteten Voraussetzungen läßt sich

$$\eta_T(z) = \left[ 1 + \frac{\left(\frac{R}{\rho_T}\right)^2}{\left(1 + F^2 \cdot \left(1 - \frac{z}{z_f}\right)^2\right)} \right]^{-1} \quad (2.38)$$

herleiten. Mit der Kohärenzfläche bezüglich der Turbulenz  $A_T = \pi \rho_T^2$  ist es auch hier möglich, eine effektive Teleskopempfangsfläche  $A_{het}$  anzugeben. Mit Hilfe der Gln. (2.34) und (2.38) ergibt sich nach kurzer Rechnung

$$\frac{1}{A_{het}} = \frac{1}{A_e} + \frac{1}{A_T} \quad , \quad (2.39)$$

wobei  $A_{het}$  durch die Gleichung

$$\frac{A_{het}}{A} \equiv \eta_e \cdot \eta_T = \left[ 1 + F^2 \cdot \left(1 - \frac{z}{z_f}\right)^2 + \left(\frac{R}{\rho_T}\right)^2 \right]^{-1} \quad (2.40)$$

definiert wird. Bei großer turbulenter Kohärenzlänge  $\rho_T$  wird die effektive Teleskopfläche im Nahfeld hauptsächlich durch die Krümmung der Feldlinien und die Aberrationsterme, also  $A_e$ , bestimmt. Nur im Fokus (ebene Wellenfronten) und bei starker Turbulenz (kleines  $\rho_T$ ) wird der zweite Term aus Gleichung (2.39) dominant und die effektive Teleskopgröße durch  $\rho_T$  vorgegeben.

## 2.2.5 Das vollständige CNR

Werden alle beschriebenen Terme berücksichtigt, ergibt sich das Träger/Rausch-Verhältnis  $CNR$  zu der von FREHLICH & KAVAYA [1991] oder HENDERSON ET AL. [1993] beschriebenen Formel in der hier gültigen Notation zu:

$$\begin{aligned} CNR &= \frac{\eta_q \eta_N \eta_\tau \eta_e \eta_T \eta_{misc} \cdot P_s}{h\nu \cdot B_d} \\ &= \frac{\eta_q \eta_N \eta_\tau \eta_{misc} \cdot 2P_p \delta t_p c A \beta \cdot \exp\left(-2 \cdot \int_0^z \alpha(\lambda, z) dz\right)}{2h\nu B_d z^2 \left[ 1 + \left(\frac{\pi R^2}{\lambda z}\right)^2 \cdot \left(1 - \frac{z}{z_f}\right)^2 + \left(\frac{R}{\rho_T}\right)^2 \right]} \end{aligned} \quad (2.41)$$

<sup>5</sup>Statistisch unabhängig sowohl untereinander, als auch für Hin- und Rückweg (Markov-Näherung, TATARSKII [1971]).

### 2.2.6 Speckle und das vollständige Signal/Rausch-Verhältnis SNR

Das  $CNR$  beinhaltet nur die elektronischen und statistischen Photonenrauschquellen, nicht aber die Fluktuationen in der Signalleistung durch z.B. inkohärente Streuvorgänge ( $\Delta\varphi = \Delta\varphi(t)$ ). Diese werden im vollständigen Signal/Rausch-Verhältnis  $SNR$  für Heterodynempfangssysteme von inkohärent gestreuter Strahlung mitberücksichtigt.

Die Streuer des Signals sind atmosphärische Partikel, die im Streuvolumen zufällig verteilt sind. Sie werden von dem ausgesandten Lichtfeld beleuchtet, wodurch sich jeder Streuer wie eine unabhängige Quelle von Streustrahlung verhält. Die Phasenlage der einzelnen Streufelder ist damit zufällig verteilt, und an einem beliebigen Punkt im Raum ergibt sich das resultierende Streufeld aus der Vektoraddition der Einzelfelder. Die konstruktive und destruktive Interferenz der Einzelfelder kann erheblich zwischen zwei Punkten im Raum differieren, so daß räumliche Muster von hoher und niedriger Intensität entstehen. Dieser Flickenteppich unterschiedlicher Feldintensitäten wird als Speckle bezeichnet. Die relative räumliche Größe der einzelnen Flecken im Muster ist eine Funktion der Ausdehnung des Streuvolumens und der hier einfallenden Feldintensitätsverteilung. Mit Hilfe des Cittert-Zernicke-Theorems (BORN & WOLF [1993]) kann die resultierende Intensitätsverteilung des Feldes in der Beobachtungsebene berechnet werden. Für eine Gauß'sche Intensitätsverteilung des zu streuenden Feldes nimmt die transversale Intensitätsverteilung eines Fleckens des gestreuten Feldes an der Teleskop-eintrittsebene auch die Gauß'sche Form an. Die Größe eines Fleckens, die durch die laterale Kohärenzlänge  $\rho_s$  beschrieben wird, ist in Abwesenheit von atmosphärischer Turbulenz etwa

$$\rho_s \approx \frac{\lambda z}{2R_p(z)} \quad , \quad (2.42)$$

wobei  $R_p$  der  $e^{-1}$ -Radius des zu streuenden Strahlungsfeldes ist (HARDESTY [1984a]). Die Detektoroberfläche sollte der Fleckengröße angepaßt sein, damit sich nicht mehrere Flecken durch Phasenverschiebungen in  $\Delta\omega_s$  gegenseitig auslöschen können. Wenn die Partikel im Streuvolumen unbeweglich wären, hätte man ein zeitlich konstantes Fleckenmuster. Da sich aber die Atmosphäre und somit die Streuer in ständiger Bewegung befinden, variiert das Muster laufend. Eine charakteristische Zeitkonstante  $\tau_s$  der Fleckenfluktuationen ist eine Funktion der Standardabweichung der radialen Geschwindigkeit der Streuer  $\sigma_v$  und kann mit  $\tau_s \approx \lambda/\sigma_v$  abgeschätzt werden (HARDESTY [1984b]).  $\tau_s$  liegt in der Größenordnung von einigen hundert ns. Man beachte auch, daß die Zeitkonstante  $\tau_s$  um mehr als drei Größenordnungen kürzer ist als die Zeitkonstante der Turbulenzfluktuationen  $\tau_T$ .

Die Überlagerung der Einzelfelder mit zufälliger Phasenlage ist analog zu dem klassischen 'random walk'-Problem und somit statistisch verteilt. Die Messung der im Detek-

tor erzeugten Leistung ist proportional zum Quadrat des Stroms  $i_s^2 + i_n^2$  und beinhaltet das Detektorrauschen  $i_n^2$ . Die unabhängige Einzelmessung dieser Leistung schwankt um einen Mittelwert  $\overline{i_s^2 + i_n^2}$ . Die einzelnen Leistungsmessungen gehorchen einer Poissonverteilung und haben in der einzelnen Messung die Unsicherheit ihres Mittelwertes. Die Standardabweichung des Einzelwertes ist demnach so groß wie der Mittelwert selbst. Es ergibt sich nach GOODMAN [1965] und HARDESTY ET AL. [1981] ein 'nutzbares-Signal-zu-allem-Rauschquellen-Verhältnis' von  $SNR = \overline{i_s^2} / \overline{i_s^2 + i_n^2}$ , oder wegen der statistischen Unabhängigkeit der beiden Terme  $i_s^2$  und  $i_n^2$

$$SNR = \frac{\overline{i_s^2}}{\overline{i_s^2 + i_n^2}} = \frac{CNR}{CNR + 1} = \left(1 + \frac{1}{CNR}\right)^{-1} \quad (2.43)$$

Die Bestimmung des nutzbaren Signals aus einer Einzelmessung hat also einen Fehler von mindestens 100%, selbst wenn man alle anderen Rauschquellen vernachlässigt ( $CNR \rightarrow \infty$ ). Die volle quantenelektrodynamische Herleitung der Gl. (2.43) für ein ähnliches Problem (JAKEMAN ET AL. [1975]) ergab

$$SNR = \frac{CNR}{\sqrt{2CNR^2 + 2CNR + 1}} \quad (2.44)$$

In der Literatur wurde noch nicht geklärt, welche der Gln. (2.43) und (2.44) die formal korrekte Beschreibung des hier vorliegenden Problems ist. Jedoch ist der Unterschied so klein, daß er im Ergebnis ohnehin nicht nachweisbar wäre.

Anhand der Formeln (2.43) und (2.44) erkennt man schnell, daß es vergleichsweise wenig einbringt, den Term  $CNR$  über einen gewissen Wert  $\gg 1$  hinaus zu maximieren. Es erscheint sinnvoller, viele unabhängige Einzelmessungen zu sammeln, um verlässliche Werte zu 'ermitteln'. Die Standardabweichung reduziert sich bei  $n$  unabhängigen Einzelmeßwerten um den Faktor  $\sqrt{n}$ . Aus dieser Tatsache kann für Heterodynempfangssysteme qualitativ die Bedingung einer hohen Pulsrepetitionsfrequenz (PRF) abgeleitet werden, um zeitlich gut aufgelöste und statistisch sichere Messungen zu erhalten.

Das Mitteln zeitlich unabhängiger Meßwerte tritt zudem automatisch auf, wenn das zeitliche Äquivalent einer ausgewerteten Höhenstufe länger als die Zeitskala der Specklefluktuationen ist. Dieser Mittelungsprozeß und das zeitliche Zusammenmitteln verschiedener Meßzyklen (Laserschüsse) sind die einzigen Mittelungsmethoden, die in dieser Arbeit angewendet werden. Mittelungen statistisch unabhängiger Werte können aber auch im Orts- oder Frequenzraum stattfinden.

Örtlich aufgelöste Messungen erfordern dabei zusätzliche Detektoren, die nebeneinander in der Detektorebene angeordnet sind, und in der jeder für sich eine eigene, vollständige Datenerfassung (Verstärker, AD-Wandler, Signalprozessor, Speicher ...) benötigt. Jede Detektoreinheit sollte dabei die Größe von einem Speckleleck haben und auch der

Abstand zum nächsten Detektor sollte mindestens in dieser Größenordnung liegen, damit die Messungen tatsächlich unabhängig sind. Diese Methode ist sehr aufwendig (und teuer) und wird hier nicht weiter verfolgt.

Mittelungen im Frequenzraum könnten durch Emittieren großer Bandbreiten erreicht werden. Auch dieses Verfahren bedeutet ein aufwendiges Aufbereiten des Detektorsignals und einen Laser, der kontrolliert auf den verschiedenen Frequenzen emittiert. Außerdem kann die atmosphärische Turbulenz zu Abhängigkeiten der zunächst unabhängigen Frequenzkanäle führen und so den Mittelungseffekt vermindern. Diese Methode wird daher hier nicht weiter verfolgt.

## 2.3 Datenerfassung und Auswertung

In diesem Kapitel wird die komplexe Prozedur der Datenaufnahme und deren Auswertung beschrieben. Dabei ist es zunächst wichtig, Definitionen zur Behandlung der beteiligten Frequenzen zu geben, bevor Datenerfassung und Mittelungsmethode erläutert werden, die zum Spektrum der Signalleistung führen. Anschließend werden die Operatoren für die Bestimmung von Frequenz und Rückstreuleistung aus dem Leistungsspektrum betrachtet, durch die letztlich Wind (s. Kap. 2.2.1) und Wasserdampf (s. Kap. 2.1.4) berechnet werden können.

### 2.3.1 Definitionen der beteiligten Frequenzen

Nach den Gln. (2.26) und (2.29) ist  $P_s$  proportional zu einem Term  $\cos^2(\Delta\omega_s t + \Delta\varphi)$ . Die Frequenz  $\Delta\omega_s$  ist dabei die Differenzfrequenz zwischen empfangenem Feld und LO. Werden die Signale im Frequenzraum geeignet gemittelt, so findet man die größte spektrale Leistung bei der Frequenz  $\overline{\Delta\nu_s} = \overline{\Delta\omega_s}/2\pi$  (vgl. Kap.2.3.3). Wählt man die LO-Frequenz gleich der ausgesandten, also  $\overline{\nu_{LO}} = \overline{\nu_p}$  (Homodynempfang), so ist die tatsächlich nachgewiesene Frequenz  $\overline{\Delta\nu_s}$  gleich der Dopplerverschobenen Frequenz zur Bestimmung des Windes  $\overline{\Delta\nu_D}$ . Da aber in einem realen Detektor nur der Betrag der Differenzfrequenz nachgewiesen werden kann, geht die Information über das Vorzeichen und so über die Richtung des Windes verloren.

Heterodynmessungen nutzen eine LO-Frequenz, die typischerweise um einige 10 MHz gegen die tatsächlich ausgesandte Frequenz verschoben ist. Üblicherweise wird das Licht aus dem selben Oszillator für die Anwendung als LO und zur Erzeugung der Strahlung genutzt, die die Frequenz für den emittierten Laserpuls vorgibt (*injection seeding*, s. Kap.5.1). Um eine Frequenzverschiebung zwischen LO- und Seed-Strahlung

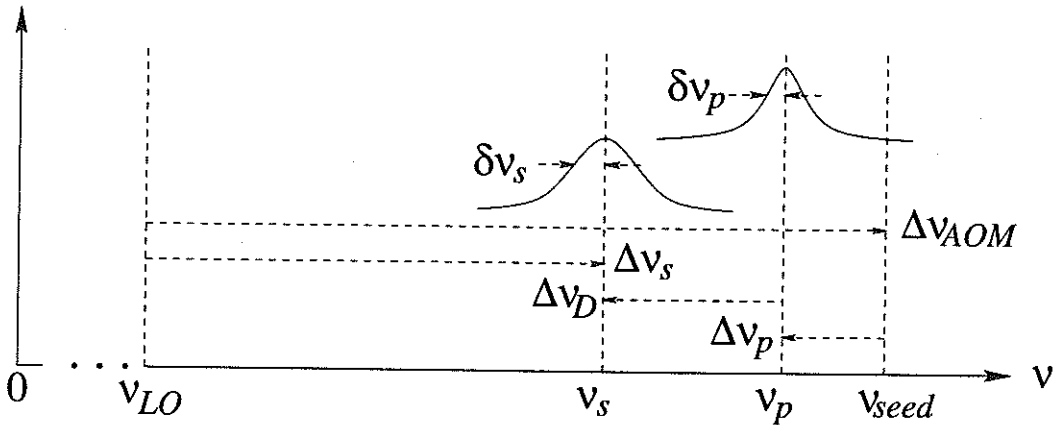


Abbildung 2.4: Übersicht über die beteiligten Frequenzen. Es gilt  $\omega_i = 2\pi\nu_i$ .

zu erreichen, wird ein Teil des von dem Oszillator emittierten Lichts unter Erhalt der Braggschen Bedingung an einem durch Vibrationen in einem Kristall erzeugten Netzgitter reflektiert (akustooptische Modulation). Die dadurch erzeugte Frequenzverschiebung beträgt hier  $\Delta\nu_{AOM} = 40$  MHz. Die Dopplerverschiebung wird nun gegen diesen Wert gemessen, so daß positive und negative Verschiebungen als solche erkennbar sind.

Durch Instabilitäten des Puls lasers, der auch als Slave bezeichnet wird, kann es jedoch zu Abweichungen  $\Delta\nu_p$  der tatsächlich emittierten Frequenz  $\nu_p$  von der Frequenzvorgabe  $\nu_{seed} = \nu_{LO} + \Delta\nu_{AOM}$  kommen, also  $\Delta\nu_p = \nu_p - \nu_{seed}$  (s. Abb. 2.4).  $\nu_{LO}$  und  $\nu_p$  weichen nun im Mittel um  $\Delta\nu_{AOM}$  voneinander ab ( $\overline{\Delta\nu_p} = 0$ ), so daß das Vorzeichen der Frequenzverschiebung  $\Delta\nu_D$  erhalten bleibt, solange  $\Delta\nu_D > -(\Delta\nu_{AOM} + \Delta\nu_p)$  ist. Die Frequenz der Dopplerverschiebung  $\Delta\nu_D$  ergibt sich dann aus

$$\overline{\Delta\nu_D} = \Delta\nu_{AOM} + \overline{\Delta\nu_p} - \overline{\Delta\nu_s} \quad , \quad (2.45)$$

sowie die mittlere radiale Luftbewegung in Blickrichtung aus der Gl. (2.18).



### 2.3.2 Das Leistungsspektrum

Die Phasenlage des rückgestreuten Feldes ist zufällig verteilt, die detektierten Intensitäten unterliegen einem statistischen Prozeß. Die Signalleistung des Detektors im Einzelschuß ist nicht unbedingt proportional zu der tatsächlichen Rückstreuleistung, sondern resultiert vielmehr als zufälliger Prozeß aus der Variabilität der Atmosphäre und des Empfangsrauschens (s. Kap. 2.2.6). Das nutzbare Signal des Einzelschusses kann nicht größer als das Rauschen sein und um verlässliche Informationen zu erhalten, muß eine geeignete Form der Datenverarbeitung wie das Mitteln vieler Einzelschüsse und schmalbandiges Filtern angewendet werden. Wie in Kap. 2.2.6 beschrieben wurde, ist die Korrelationszeit des Specklemusters sehr kurz und die nutzbare Information ist in

Frequenz und Amplitude eines nicht phasenstarrten Signals enthalten, so daß nur inkohärente<sup>6</sup> Mittelungsmethoden angewendet werden können. Dieses ist das Mitteln entweder der vollständigen Autokovarianzfunktion oder des Periodogramms im Frequenzraum. Das Quadrat des Periodogramms ist das Leistungsspektrum des Signalstroms. Aus dessen nullten und ersten spektralen Momenten lassen sich die Rückstreuleistung bzw. die Dopplerverschiebung des Signals bestimmen.

Das verstärkte Stromsignal des Detektors (Transimpedanzverstärkung) wird einer Datenerfassung zugeführt, die am MPI-HH entwickelt und von LINNÉ & BÖSENBERG [1998] beschrieben wurde. Das Signal wird mit einer Abtastrate von  $1/\delta t = 200$  MHz durch einen 8 bit-Analog-Digital-Wandler (AD-Wandler) digitalisiert. Eine FFT (schnelle Fourier-Transformation) über jeweils  $M$  Datenpunkte, welches einer Beobachtungszeit von  $t_b = M \cdot \delta t$  und so einer örtlichen Auflösung von  $dz = t_b \cdot c/2$  entspricht, wird quadriert und über  $n'$  Meßzyklen (Laserschüsse) gemittelt. Die FFTs werden alle  $M/2$  Datenpunkte ausgeführt, wodurch sich die einzelnen Höhenstufen jeweils um 50% überlappen. Die Leistungsspektren liegen anschließend bis zur größten dargestellten Frequenz, der Nyquistfrequenz  $\nu_N = 100$  MHz, in  $M/2$  Kanäle aufgeteilt vor, die jeweils eine spektrale Breite von  $\delta\nu_k = 2\nu_N/M$  repräsentieren. Setzt man ein Gaußförmiges Pulsprofil in Zeit- und Frequenzraum (kein Chirp<sup>7</sup>) mit den Breiten  $\delta t_p$  und  $\delta\nu_p$  der jeweiligen Feldamplituden  $E_p$  voraus

$$E_p(t) \sim \exp\left(-\frac{t^2}{2\delta t_p^2}\right) \quad \text{und} \quad E_p(\nu) \sim \exp\left(-\frac{\nu^2}{2\delta\nu_p^2}\right), \quad (2.46)$$

so können die gemessenen spektralen Signaldichten  $F_s/\delta\nu_k$  im jeweiligen Frequenzkanal  $\Delta\nu_j$  durch

$$F_s(\nu_j) = \delta\nu_k \cdot \left( \frac{N_a}{\nu_N} + \frac{N_m S}{\sqrt{2\pi} \delta\nu_p} \cdot \exp\left[\frac{-(\Delta\nu_s - \Delta\nu_j)^2}{2\delta\nu_p^2}\right] \right) \quad (2.47)$$

beschrieben werden (LINNÉ ET AL. [1999]). Dabei bezeichnet  $S$  das Heterodynsignal, und  $N_a$  bzw.  $N_m$  die additiven bzw. multiplikativen Rauschterme. Diese setzen sich aus dem Quantenrauschen des LO (weiß, additiv), aus Amplitudenschwankungen des LO und des Rückstreusignals (multiplikativ), aus elektromagnetischer Interferenz (EMI, z.B. Radiowellen, additiv) und dem Restrauschen der gesamten Datenerfassung von dem Detektor bis zum AD-Wandler ( $i_N^2$ , additiv) zusammen. Zudem ist das Gesamtsignal

<sup>6</sup>Inkohärentes Mitteln bedeutet, die Phasenlage der einzelnen Datenstränge zu ändern, bevor gemittelt wird. Dadurch kann hier die Phasenlage, die von Datenstrang zu Datenstrang unterschiedlich ist, im Mittel erhalten werden. Um kohärente Signale mit zufälliger Phasenlage zu mitteln, muß demnach inkohärent gemittelt werden.

<sup>7</sup>Änderung der Frequenz während des Pulses.



vor der Digitalisierung analogen Filtern, wie der AC-Kopplung oder den Frequenzeigenschaften des Detektors (multiplikativ), ausgesetzt. Die additiven und multiplikativen Rauschanteile sind jeweils in  $N_a$  und  $N_m$  zusammengefaßt.

Typische gemittelte Leistungsspektren aus zwei verschiedenen Entfernungen sind in Abb. 2.5 gezeigt. Jeder Kanal beschreibt den gemessenen Parameter  $F_s$  aus Gleichung (2.47) im jeweiligen Frequenzbereich. Die Daten stammen zum einen aus einer geringen Entfernung (410 m) mit deutlich sichtbarem Signalanteil, zum anderen aus einer großen Entfernung (ca. 6000 m), aus der kein Signalanteil mehr erwartet wird. Mit Hilfe dieses zweiten Datensatzes wird versucht, den Rauschuntergrund weitgehend zu eliminieren. Da zwischen additiven und multiplikativen Anteilen nicht unterschieden werden kann, muß abgeschätzt werden, welcher Rauschterm dominant ist und ob das gemessene Rauschen eher dividiert oder subtrahiert werden soll. In dem vorliegenden Meßsystem hat sich gezeigt, daß die Varianz der Windbestimmung für die Subtraktion des Rauschanteils minimal wird, während die Rückstreuleistung mit einem Verfahren bestimmt wird,

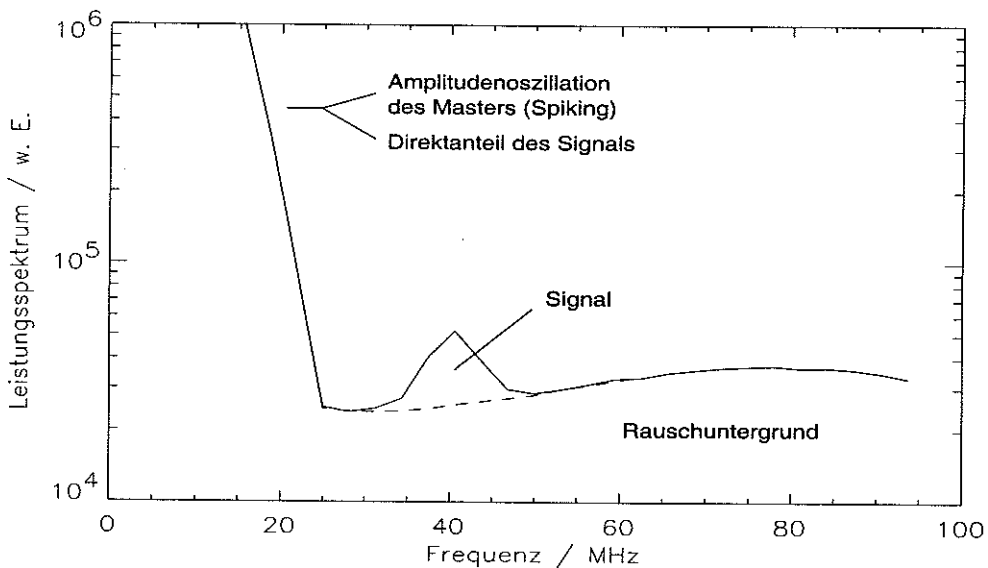


Abbildung 2.5: Typisches über 2.5 min. gemitteltes Leistungsspektrum für Signale aus ca. 360 m (—) und ca. 6000 m (- -) Höhe (Rauschuntergrund).

die die Division durch den Rauschanteil erfordert. Durch die Anwendung der in der Literatur gängigen Division wird eine Normierung für die tatsächlich nachgewiesene Leistung erhalten (s. Kap. 2.3.4).

Diese Leistungsspektren sind zum einen gemittelt über  $n'$  Schüsse, zum anderen kann ein räumlicher Mittelungsvorgang in der Bestimmung des Einzelschätzwertes während

$t_b$  auftreten (s. Kap. 2.2.6). Mit Gauß'schem Pulsprofil (s. Gl. (2.46)) ist die volle  $e^{-1}$ -Breite der Signalkovarianzfunktion  $\delta\tau = 4 \delta t_p$  (FREHLICH & YADLOWSKY [1994]). Sie gilt als Signalkorrelationszeit, d.h. zwei Schätzwerte mit dem zeitlichen Abstand  $\geq \delta\tau$  gelten als statistisch unabhängig. Ist die Beobachtungszeit länger als  $\delta\tau$ , so tritt automatisch ein räumlicher Mittelungsprozeß auf. Die beschreibende Variable wird mit

$$\Omega = \frac{t_b}{\sqrt{8\pi} \delta t_p} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{t_b}{\delta\tau} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot \text{Anzahl unabhängiger Schätzwerte in } t_b \quad (2.48)$$

bezeichnet.  $\Omega$  sollte so groß gewählt werden, daß mindestens ein unabhängiger Schätzwert in der Beobachtungszeit liegt, also  $\Omega \gtrsim 0.45$ . Viel größer als dieser Wert sollte  $\Omega$  jedoch nicht sein, um die mögliche Entfernungsauflösung zu erhalten.

### 2.3.3 Der Schätzoperator für die Frequenzbestimmung

Da die Frequenzauflösung  $\delta\nu_k$ , mit der das Signal aufgenommen wird, in der Regel wenige MHz breit ist, ist es notwendig, einen Operator anzuwenden, der aus den Meßwerten für die spektrale Dichte im Frequenzbereich um  $\Delta\nu_s$  einen Schätzwert für  $\Delta\nu_s$  erzeugt. Dieser Schätzwert  $\hat{\Delta\nu}_s$  soll genauer als die tatsächlich aufgezeichnete Frequenzauflösung sein:  $|\hat{\Delta\nu}_s - \Delta\nu_s| \ll \delta\nu_k$ . Der Restfehler  $\sigma_f$  jedes Schätzoperators ohne systematische Fehler (*unbiased estimator*) ist jedoch per Definition mindestens so groß wie die sogenannte *Cramer Rao lower bound* (CRB). Die CRB wurde z.B. von LEVIN [1965], FREHLICH [1993] und RYE & HARDESTY [1993] beschrieben. In der hiesigen Notation wird die Varianz der Frequenzbestimmung zu

$$\sigma_f^2 = \frac{\delta\nu_p}{n \cdot M} \int_{\nu_{LO}-\nu_N}^{\nu_{LO}+\nu_N} \frac{(\nu/\delta\nu_p)^2}{\left[1 + \left(\frac{SNR}{\sqrt{2\pi} \cdot \delta\nu_p} \exp\left(-\frac{\nu^2}{2\delta\nu_p}\right)\right)^{-1}\right]^2} d\nu \quad (2.49)$$

Dabei ist  $SNR$  das sogenannte Breitband-Signal/Rausch-Verhältnis aus Gl. (2.43), das aus dem Verhältnis des Integrals über das Heterodynsignal zum Integral über das gesamte weiße Rauschen unter Vernachlässigung von elektromagnetischen Interferenzen, Filtern und sonstigen Rauschanteilen gebildet wird (FREHLICH & YADLOWSKY [1994]). Das Integral erstreckt sich über den gesamten, von der Datenerfassung aufgelösten Frequenzbereich. Die besten Schätzoperatoren sind größte-Wahrscheinlichkeits-Operatoren (*maximum likelihood estimators*, MLE), die die CRB tatsächlich erreichen können (FREHLICH [1993]). Der Aufwand von Computerrechenzeit der MLEs ist jedoch erheblich. Daher ist es vor allem für Echtzeitauswertungen sinnvoll einen Schätzoperator anzuwenden, der wenig Computerrechenzeit beansprucht und der Varianzen erzeugt, die nur wenig größer als die CRB sind, d.h. der nur wenig schlechter als der MLE ist. Außerdem muß der Operator auch bei nicht idealem Systemverhalten stabil reagieren, d.h. er muß

auch bei verrauschtem Signal schnell konvergieren und die Varianz des Schätzwertes darf sich nicht wesentlich erhöhen. Für die vorliegende Datenerfassung werden geeignete Schätzoperatoren in LINNÉ ET AL. [1999] untersucht. Hier wurde der Operator  $M1i$  eingeführt, der hier im weiteren verwendet wird.

Wie schon in Kap. 2.3.1 beschrieben, kann die emittierte Frequenz  $\nu_p$  von der tatsächlich vorgegebenen  $\nu_{seed}$  erheblich abweichen. Um diese Abweichung korrigieren zu können, wird im Labor durch kohärente Streuung an einer Oberfläche<sup>8</sup> ein Monitorpuls mit einem zusätzlichen Detektor (dem sogenannten F0-Detektor, s. Kap. 5.3.2.2) erzeugt.

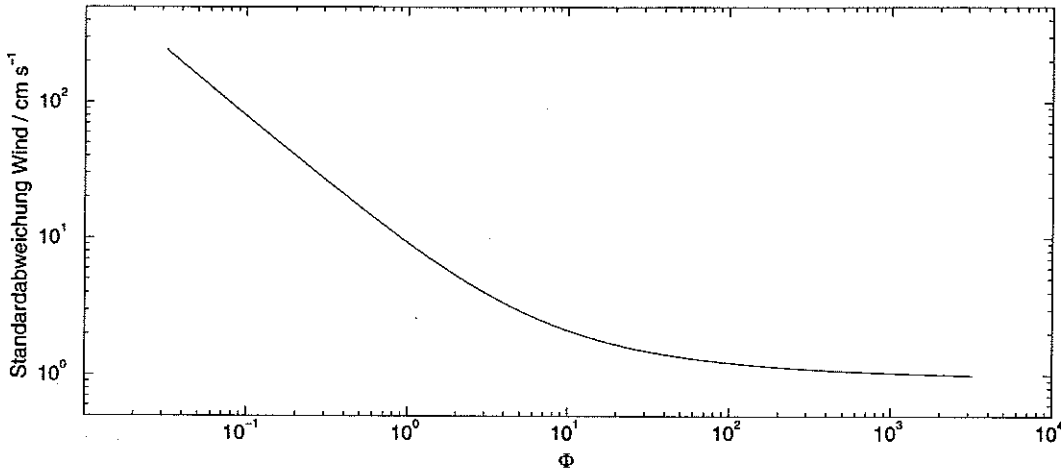


Abbildung 2.6: Die CRB für das betrachtete System. Berücksichtigt ist der Frequenzjitter zwischen LO und ausgesandter Strahlung, sowie ein typischer Chirp (LINNÉ ET AL. [1999]).

Dieses Signal wird in Echtzeit in den Datenstrang des Hauptdetektors eingeflochten und ein Schätzwert von  $\Delta\nu_p$  für jeden einzelnen Meßvorgang erstellt. Die Frequenz des Monitorpulses sowie die Spektren der nachfolgenden atmosphärischen Rückstreuung wird nun um eine etwaige Abweichung von emittierter zu vorgegebener Frequenz korrigiert.

Anstelle des  $SNR$  wird in der Literatur auch oft der Wert

$$\Phi = M \cdot SNR/2 \quad (2.50)$$

benutzt, der das Verhältnis der mittleren Signalleistung zum spektralen Rauschuntergrund während  $t_b$  beschreibt.  $\Phi$  kann auch als Anzahl der effektiven Photoelektronen aufgrund von kohärentem Nachweis von atmosphärischer Rückstreuung in  $t_b$  betrachtet werden (FREHLICH & YADLOWSKY [1994]). Abb. 2.6 beschreibt die Standardabweichung der Windbestimmung nach Mittelung von  $10^4$  Einzelmessungen in Abhängigkeit

<sup>8</sup> ... so daß praktisch kein Speckleeffekt auftritt und die Frequenz auch im Einzelschuß gut bestimmbar ist (LINNÉ ET AL. [1999]) ...

von  $\Phi$  im Einzelschuß mit der CRB. Die CRB wurde von LINNÉ ET AL. [1999] unter Berücksichtigung von Laserchirp (s. Kap. 5.3.3.1) und Korrektur von  $\Delta\nu_p$  berechnet. Der verwendete Schätzoperator läßt einen systematischen Bias zu, so daß die CRB in der Darstellung der Abb. 2.6 theoretisch sogar unterschritten werden kann, da hier nur statistische Standardabweichungen berücksichtigt werden. Der Gesamtfehler der Windbestimmung (statistisch und systematisch) liegt jedoch stets oberhalb der CRB. Mit typischen Werten für  $\Phi$  zwischen 1-10 können so Auflösungen um 3-10 cm/s erreicht werden.

Da das  $SNR$  eines Einzelmeßvorgangs immer kleiner als *eins* ist, ist es notwendig viele Einzelmeßvorgänge zu mitteln. Bei zu geringer Pulsenergie entsteht jedoch kein atmo-

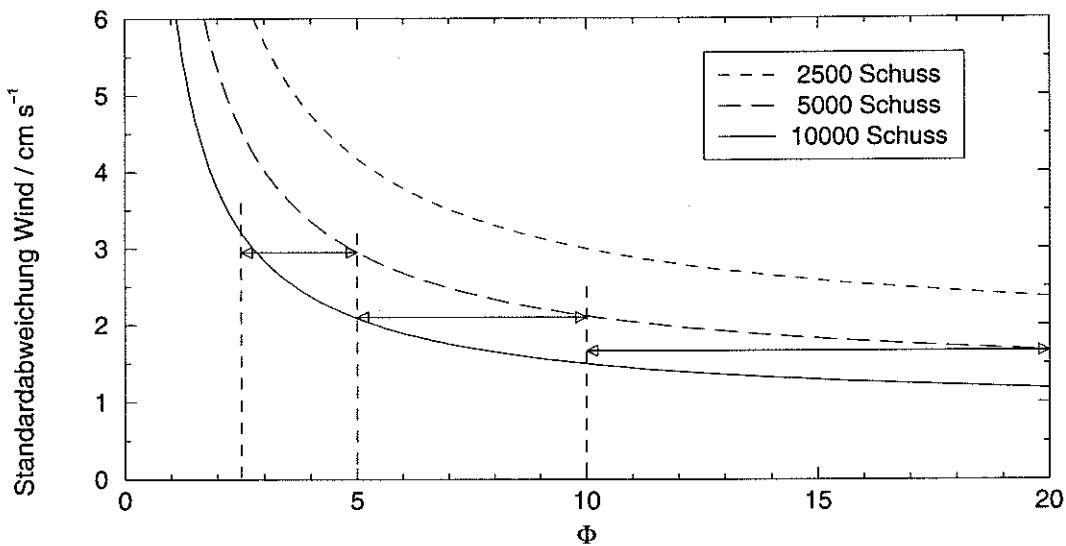


Abbildung 2.7: Vergleich zwischen den CRBs für 2500, 5000 und 10000 Schuß. Ist  $\Phi < 5$ , so wären stärkere Pulse bei niedrigerer Pulsrepetitionsfrequenz (PRF) günstiger. Ist  $\Phi > 10$ , so wäre dieses umgekehrt. Zwischen  $5 < \Phi < 10$  ist die mittlere Leistung optimal auf PRF und Pulsenergie verteilt. Die optimale Verteilung ist also abhängig von der Mittelungsdauer (Schußzahl) und der Höhenstufe ( $\Phi$ ).

sphärisches Signal, das noch detektierbar wäre. Eine Betrachtung der CRB bezüglich  $\Phi$  für verschiedene Mittelungen gibt eine Abschätzung dafür, ob es sinnvoller ist, eine gleichbleibende Ausgangsleistung auf viele Pulse mit geringer Einzelenergie zu verteilen, oder ob es günstiger ist, weniger Pulse mit größerer Einzelenergie auszusenden. In Abb. 2.7 ist die CRB für die Mittelung von 2500, 5000 und 10000 Einzelmessungen gezeigt. Es wird vorausgesetzt, daß die CRB in der Messung nahezu erreicht wird (Meßfehler nur durch die Unsicherheit des Schätzoperators gegeben), und daß bei halber emittierter Pulsenergie sich auch das empfangene  $\Phi$  des Einzelschusses halbiert. Wird in einem Meßzustand z.B. ein  $\Phi = 5$  erzielt und nun die Pulsenergie halbiert, jedoch die

PRF verdoppelt, so wird nach gleicher Integrationszeit eine etwas schlechtere Windbestimmung möglich sein, da die CRB für 10000 Schuß bei  $\Phi = 2.5$  etwas höher liegt, als die CRB für 5000 Schuß bei  $\Phi = 5$ . Wird jedoch im Einzelschuß ein  $\Phi = 20$  erreicht, so ist dieser Effekt umgekehrt, die CRB für 10000 Schuß bei  $\Phi = 10$  ergibt hier eine niedrigere Standardabweichung in der Windbestimmung. Hier wird also die Abnahme in Pulsleistung durch die Erhöhung der PRF überkompensiert. Es hängt somit von der Mittelungsdauer und von dem empfangenen Wert für  $\Phi$  (und somit von der betrachteten Entfernung) ab ob es günstiger ist, die emittierte Leistung eher in Pulsenergie oder in PRF zu investieren.

### 2.3.4 Die Bestimmung der relativen Rückstreuleistung

FREHLICH ET AL. [1997] geben ein Verfahren zur Bestimmung von  $\Phi$  aus den Signalspektren an. Nach der inkohärenten Mittelung der Einzelschüsse zu einem Signalspektrum und einem Rauschspektrum wird zunächst der Rauschuntergrund durch Division extrahiert. Es entsteht ein Spektrum relativer Leistungswerte. Ist kein Signal vorhanden, so schwankt der resultierende relative Leistungswert um den Wert *eins*. Der Schätzwert für  $\Phi$  eines signalreichen Spektrums berechnet sich aus der Summe der relativen Leistungswerte aller Frequenzkanäle in und um das Maximum, bei denen ein relativer Leistungswert größer als *eins* festgestellt wird. Wird damit die gesamte Heterodyn-signalleistung erfaßt, so hat dieser Schätzwert  $\hat{\Phi}$  keine systematische Abweichung von  $\Phi$  (*unbiased estimator*).

FREHLICH ET AL. [1997] geben die Varianz des Schätzwertes  $\hat{\Phi}$  mit

$$\sigma_{\hat{\Phi}}^2 = \frac{2 \cdot \Phi + 4}{n} \quad (2.51)$$

an, wobei  $n$  für die Anzahl der im Spektrum gemittelten Einzelmessungen steht und für  $\Phi$  sinnvoll  $\hat{\Phi}$  eingesetzt wird. Gl. (2.51) verdeutlicht, daß viele Schüsse gemittelt werden müssen, um schwache Signale sicher abzuschätzen. So braucht man  $n = 20\,000$  unabhängige Schätzwerte, um bei einem  $\Phi = 2$  eine Genauigkeit von 1% zu erreichen, bei  $\Phi = 1$  schon  $n = 60\,000$  und bei  $\Phi = 0.2$  gar  $1\,100\,000$  Einzelwerte.

Im folgenden wird davon ausgegangen, daß eine systematische Abweichung  $\hat{\Phi}$  von  $\Phi$  entweder nicht auftritt, oder diese bei den verschiedenen Wellenlängen, die für das DIAL-Verfahren benötigt werden, gleich ist. Wenn diese Bedingung erfüllt ist, entstehen bei der Berechnung der Teilchendichte mit der DIAL-Gleichung (2.10) keine Fehler, wenn hier für  $P_s$  die zu  $P_s$  proportionale Größe  $\hat{\Phi}$  eingesetzt wird.

# Kapitel 3

## Auswahl des Lasermaterials

### 3.1 Vorüberlegungen und Bewertungskriterien

Es wird ein Lasermaterial gesucht, welches das Potential für Wasserdampfmessungen mit nur geringen systematischen Fehlern besitzt. Hierbei soll aus Gründen der Handhabbarkeit, Zuverlässigkeit, Wartungsarmut, Dauereinsatzfähigkeit und Energieeffizienz von vornherein auf die Untersuchung von Gaslasern und zusätzlich aus Gründen der spektralen Reinheit auf Farbstofflaser (s. SENFF [1993]) verzichtet werden. Zudem kommen keine kurzwelligen Laser (UV) in Frage, da es hier keine Wasserdampfabsorptionslinien gibt.

In einem Meßsystem mit Heterodynempfang ist eine hohe Pulsrepetitionsfrequenz (PRF) von Vorteil (s. Kap. 2.2.6). Dieses ist bei Lasern, die mit Blitzlampen gepumpt<sup>1</sup> werden, nur mit geringer Energieeffizienz und nur bis zu einer Pulsrepetitionsfrequenz (PRF) von einigen 10 bis ca. 100 Hz möglich. Da der Heterodynempfang ein sehr empfindlicher Nachweis für kohärente Strahlung ist, kann in einem System, das wie hier für Messungen in der atmosphärischen Grenzschicht optimiert werden soll, auf große Pulsenergie verzichtet werden. Bei gleicher Ausgangsleistung ist es bis zu einem gewissen Grade (s. Kap. 2.3.3) günstiger eine hohe PRF gegen große Pulsenergien einzutauschen (RYE & HARDESTY [1993]; FREHLICH & YADLOWSKY [1994]). Es bietet sich daher an, ein mit Laserdioden gepumptes Festkörperlasersystem zu nutzen, welches eine hohe PRF und gleichzeitig die Möglichkeit einer hohen Konversionseffizienz von eingesetzter elektrischer Leistung zur Laserausgangsleistung bei moderaten Pulsenergien erreicht. Laserdioden bieten Wirkungsgrade für die Umsetzung von elektrischer in optische Leistung von bis zu 40%. Bei optischem Pumpen eines Festkörperlasers muß jedoch darauf geachtet werden, daß ein möglichst großer Teil der optischen Leistung im Bereich der Lasermode absorbiert und dort möglichst lange gespeichert wird.

---

<sup>1</sup>Der Energieeintrag in das verstärkende Lasermedium wird *pumpen* genannt.

### 3.1.1 Kriterien für das Pumpen mit Laserdioden

Da die maximale Strahlungsintensität der Pumpdioden vergleichsweise gering ist, ist es notwendig, die Energie im Lasermedium über eine gewisse Zeit anzusammeln. Dieses ist jedoch nur etwa für die Länge einer Lebensdauer des oberen Laserniveaus  $\tau_{21}$  sinnvoll, da die Pumpeffizienz danach stark abnimmt (vgl. Kap. 5.1).  $\tau_{21}$  beschreibt die Zeit, in der die Anzahl der angeregten Atome durch spontane Emission auf  $e^{-1}$  abgefallen ist. Ist  $\tau_{21}$  kurz, müssen die Laserdioden leistungsfähiger sein, damit die gleiche Energie im Lasermaterial deponiert werden kann, als wenn  $\tau_{21}$  länger wäre und die Anregungsenergie über einen längeren Zeitraum angesammelt werden kann. Die maximal nutzbare PRF wird durch die Umlaufzeit der atmosphärischen Messung begrenzt. Nimmt man an, daß von oberhalb der höchsten Cirruswolken (ca. 15 km) keine Rückstreuung mehr stattfindet, so ist eine maximale PRF von  $c/2 \cdot 15 \text{ km} = 10 \text{ kHz}$  denkbar. Momentan ist eine maximale PRF jedoch durch die Datenerfassung beschränkt, die in der geplanten Ausbaustufe Einzelmessungen mit ca. 1000 Hz aufnehmen kann. So steht zwischen den Pulsen eine maximale Zeit von ca. 1 ms für das Pumpen des gepulsten Lasers zur Verfügung. Ist es nicht möglich, die für eine ausreichende Pulsenergie notwendige Anregungsenergie in dieser Zeit im Kristall zu speichern, so kann das Material dadurch für die hier diskutierte Anwendung ungeeignet sein. Bei Materialien mit kürzerem  $\tau_{21}$  ist es sinnvoll qcw-Dioden (Quasi-Dauerstrich-Dioden) zu benutzen, die eine höhere Spitzenleistung und Intensität emittieren, jedoch nur einen Arbeitszyklus von maximal 20-50% erreichen.

Um die geforderte Anregungsenergie im Kristall zu deponieren, kann auch auf transversales Pumpen zurückgegriffen werden. Im Gegensatz zu der longitudinalen Methode, bei der die Pumpenergie in Ausbreitungsrichtung der Lasermode in den Kristall eingebracht wird, wird beim transversalen Pumpen die Pumpenergie von der Seite her in den Kristall eingestrahlt. So kann ein längerer Kristall insgesamt mehr Energie im Bereich der Lasermode aufnehmen und so eine größere Verstärkung haben. Nachteile sind die geringere Effizienz, da der eigentliche Absorptionsweg im Bereich der Lasermode sehr kurz ist, die größere thermische Linse und die mangelnde Unterdrückung höherer transversaler Moden, da auch in Bereichen außerhalb der Lasermode Pumpleistung absorbiert wird. Transversales Pumpen ist daher kostspieliger und technisch aufwendiger als longitudinales Pumpen, so daß darauf möglichst verzichtet werden soll.

Weiterhin müssen Zerstörschwellen der optischen Oberflächen im Resonator in Bezug auf das Pumplicht und die Laserintensität im Resonator berücksichtigt werden. Grobe Abschätzungen zeigen, daß Eigenschaften und Design des Lasersystems eine mittlere Ausgangsleistung in der Größenordnung von 1 W ermöglichen sollte, um die Vorgaben für Fehler und Auflösung einhalten zu können (s. Kap. 4).

Um hohe Effizienzen bei geringer Komplexität zu erhalten, sollte die Anzahl der nicht-linearen Prozesse bei der Erzeugung der Sendeenergie minimal gehalten werden. So wird auf die Untersuchung von Kombinationen aus diodengepumpten Lasern, die ihrerseits weitere Laserstufen pumpen, verzichtet. Ebenso ist dieses ein Grund, Opto-Parametrische-Oszillatoren (OPO) nicht in Betracht zu ziehen. Zudem verspricht die Verwendung von OPOs nicht die erforderliche Schmalbandigkeit für ein Heterodynsystem.

### 3.1.2 Spektroskopische Anforderungen

Wenn ein Lasermaterial auf die Fähigkeit untersucht wird, Wasserdampf mit der DIAL-Methode messen zu können, müssen verschiedene spektroskopische Eigenschaften betrachtet werden. Grundvoraussetzung für eine Wasserdampfmessung ist die Abstimmbarkeit des Lasers auf mindestens eine geeignete (s. Kap. 2.1.5) Wasserdampfabsorptionslinie und es sollte einen spektralen Bereich mit geringer Absorption für off-line-Messungen im Abstimmbereich geben. Um bei so unterschiedlichen Werten für den Wasserdampfgehalt in der unteren Troposphäre, wie sie zwischen den Tropen und den Polarregionen vorkommen, sinnvoll messen zu können, sollte der Laser jedoch auf mehrere geeignete Absorptionslinien mit einer breitgefächerten Variation von Linienstärken abstimmbar sein. Nach REMSBERG & GORDLEY [1978] ist eine optische Dicke von  $\tau_{od} \simeq 1.1$  bis zur obersten Meßhöhe optimal. Linienstärken in der Größenordnung von  $S_0 \simeq 2 \cdot 10^{-24}$  cm (Tropen) über  $10 \cdot 10^{-24}$  cm (mittlere Breiten) und  $20 \cdot 10^{-24}$  cm (hohe Breiten) bis  $50 \cdot 10^{-24}$  und mehr (Polarregionen) sind daher sinnvoll und wünschenswert. Außerdem muß auf Querempfindlichkeiten mit anderen atmosphärischen Gasen geachtet werden.

Als weiteres Kriterium für die Auswahl eines geeigneten Lasermaterials sollte die Augensicherheit berücksichtigt werden. Da in einem Heterodynsystem der emittierte Strahl nicht beliebig aufgeweitet werden kann (s. Kap. 2.2.4.4), kann nur der Bereich ab  $\lambda \geq 1500$  nm als augensicher betrachtet werden (z.B. AMERICAN NATIONAL STANDARDS INSTITUTE [1993]).

Letztlich sollten für die Laserwellenlänge alle benötigten optischen Komponenten wie akustooptische Modulatoren, Güteschalter, Verzögerungsplatten, geeignete Beschichtungen, Detektoren, etc. möglichst standardmäßig zur Verfügung stehen. Für alle im folgenden untersuchten Lasermaterialien sind die notwendigen Komponenten prinzipiell erhältlich.



## 3.2 Auswahl des aktiven Lasermediums

Berücksichtigt werden zum einen bekannte vibronische Materialien, die über einen weiten Spektralbereich abstimmbare sind, zum anderen werden verschiedene  $\text{Nd}^{3+}$ -dotierte Kristalle untersucht, die spektral nur sehr schmale Übergänge anbieten. Es werden nur gängige Lasermaterialien gesichtet, diese Untersuchung hat nicht den Anspruch, alle denkbaren Systeme zu bewerten. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

Die Gruppe der vibronischen Materialien mit Wellenlängen kleiner als 1530 nm erfüllen die Anforderungen bezüglich der Spektroskopie sehr gut. Es gibt jedoch Probleme mit den benötigten Pumpleistungen  $P_{\text{pump}}$  oder dem Überlapp von Pumpwellenlänge und Absorption. Bei Ti:Saphir und den  $\text{Cr}^{4+}$ -Lasern ist zudem die Lebensdauer des Speicherniveaus  $\tau_{21}$  zu kurz, um effektiv mit Dioden pumpen zu können. Alexandrit hat eine (ca. 0.5 nm) schmale Absorptionslinie bei 680 nm, die von Pumpdioden mit Leistungen  $> 1$  W angesprochen werden kann. Obwohl spektrale Breite und Divergenz der Dioden für ein effektives Pumpen wohl noch zu groß sind, gibt es Überlegungen, auch mit diodengepumptem Alexandrit Wasserdampf zu messen (WILKERSON & MCKAY [1996]). Außerdem wäre ein  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ -Laser denkbar, der mit einem diodengepumpten Nd-Laser ( $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ) gepumpt werden könnte. Allerdings bedeutet der weitere nichtlineare Prozeß geringere Effizienz und größere Komplexität.

Die Gruppe der Erbium-, Thulium- und Holmium-Laser sind in der Regel sehr effektiv mit Dioden pumpbar, die Spektroskopie ist jedoch nicht befriedigend. Während im Abstimmbereich der Er-Laser (nicht tabelliert) bei  $\lambda \approx 1550$  nm überhaupt keine brauchbare Absorptionslinie zu finden ist, reichen die Absorptionslinienstärken bei den Tm- und Ho-Lasern für Messungen in mittleren und hohen geographischen Breiten zumeist nicht aus ( $S_0 \lesssim 5 \cdot 10^{-24}$  cm). Die Grundzustandsenergie und damit die Temperaturabhängigkeit ist recht hoch und die Querempfindlichkeit zu  $\text{CO}_2$  oder zu anderen  $\text{H}_2\text{O}$ -Linien ist groß. Grundsätzlich sollte es jedoch möglich sein, mit fast jedem dieser Kristalle unter sorgfältiger Berücksichtigung einer Reihe von Problemen Wasserdampf mit der DIAL-Methode zu messen. Die geringe Absorption bleibt jedoch bei geringem Säulenwasserdampfgehalt eine entscheidende Fehlerquelle.

Die Nd-dotierten Kristalle bieten unter Berücksichtigung verschiedener Stark-Aufspaltungen in den Übergängen  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$  und  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$  eine breite Variation von Laserübergängen, die jeweils etwa über 1 nm abstimmbare sind. Zu den untersuchten Kristallen gehören YAG, YLF, YVO, GLASS, YALO und YSGG. Alle diese Laser sind mit ausreichender Leistung diodengepumpt, jedoch scheint das Zusammentreffen von geeigneten Wasserdampflinien mit einem Laserübergang sehr unwahrscheinlich. Tatsächlich befinden sich im Abstimmbereich von Nd:YAG um 1112 nm und 1123 nm mehre-

Material	$\lambda$ [nm]	$P_{pump}$ vs. Absorption	$\tau_{21}$ [ $\mu$ s]	$\sigma_{21}$ [ $10^{-20}$ cm <sup>2</sup> ]	klimatische Flexibilität	$E''$	Querempf. zu $H_2O$	Querempf. zu $CO_2$	Augen- sicherheit
Ti:Saphir	700-1100	—	3.2	28	++	++	++	++	—
Alexandrit	720-800	~	150-190	30	+	+	+	+	—
Cr <sup>3+</sup> :LiSAF	780-920	—	67	4.8	+	+	+	+	—
Cr <sup>3+</sup> :LiCAF	720-940	—	170	1	+	+	+	+	—
Cr <sup>4+</sup> :Fosterite	1167-1345	—	3.6	14.4	+	+	+	+	—
Cr <sup>4+</sup> :YAG	1309-1596	—	4.1	40	+	+	+	+	++
Tm:YAG <sup>a</sup>	2007-2023 <sup>⊗</sup>	++	2.7e3-11e3 <sup>⊗⊗</sup>	0.2 <sup>⊗</sup>	~	~	~	~	+
Tm,Ho:YLF <sup>a</sup>	2051-2069	+ <sup>b</sup>	.	+	—	+	+	~	+
Tm,Ho:YAG <sup>a</sup>	2087-2100 <sup>⊗⊗</sup>	+ <sup>b</sup>	250-9.5e3 <sup>⊗</sup>	2 <sup>⊗</sup>	~ <sup>c</sup>	+	+	+	+
Ho:YSGG <sup>a</sup>	2080-2089 <sup>⊗</sup>	+ <sup>b</sup>	.	.	—	+	+	~	+
Nd <sup>3+</sup> :YAG	1112/1123	++	230	4	++	+	+	++	—

++ : sehr gut geeignet, + : geeignet, ~ : problematisch, — : nicht geeignet, · : keine Angabe

Bemerkungen:

<sup>a</sup> Quasi-4-Niveau-Laser<sup>⊗</sup> (unteres Laserniveau bei 300K ca. 5% besetzt, Kühlung erforderlich).

<sup>b</sup> Upconversion verringert die Pumpeffizienz.

<sup>c</sup> Maximales nutzbares  $S_0 = 6.8 \cdot 10^{-24}$  cm.

⊗ HENDERSON ET AL. [1993], ⊗ KMETEC ET AL. [1994], ⊗ SUNI & HENDERSON [1991], ⊗ HENDERSON ET AL. [1991],

⊗ CHA ET AL. [1991].

Tabelle 3.1: Übersicht vibronischer Lasermaterialien und Nd:YAG.

re Linien, die die spektroskopischen Anforderungen ausreichend bis gut erfüllen. Fünf Absorptionslinien mit unterschiedlichen Linienstärken und moderaten Grundzustandsenergien bieten hohe klimatische Anpassungsfähigkeit und bei keinerlei Querempfindlichkeit zu anderen atmosphärischen Gasen nur vernachlässigbare bis geringe gegenseitige Abhängigkeiten. Zudem ist Nd:YAG ein weit verbreitetes Lasermaterial, das als robust gilt und einfach zu handhaben ist. Nachteile dieser Wellenlängen sind mangelnde Augensicherheit und erhöhte Kosten für Spezialbeschichtungen, jedoch scheint dieses Material das beste Potential für das angestrebte System zu bieten.

Die Wahl fällt somit auf einen Laser, der Nd:YAG als verstärkendes Medium bei 1112 nm und 1123 nm nutzt. Da ein derartiger Laser mit den geforderten Spezifikationen (s. Kap. 4.1) bisher noch nicht existierte, stellte sich im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Aufgabe, ein solches Lasersystem für die Messung von Wasserdampf und Vertikalwind zu entwickeln.

Nd:YAG ist seit 1964 ein bekanntes Lasermaterial (GEUSIC ET AL. [1964]), das sehr hart, von guter optischer Qualität und großer thermischer Leitfähigkeit ist. Es ist der mit Abstand am meisten genutzte Laserkristall (KOECHNER [1988]). In der Regel werden GaAlAs-Dioden mit der zentralen Emission bei 808 nm zum Pumpen des Kristalls genutzt, die thermisch mit einer Drift von ca. 0.27 nm/°C auf das Absorptionsspektrum des Nd:YAG sehr gut abstimmbare sind (s. Abb. 5.1). SMITH [1968] zeigte die Fähigkeit von Nd:YAG u.a. auf den Übergängen 1112-1123 nm zu lasen.

### 3.3 Wasserdampfspektroskopie im Abstimmbereich

Die volle Halbwertsbreite der Übergänge wurde von SINGH ET AL. [1974] mit  $13 \text{ cm}^{-1}$  bzw.  $14 \text{ cm}^{-1}$ , die stimulierten Emissionen mit  $3.6 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$  bzw.  $3.0 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$  angegeben. Die Darstellung in Abb. 3.1 beruht auf Messungen von OUSTROUMOV [1995], die von ihm zur Verfügung gestellt wurden. Die hier dargestellten Werte zeigen stimulierte Emissionen von etwa  $4.0 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$  bzw.  $3.8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ . KAMINSKII [1990] gibt  $\sigma_{21}$  mit  $3.6 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$  für 1112 nm bzw.  $4.0 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$  für 1123 nm an.

In Abb. 3.1 werden ebenfalls die Wasserdampfspektren im Abstimmbereich der beiden Übergänge gezeigt. Die Eigenschaften der geeigneten Absorptionslinien (nummeriert) sind in Tab. 3.2 zusammengefaßt. Die Linienstärken variieren von  $2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}$  bis  $29 \cdot 10^{-24} \text{ cm}$ , die Linie V fällt mit  $866 \cdot 10^{-24} \text{ cm}$  etwas heraus. Sie ist so stark, daß bodengebundene Messungen nur in polaren Gebieten bei Bodentemperaturen um  $-35^\circ\text{C}$  sinnvoll sind. Außerdem wären flugzeuggebundene Anwendungen für Stratosphärenmessungen durchaus denkbar. Die Linien I-IV decken dagegen die klimatischen Bedingungen von den Tropen bis in hohe Breiten fast vollständig ab. Nur die etwas großen

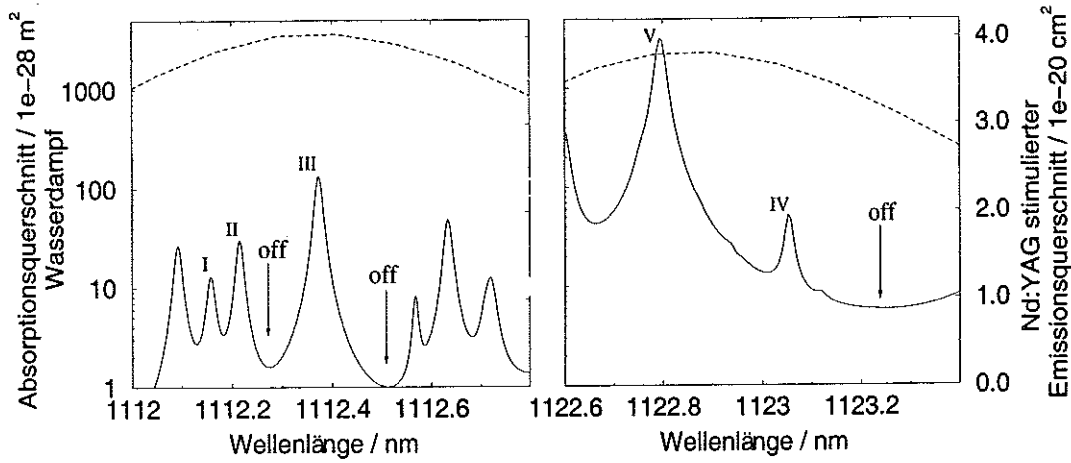


Abbildung 3.1: Wasserdampfspektroskopie bei den jeweiligen Laserübergängen. (—) Wasserdampfabsorption bei Vakuumwellenlängen, jedoch druckverbreitert, (- -) Nd:YAG stimulierter Emissionsquerschnitt.

Tabelle 3.2: Charakteristiken der Absorptionslinien nach ROTHMAN ET AL. [2000].

Absorptionslinie		I	II	III	IV	V
Position (Vakuum)	$\lambda$ [nm]	1112.16	1112.21	1112.37	1123.06	1122.79
	$\nu$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	8991.543	8991.076	8989.801	8904.253	8906.351
$S_0$	[ $10^{-24}$ cm]	2.58	5.92	28.7	9.28	866
$E$	[ $\text{cm}^{-1}$ ]	649	842	1079	447	173
$\frac{\delta \rho}{\rho} \Big _{T, z=1\text{km}}$	[%/K]	0.8	1.25	1.98	0.54	0.11
$\Gamma_C(P_0, T_0)$	[ $\text{cm}^{-1}$ ]	0.071	0.0644	0.0683	0.071	0.092

Grundzustandsenergien führen zu kleinen bis moderaten systematischen Fehlern, so daß u.U. eine einfache Abschätzung des Temperaturprofils durch Bodenwerte nicht ausreicht. Der Einfluß der Linie V auf Linie IV ist sehr gut abschätzbar, da die Temperaturabhängigkeit der Linie V sehr gering und so ihre Linienform in Abhängigkeit von der Höhe gut bekannt ist. In der Abb. 3.1 ist jeweils auch ein spektraler Bereich für die off-line-Messung angegeben. Die Restabsorption des 1123 nm-Übergangs ist nicht unerheblich, doch sehr gut bekannt. Die differentielle Absorption ist ausreichend und hieraus resultierende Fehler sind vernachlässigbar.

Die Linienstärken  $S_0$  sind in letzter Zeit Gegenstand von intensiven Diskussionen der Spektroskopiker. GIVER ET AL. [2000] konnten zeigen, daß die Linienstärken in der Datenbank Hitran-1996 (ROTHMAN ET AL. [1996]) fehlerhaft berechnet wurden und kor-

rigierte diese im Bereich  $8000\text{-}9500\text{ cm}^{-1}$  im Mittel um einen Faktor 0.92, die anschließend in die Hitran-2000 Daten eingebunden wurden. Neueste Messungen von BELMILOUD ET AL. [2000] bzw. WILKERSON [2001] zeigen jedoch, daß diese Linien eher um den Faktor 1.38 bzw.  $1.28 (\pm .13)$  stärker als diese korrigierten Daten anzunehmen sind. Da die in dieser Arbeit genutzten Linien jedoch nicht explizit durchgemessen wurden, wird auf die aktuellsten veröffentlichten Daten aus der Hitran-2000-Datenbank (s. Tab. 3.2) zurückgegriffen.

# Kapitel 4

## Systemanforderungen und Simulation

Aus den Vorgaben für die Meßgenauigkeit der zu messenden Parameter (Wasserdampfdichte  $\rho_{H_2O}$  und Vertikalwind  $v_{||}$ ) können über die Simulation der Rückstreuungseigenschaften einer Standardatmosphäre geeignete Lasereigenschaften wie Ausgangsleistung ( $P_p$ ), Pulsrepetitionsfrequenz (PRF), absolute und relative Stabilität der Laserfrequenz etc., abgeschätzt werden.

### 4.1 Anforderungen an das Lasersystem

Die tatsächlichen Anforderungen an das Lasersystem werden durch die zulässigen Fehler in der Wasserdampfmessung, der Windbestimmung, sowie der angestrebten zeitlichen und räumlichen Auflösung vorgegeben. Wichtig für die Angabe von Anforderungen ist demnach die Definition dieser Zielparameter, die das vorgestellte System einhalten soll. Der Gesamtfehler der Wasserdampfmessung soll 10% nicht überschreiten, der statistische Fehler soll kleiner als 3% sein. Die räumliche und zeitliche Auflösung sollte letztlich die Vorgaben für Flußmessungen erreichen können, daher die Forderung nach der Auflösung von 100 m in 60 s. Der Vertikalwind sollte mit einer Genauigkeit von 10 cm/s gemessen werden können, um wichtige meteorologische Prozesse auflösen zu können. Da in der Regel oberhalb der Grenzschicht mit dem Aerosolgehalt (vgl. MATHIAS [2000]) die Rückstreuung stark abnimmt, wird nicht erwartet, daß in der freien Troposphäre Messungen durchgeführt werden können. Die Reichweite wird sich daher auf die Grenzschicht beschränken, die jedoch bis über 2000 m Höhe anwachsen kann.

#### 4.1.1 Anforderungen durch Messung von Wasserdampf

Die Wellenlänge des Lasers muß sehr genau auf das Zentrum der ausgewählten Absorptionslinie stabilisiert werden, um systematische Fehler zu vermeiden. Für Messun-

Tabelle 4.1: Anforderungen und Zielvorgaben für das Lasersystem bei Messungen in der Grenzschicht bis ca. 2 km.

Zielvorgaben und Anforderungen für	H <sub>2</sub> O	Wind
Gesamtfehler in der Grenzschicht	$\lesssim 10\%$	
⇒ absolute Frequenzgenauigkeit ( $\delta\rho/\rho < 5\%$ )*	$\pm 480$ MHz	
⇒ spektrale Reinheit	$> 99.5\%$	
statistischer Fehler in der Grenzschicht	$\lesssim 3\%$	$\lesssim 10$ cm/s
⇒ relative Frequenzstabilität ( $\delta\rho/\rho < 1\%$ )*	$\pm 210$ MHz	$\pm 180$ kHz/50 $\mu$ s
⇒ Pulsbandbreite $\delta\nu_p$		$< 5$ MHz
⇒ Pulsdauer $\delta t_p$		$> 23$ ns
Wasserdampfspektroskopie		
⇒ Abstimmbarkeit des Slaves zu $\lambda_{on}$ u. $\lambda_{off}$	ca. 1 nm	
Bandbreite des Heterodyndetektors		100 MHz
⇒ max. Jitter des Slaves ( $\Delta\nu_{AOM} = 40$ MHz)		$\pm 20$ MHz
Höhenauflösung	75 m	75 m
⇒ Pulsdauer $\delta t_p$		$< 125$ ns
zeitliche Auflösung	60 s	10 s
⇒ Ausgangsleistung		1 W
⇒ Repetitionsfrequenz PRF		1000 Hz

\*  $\delta\rho/\rho$ : relativer Fehler der gemessenen Wasserdampfdichte. Effektive Linienbreite der Absorption nach BÖSENBERG [1998] wurde mit  $0.07 \text{ cm}^{-1}$  angenommen.

gen in der gesamten Troposphäre sollten die Laser mit einer Auflösung von besser als  $\pm 0.1 \cdot \Gamma_{H_2O}$  abstimmbar und dort zu stabilisieren sein (BÖSENBERG [1998]). Innerhalb der Grenzschicht ist die Anforderung nicht so streng (s. Tab. 4.1), trotzdem wird eine absolute Stabilität von  $\pm 200$  MHz angestrebt.

Jede von dem Laser emittierte Energie innerhalb der Detektorbandbreite, aber außerhalb des Absorptionszentrums, führt zu weiteren Fehlern. Diese spektrale Unreinheit darf nach ISMAIL & BROWELL [1989], BÖSENBERG [1991] und WULFMAYER & BÖSENBERG [1998] bei direkten Meßverfahren nicht mehr als 0.5% betragen. Da in dieser Arbeit ein sehr schmalbandiger Nachweis des atmosphärischen Signals angewendet wird, ist dieses keine notwendige Bedingung, jedoch sollte möglichst alle verfügbare Leistung in der Mode emittiert werden, die spektral an den lokalen Oszillator (LO) angepaßt und so nachweisbar ist. Angestrebt wird also ein Einfrequenzlaser (*single-longitudinal-mode*, SLM) mit einer spektralen Reinheit von  $> 99.5\%$ .

Die notwendige Abstimmbarkeit des Lasersystems ergibt sich aus der Spektroskopie. Wenn der Laser sich auf den jeweiligen Emissionslinien über 1 nm abstimmen lässt, wird jede der beschriebenen Absorptionslinien erreicht. Die maximale Pulslänge kann bei der Vorgabe einer kleinsten Höhenauflösung von 75 m aus der Gl. (2.27) mit  $\delta t_p \leq 125$  ns angegeben werden. Dabei ist zu beachten, daß erst zwei Meßwerte mit einem zeitlichen Abstand von  $4 \cdot \delta t_p$  als unabhängig betrachtet werden können. Die Werte für die Ausgangsleistung und Wiederholfrequenz aus Tab. 4.1 sind geschätzte Werte, die im Verlauf dieses Kapitels noch näher betrachtet werden.

Zusätzlich zu den üblichen Komponenten einer Lidarmessung mit dem direkten Signalnachweis ist die Anwesenheit eines lokalen Oszillators eine Grundvoraussetzung, um eine Heterodynmessung durchführen zu können. Hier können Leistungsschwankungen  $dP_{LO}$  auftreten (Spiking, s. Kap. 5.2.3), die über Gln. (2.26) und (2.29) proportional zum nachgewiesenen Signal sind. Solange die Schwankungen innerhalb eines Einzelmeßvorgangs (ca. 50  $\mu$ s) zeitlich nicht phasenstarr zum Beginn des Meßvorgangs sind, sondern sich zu diesem unkorreliert verhalten, und der Detektor nicht in die Sättigung getrieben wird, mitteln sich relative Schwankungen  $dP_{LO}/P_{LO}$  nach wenigen Einzelmessungen heraus. Diese sind in einem hochrepetierenden System sekundenschnell gesammelt, so daß ein Fehler in der Bestimmung der mittleren Rückstreuleistung vernachlässigbar klein wird. Zudem sollten die Schwankungsfrequenzen nicht nahe dem Frequenzbereich des nachzuweisenden Heterodynsignals liegen, damit sie von diesem zu trennen sind.

#### 4.1.2 Anforderungen durch Messung von Wind

Der oben erwähnte LO ist in der Regel ein Dauerstrichlaser, der für eine fehlerarme Windmessung gewisse Eigenschaften aufweisen muß. So führt eine Änderung der Frequenz während der Messung zu Fehlern in der Windbestimmung. Die mittlere Frequenzinstabilität  $\overline{\Delta\nu_{LO}(t)} = \overline{|\nu_{LO}(t_0) - \nu_{LO}(t)|}$  muß nach den Gln. (2.18) und (2.45) kleiner als  $\pm 180$  kHz sein, um Fehler  $> 10$  cm/s zu vermeiden.

Ebenso muß die Zentralfrequenz  $\nu_0$  des emittierten Pulses im Mittel auf  $\pm 180$  kHz genau bekannt sein, um Wind mit einer Auflösung von 10 cm/s messen zu können. Es ist schnell ersichtlich, daß ein Laser ohne klar definierte Zentralfrequenz (multimode) oder mit einer Pulsbreite weit jenseits der 10 MHz für Windmessungen solcher Art bei den hier verwendeten Wellenlängen nicht geeignet ist. Die Frequenzbreite  $\delta\nu_p$  des ausgesandten Strahls hat, bei Abwesenheit von Frequenzänderungen während der Pulserzeugung (*chirp*) oder anderen spektralen Unreinheiten, ein Minimum, das direkt mit der Pulslänge  $\delta t_p$  zusammenhängt (Fourierlimit):

$$\delta\nu_p \geq \frac{1}{\sqrt{8\pi} \cdot \delta t_p} \quad (4.1)$$



Soll die Frequenzbreite  $\delta\nu_p$  kleiner als 5 MHz bleiben, muß  $\delta t_p > 23$  ns sein. Eine optimale Frequenzbreite bedeutet ein Abwägen zwischen möglicher Frequenzauflösung, möglicher Höhenauflösung und inkohärentem Mittel innerhalb der aufgelösten Höhenstufe (s. Kap. 2.2.6). Aus einer maximalen Pulslänge von  $\delta t_p \leq 125$  ns folgt  $2\delta\nu_p \geq 0.9$  MHz. Wie gut die Zentralfrequenz eines solchen Pulses letztlich bestimmt werden kann, hängt von den Eigenschaften der Datenerzeugung, Datenerfassung und Datenbehandlung ab (s. Kap. 2.3). Es werden somit Pulslängen im Bereich von 23 bis 125 ns angestrebt.

Letztlich müssen noch die spektralen Schwankungen von Schuß zu Schuß zwischen der LO-Frequenz  $\nu_{LO}$  und der emittierten Frequenz  $\nu_p$  betrachtet werden (*Jitter*). Wenn der Jitter nicht korrigiert wird, darf auch hier die zugehörige Abweichung  $\Delta\nu_p = \nu_p - (\nu_{LO} + \Delta\nu_{AOM})$  (s. Abb. 2.4) nicht mehr als 180 kHz betragen. Wenn der Frequenzjitter  $\Delta\nu_p$  zu groß ist, d.h. der Laserpuls nicht in einer engen Umgebung zu einer vorgegebenen Frequenz stabil gehalten werden kann, muß die empfangene Signalfrequenz für jeden Schuß um  $-\Delta\nu_p$  korrigiert werden. Die hier zur Verfügung stehende Datenerfassung nutzt das Signal eines zweiten Detektors (F0-Detektor, s. Kap. 5.3.2.2), um für jeden Einzelschuß  $\Delta\nu_p$  zu bestimmen, und alle atmosphärischen Daten der zugehörigen Einzelmessung entsprechend zu korrigieren. Wenn der ermittelte Wert für  $\Delta\nu_p$  zu groß wird, werden keine Daten aufgenommen. Damit jeder Schuß zum Signal beiträgt, sollte also  $|\Delta\nu_p| < 1/2 \cdot \Delta\nu_{AOM} = 20$  MHz sichergestellt werden.

## 4.2 Simulation atmosphärischer Signale

In einem Lidarsystem mit Heterodynempfang wird nur die Partikelstreuung  $\beta_M$  nachgewiesen, da der Rayleigh gestreute Anteil  $\beta_R$  ein zu breites Frequenzspektrum aufweist (s. Kap. 2.2.1). Die Aerosolrückstreuung kann jedoch von Fall zu Fall um Größenordnungen variieren. Wünschenswert sind Lasereigenschaften, die auch bei gering streuenden Aerosolkonzentrationen zu Rückstreuleistungen führen, die eine Auswertung der zu messenden Parameter möglich machen. Dieses führt jedoch zu Anforderungen an das Lasersystem, die technisch eher schwierig, wenn nicht gar unmöglich zu realisieren sind. Daher sollen eher Systemeigenschaften, die mit technisch vertretbarem Aufwand erreichbar sind (s. Tab. 4.1), an einer mittleren Standardatmosphäre auf ihre Möglichkeiten, fehlerarm Wasserdampf zu messen, untersucht werden.

### 4.2.1 Standardatmosphäre

Die Höhenabhängigkeit des Parameters Temperatur  $T$  wird nach der US-Standardatmosphäre (UNITED STATES COMMITTEE ON EXTENSION TO THE STANDARD AT-

MOSPHERE [1976]) mit:

$$T(z) = T_o - 6.5 \text{ K} \cdot \frac{z}{1000 \text{ m}} \quad \text{mit} \quad T_o = 288 \text{ K} \quad (4.2)$$

angesetzt. Die Entwicklung des Drucks  $p$  mit der Höhe soll durch eine vereinfachte Form der barometrischen Höhenformel beschrieben werden, deren Genauigkeit für die folgenden Abschätzungen vollkommen ausreicht:

$$p(z) = p_o \cdot \exp\left(\frac{-z}{7800 \text{ m}}\right) \quad \text{mit} \quad p_o = 1013 \text{ hPa} \quad (4.3)$$

Die Extinktions- und Rückstreuoeffizienten für Rayleigh- und Aerosolstreuung  $\alpha_R$  und  $\beta_R$  bzw.  $\alpha_M$  und  $\beta_M$  können für  $\lambda = 1112 \text{ nm}$  nach ELTERMAN [1968] mit Hilfe des Lidarverhältnisses  $S_l$  aus

$$\alpha_R = 6.4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1} \cdot \exp\left(-\frac{z}{8000}\right), \quad \beta_R = \alpha_R \cdot \frac{3}{8\pi} \quad (4.4)$$

$$\alpha_M = 1.0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1} \cdot \exp\left(-\frac{z}{1200}\right), \quad \beta_M = \alpha_M \cdot \frac{1}{S_l} \quad (4.5)$$

bestimmt werden. In dieser Atmosphäre ist jedoch eine Grenzschicht, deren Aerosolverteilung von der in der freien Troposphäre in der Regel stark abweicht, nicht explizit vorgesehen. Nach MATTHIAS [2000] ist es hier sinnvoller, über den Bereich der Grenzschicht eher eine konstante Aerosolverteilung anzunehmen, die oberhalb stark abfällt und in die Beschreibung aus Gl. (4.5) übergeht.

In der Regel ist im Bereich oberhalb der Grenzschicht nur wenig Aerosol vorhanden, so daß mit einer schlechten Signalqualität zu rechnen ist und eine sinnvolle Auswertung von Wasserdampf nicht möglich erscheint. Daher wird für die folgenden Simulationen eine konstante Aerosolrückstreuung angenommen, anhand derer die Signalverhältnisse innerhalb der Grenzschicht, z.B. auf maximale Reichweite bei konstantem Signal-Rausch-Verhältnis, optimiert werden können. Die Simulationsbeispiele werden bis zu einer Entfernung von 3000 m dargestellt. Je nach Lage der Grenzschichthöhe ist jedoch davon auszugehen, daß die Signale aus Mangel an Streuern oberhalb dieser gegenüber der Simulation substantiell abnehmen. Die Koeffizienten, die in der Simulation verwendet werden, sind:

$$\alpha_M = 6.3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}, \quad \beta_M = \alpha_M \cdot \frac{1}{S_l}, \quad S_l = 50 \quad (4.6)$$

Diese Daten sind durch Umrechnungen der Messungen von MATTHIAS [2000] auf die hier genutzte Wellenlänge gewonnen worden. Dazu wurden mittlere Werte verwendet, typischerweise können jedoch Rückstreuoeffizienten auch bis zu einem Faktor 3 geringer oder bis zu einem Faktor 4 größer auftreten.

Wie schon in Kap. 2.2.4.4 ausführlich dargestellt, kann die atmosphärische Turbulenz die Effizienz des empfangenen Signals erheblich beeinträchtigen. Der Faktor  $\eta_T$  skaliert mit dem Strukturparameter  $C_n^2$  der atmosphärischen Turbulenz. HUFNAGEL [1974] beschreibt  $C_n^2$  mit einer empirischen Formel für Maryland/USA, jedoch gilt diese Formel nur für den Bereich oberhalb der Grenzschicht ab 3000 m. CLIFFORD & LADING [1983] schlagen vor, einen Startwert am Boden  $C_{n0}^2$  mit der Höhe wie folgt zu variieren:

$$C_n^2(z) = C_{n0}^2 \cdot z^{-4/3} \quad (4.7)$$

Diese Formel beschreibt die stark ansteigende Turbulenz am Boden realistischer als das Modell von HUFNAGEL [1974]. Mit einem realistischen Startwert von  $C_{n0}^2 = 1.8 \cdot 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$  nähern sich beide Modelle schnell an und liegen ab  $z = 2000 \text{ m}$  dicht beieinander (s. Abb. 4.1). CLIFFORD & LADING [1983] geben  $C_{n0}^2 = 7.5 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$  an, welches auch nach Aussagen von HARDESTY [1997] eher realistisch ist. Für die Simulationen, die hier vorgestellt werden, wurde ein Wert  $C_{n0}^2 = 1.0 \cdot 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$  angesetzt, was eine Abschätzung zu schlechterer Signalqualität bedeutet. FAIRALL & FRISCH [1991]

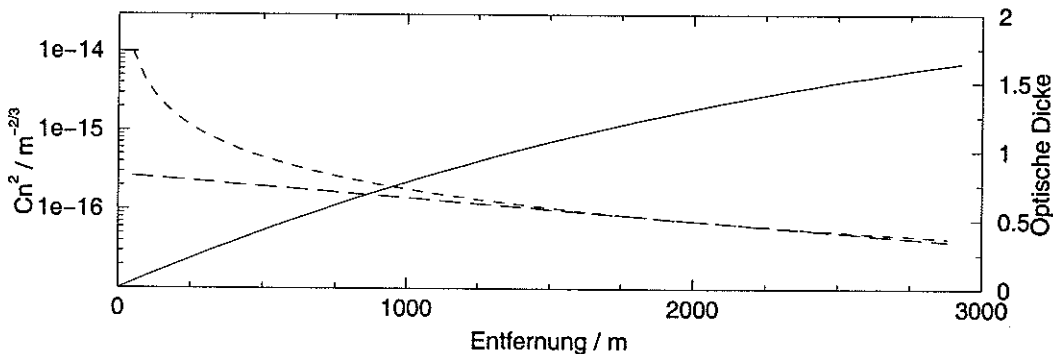


Abbildung 4.1: Entwicklung von  $C_n^2$  mit der Höhe  $z$  nach HUFNAGEL [1974] (---) und CLIFFORD & LADING [1983] (- - -). Ebenso ist die simulierte optische Dicke des Wasserdampfs (—) angegeben (ein Weg).

simulieren das  $C_n^2$  zu verschiedenen Jahres- und Tageszeiten, von denen das Szenario Wintertag sehr gut mit den hier vorgestellten Daten übereinstimmt. Dort wird zudem angenommen, daß es noch einmal einen Anstieg des  $C_n^2$  an der Grenzschichtoberkante bis auf Werte von  $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  gibt. Qualitativ ist ein Anstieg des  $C_n^2$  an der Grenzschichtoberkante durchaus zu erwarten, jedoch wird die Datenqualität nur durch die ersten Meter, wo das  $C_n^2$  noch sehr große Werte annimmt, stark beeinträchtigt. Die Turbulenz in größeren Höhen ab Werten unter etwa  $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  hat kaum noch Auswirkungen auf den Empfang, so daß ein Anstieg des  $C_n^2$  auf  $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  keine Auswirkungen auf die Simulationen oder reale Messungen hat. Da zudem in dieser Simulation eine

Grenzschichthöhe nicht vorgegeben wird (es sollen mögliche Reichweiten innerhalb der Grenzschicht untersucht werden) wird dieser Effekt hier auch nicht berücksichtigt.

Die Koeffizienten aus Gl. (4.6) gehen als  $\alpha$  und  $\beta$  über die Gl. (2.1) in das  $CNR$  aus Gl. (2.41) ein, so wie das  $C_n^2$  aus Gl. (4.7) über Gl. (2.37) eingeht. Desweiteren wird  $\eta_{misc} = 1$  gesetzt. Bei gut durchmischter Grenzschicht, die schon bei der Annahme einer konstanten Aerosolverteilung vorausgesetzt wird, variiert die Wasserdampfdichte in der Höhe nur mit dem Druck. Die optische Dicke der Luftmasse einer Höhe nimmt mit der Wasserdampfdichte ab, die Absorption im Linienzentrum nimmt jedoch durch Abnahme der Druckverbreiterung mit der Höhe leicht zu. Die numerisch berechnete optische Dicke, die im Modell verwendet wird, ist in Abb. 4.1 dargestellt. Sie nimmt in einer Höhe von 1500 m einen Wert von 1.1 an, der von REMSBERG & GORDLEY [1978] für die oberste Meßhöhe als ideal angegeben wird.

### 4.2.2 Simulationsergebnisse

Es wird untersucht, wie sich der zu erwartende Fehler von  $\rho_{H_2O}$  mit den Parametern für Teleskopfokus  $z_f$ , emittiertem Strahlradius  $R$ , Mittelungsdauer  $dt$ , der Vertikalauf- lösung  $dz$  und der Pulsenergie  $2P_p \delta t_p$  verändert. Anschließend können optimale Kon- figurationen der hier untersuchten Standardverhältnisse für Wind- und Wasserdampf- messungen verschiedener Auflösung angegeben werden. Da bei der Messung beider Parameter in der Regel jeweils genügend Signalstärke für die Auswertung von Wind vorhanden ist, soll vor allem die Reichweite der Wasserdampfmessungen optimiert wer- den.

Die statistische Varianz  $\sigma_\rho^2$  der Wasserdampfdichte  $\rho$  ergibt sich aus der Fehlerfort- pflanzung der Einzelfehler bezüglich der Leistungsmessungen  $P_d(\lambda_j, z_i)$  mit  $i = 1, 2$  und  $j = on, off$  zu:

$$\sigma_\rho^2 = \sum_{j,i} \left( \frac{\partial \rho}{\partial P_d(\lambda_j, z_i)} \right)^2 \simeq \frac{m_{H_2O}^2}{4 \Delta \sigma_a^2 \Delta z^2} \cdot \sum_{j,i} \frac{1}{SNR^2(\lambda_j, z_i)} \quad (4.8)$$

$\Delta \sigma_a$  und  $\Delta z$  stehen wieder für die differentielle Absorption und die Entfernungsauf- lösung,  $SNR$  für das Signal/Rausch-Verhältnis aus Gl. (2.43). Die relative statistische Varianz ergibt sich dann zu:

$$\frac{\sigma_\rho^2}{\rho^2} \simeq \frac{1}{4 \cdot \Delta \tau_{od}^2} \cdot \sum_{j,i} \frac{1}{SNR^2(\lambda_j, z_i)} \quad (4.9)$$

mit der relativen optischen Dicke im betrachteten Volumen  $\Delta z$  (einfacher Weg)

$$\Delta \tau_{od} \simeq \frac{\rho}{m_{H_2O}} \cdot \Delta \sigma_a \cdot \Delta z \quad (4.10)$$

Mit einer optischen Dicke bis zur oberen Meßhöhe von  $\tau_{od} = 1.1$  ist  $CNR(\lambda_{on})$  etwa um einen Faktor  $e^{2 \cdot \tau_{od}} \simeq 9$  kleiner als  $CNR(\lambda_{off})$ .

In Abb. 4.2 ist dargestellt, wie sich der in Gl. (4.9) beschriebene statistische Fehler der Wasserdampfbestimmung mit Änderungen der Systemparameter Strahlradius  $R$  und Brennweite des Teleskops  $z_f$  verhält. Dabei wurden die Parameter aus Tab. 4.2 in die

Tabelle 4.2: Parameter für die Simulation.

Param.	$\tau_{od}$	$S_l$	$C_{n0}^2$	$dz$	$dt$	$M$	$B_d$	$\eta_q$	PRF	$2P_d \delta t_p$	$\delta t_p$
Wert	1.1	50	1e-12	150	180	100	95	0.7	1000	1	65
Einheit	1500m		$m^{2/3}$	m	s		MHz		Hz	mJ	ns

Simulation eingesetzt. Diese Parameter sind in den vorangegangenen Kapiteln hergeleitet oder aus plausiblen Annahmen und Meßanforderungen heraus begründet worden. Die in die Simulation eingesetzten Lasereigenschaften sind realistische Ziele (1000 Hz, 1 mJ) und der später tatsächlich gemessene Wert  $\delta t_p = 65$  ns (s. Kap. 5.3.3.2). In der Abbildung kann die mögliche Reichweite bei den gegebenen Auflösungen direkt abgelesen werden. Abb. 4.2a beschreibt diese Reichweite bei Vorgabe eines statistischen Fehlers unter der Änderung des Teleskopfokus  $z_f$ . Die Empfangseffizienz ist im Fokus aufgrund der ebenen Wellenfronten erhöht und der statistische Fehler hier geringer, dieser nimmt jedoch für  $z > z_f$  schnell zu. Mit wachsendem  $z_f$  nimmt daher auch die Reichweite zu.  $z_f$  wird sinnvoll auf die maximal auszuwertende Entfernung gesetzt, um die Qualität (Wellenfront) der wenigen Photonen, die von dort noch in das Teleskop fallen, zu optimieren. Ein  $z_f = 2000$  m ist optimal an die Vorgaben aus Tab. 4.2 und der angenommenen Atmosphäre angepaßt, um die Reichweite bei einem Fehler von  $\sigma_\rho/\rho < 5\%$  zu maximieren. In Abb. 4.2b erkennt man zunächst eine wachsende Reichweite mit zunehmendem Radius. Das ist plausibel, da die effektive Teleskopgröße mit  $R$  zunimmt. Bei zu großen Radien führt jedoch die Krümmung der Feldlinien im Nahfeld zu größeren Verlusten, die sich in schlechterer Signalstatistik niederschlagen. Im Bereich des Fokus, wo die Wellenfronten im Moment der Streuung eben sind, ist jedoch mit wachsendem  $R$  weiterhin eine Fehlerreduzierung zu erkennen. Ein optimal an die Vorgaben angepaßter Strahlradius mit maximaler Reichweite bei  $\sigma_\rho/\rho < 5\%$  ist  $R = 5.5$  cm.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß mit einem Laser, der die in den Tab. 4.1 und Tab. 4.2 beschriebenen Eigenschaften für Heterodynmessungen besitzt, unter Mittelung von 150 m und 180 s eine Reichweite für Messungen von Wasserdampf in der Grenzschicht unter Standardbedingungen bis 1500 m erreicht. Dieses ist in der Regel ausreichend, sind jedoch höherauflösenden Messungen notwendig, muß die Repe-

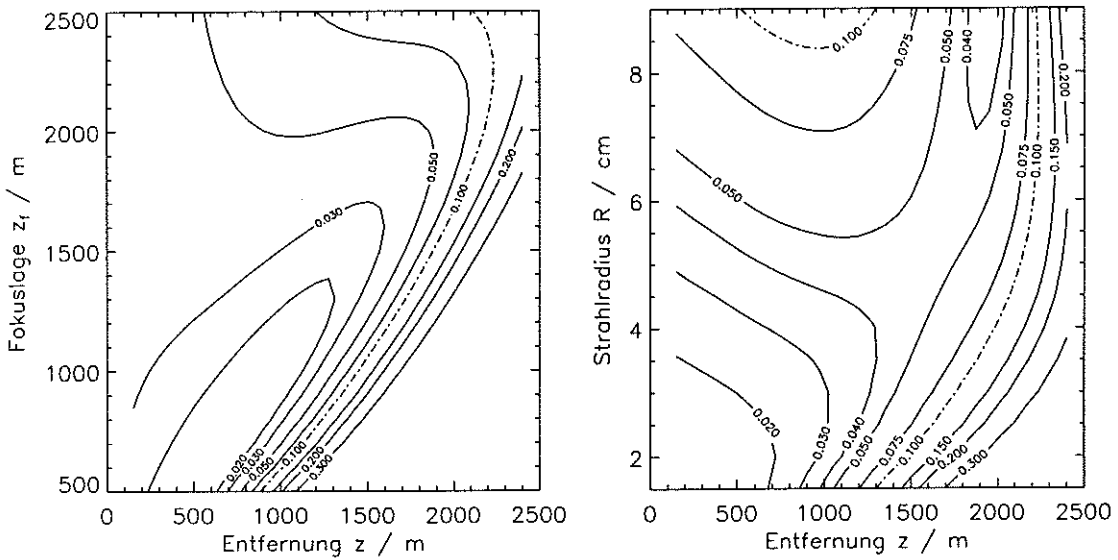


Abbildung 4.2: Statistischer Fehler  $\sigma_\rho/\rho$  unter Variation von a.) Lage des Teleskopfokus  $z_f$  ( $R = 5.5$  cm) und b.) Strahlradius  $R$  ( $z_f = 2000$  m).

titionsrate erhöht werden. Der einschränkende Faktor an dieser Stelle ist der Speckleeffekt, so daß sehr viel mehr unabhängige Messpunkte erzeugt werden müssen, um den statistischen Fehler der Wasserdampfmessung wesentlich zu verbessern. Um zu einer Auflösung von 75 m und 60 s bei  $\sigma_\rho/\rho < 5\%$  und einer Reichweite von 1200 m zu kommen, muß die Repetitionsrate bei konstanter Pulsenergie von 1mJ auf 10000 erhöht werden. Diese Auflösung ist wünschenswert, damit der Wasserdampftransport in der Grenzschicht in meteorologisch relevanten Zeitabschnitten ( $< 1$  Std.) aufgelöst und quantifiziert werden kann.

# Kapitel 5

## Das Lasersystem

### 5.1 Theoretische Überlegungen

Eine umfassende Lasertheorie ist ausgiebig in der Literatur behandelt worden (z.B. KOGELNIK & LI [1966]; SIEGMAN [1986]; KOECHNER [1996]). An dieser Stelle soll nur auf die Grundlagen von Besonderheiten und Eigenschaften der hier entwickelten Laser eingegangen werden.

Das verstärkende Lasermedium ist Nd:YAG (s. Kap. 3.2), ein Material, das in allen Polarisationsrichtungen gleichermaßen verstärkt (isotrop). Die Nd-Atome ersetzen die Yttrium-Atome im Kristall unter üblichen Dotierungen von 1.0 - 1.1% at., einer Optimierung zwischen hoher Absorptions- und Emissionsfähigkeit und der Deformation des Kristallgitters. Sie werden in dieser Arbeit durch einen Diodenlaser angeregt, welcher auf einer Wellenlänge emittiert, die von den Nd-Atomen absorbiert wird. Diese Wellenlänge liegt vorzugsweise bei 808 nm (s. Abb. 5.1). Der Diodenlaserstrahl muß geeignet fokussiert werden, um den Bereich der Lasertätigkeit im Kristall, und möglichst nur diesen, auszufüllen. Die gespeicherte Anregungsenergie kann nun spontan oder stimuliert abgegeben werden. Die stimulierte Emission hat dabei die gleiche Richtung, Polarisation und Phasenlage wie das stimulierende Lichtfeld, so daß die zugehörige Feldintensität verstärkt wird. Eine geeignete, das verstärkende Medium umgebene Kavität bestimmt die resonanten Feldkomponenten (Moden) im Kristall. Es setzt sich in der Regel eine einzelne Mode gegen konkurrierende Feldverteilungen durch, da sich ein winziger Vorsprung in der Feldintensität schnell durch die positive Rückkopplung der stimulierten Emission vergrößert. Nur in Bereichen verschwindend geringer Feldintensität der Mode (Knotenebenen) wird die Anregungsenergie nicht abgebaut und es entsteht der Effekt des räumlichen Lochbrennens (*spatial hole burning*). Diese Bereiche können weitere Moden verstärken, deren Knotenebenen im Resonator anders verteilt sind. Das bedeutet jedoch, daß die Frequenzen der Moden ein wenig verschieden sind und so das emittierte

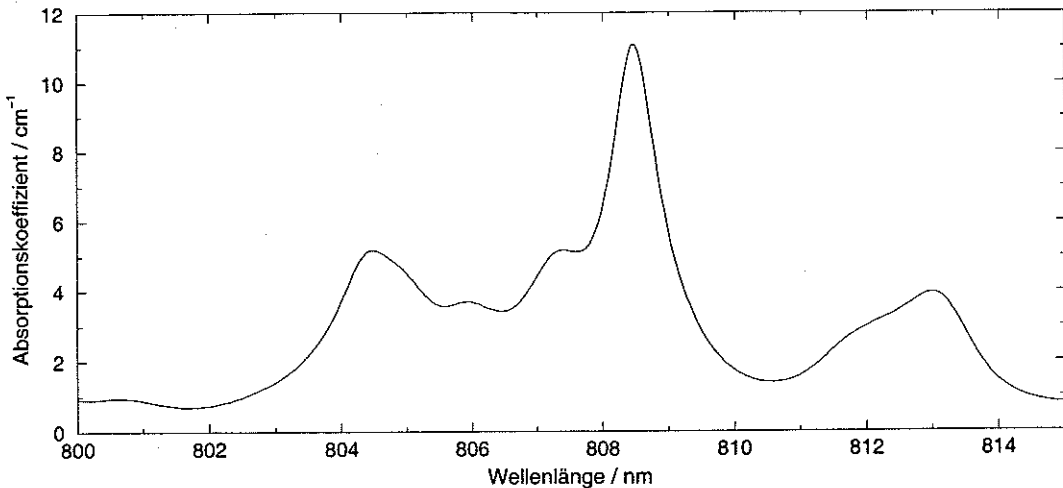


Abbildung 5.1: Absorptionskoeffizient von YAG mit 1.1%at.  $\text{Nd}^{3+}$ -Dotierung (KÜCK [1999]).

Spektrum verbreitert wird. Um diesen Effekt zu verhindern, sollten alle feststehenden Knotenebenen in der Resonatormode vermieden werden.

Die Modenstrukturen können sich in Ausbreitungsrichtung (longitudinal) oder senkrecht dazu (transversal) voneinander unterscheiden. Bis auf die Grundmode ( $\text{TEM}_{00}$ ), die mit Gauß'scher Intensitätsverteilung beugungsbegrenzte Emission liefert, zeigen alle transversalen Moden Knotenebenen in der Struktur senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, so daß Emission in der Grundmode angestrebt wird. Ist derselbe optische Weg der Strahlung im Kristall bezüglich Polarisation und optischer Achse in beiden Richtungen möglich (z.B. linearer Resonator), so interferiert die Strahlung im Kristall derart, daß nur stehende Wellen mit räumlich klar definierten Knotenebenen, von denen zwei auf den jeweiligen Endspiegeln liegen, keine destruktive Interferenz erfahren. Die Frequenzen der möglichen longitudinalen Moden  $\nu_m$  und deren Frequenzabstand  $\Delta\nu_m$  sind durch die optische Resonatorlänge  $L^*$  (vollständiger Umlauf) eindeutig definiert:

$$\nu_m = \frac{i \cdot c}{L^*} \quad \text{und} \quad \Delta\nu_m = \frac{c}{L^*}, \quad i \in \mathbb{N}. \quad (5.1)$$

Liegt eine zweite Modenfrequenz innerhalb der Bandbreite des Heterodyndetektors, so könnte auch diese nachgewiesen werden und eventuell zu Fehlern führen. Bei der hier gebräuchlichen Detektorbandbreite von 200 MHz muß der Laser eine optische Resonatorlänge von  $L^* < 1.5$  m haben, um diese Effekte zu verhindern. Um jedoch eine maximale Effizienz der emittierten Laserleistung zur nachzuweisenden Laserleistung zu erhalten, sollte alle Leistung in der nachweisbaren Mode emittiert werden. Es wird der Einmodenbetrieb angestrebt.



Um Knotenebenen zu vermeiden, muß das Ausbilden von stehenden Wellen verhindert werden. Dazu muß man ausschließen, daß die Strahlung mit sich selbst interferieren kann. Es gibt hierfür grundsätzlich drei verschiedene Möglichkeiten: Trennen des optischen Weges (unidirektionaler Ringresonator), Trennen der Polarisationszustände für Hin- und Rückweg der Strahlung ('Quasi'-Ringresonator) oder eine Pulslänge, die kürzer als die Resonatorumlaufzeit ist. Wenn keine Knotenebenen entstehen, kann die gesamte zur Verfügung stehende Anregungsenergie in eine einzige Mode fließen. Wird der Laser lange genug betrieben (z.B. Dauerstrich- (cw-) Laser) setzt sich nach einer gewissen Relaxationszeit (typisch für Nd:YAG sind einige ms) die Mode mit den wenigsten Verlusten im Resonator vollständig durch und der Laser läuft im Einmodenbetrieb (*single longitudinal mode*, SLM). In der Regel wird hier eine longitudinale Grundmode  $TEM_{00}$  angestrebt. Die tatsächliche Frequenzbreite hängt dann nur noch von verschiedenen äußeren Einflüssen, wie den mechanischen Schwingungen der Halterungen, den turbulenten und akustischen Brechungsindexschwankungen der Luft oder den Fluktuationen in der Pumpleistung, ab. Diese Effekte führen typischerweise zu Bandbreiten von einigen 10 kHz bis einigen MHz. Dieses ist sehr viel breiter als die theoretisch minimale Bandbreite aufgrund von Phasenfluktuationen in der Resonatormode, die im sub-Hz-Bereich liegen kann (SCHAWLOW & TOWNES [1958]). Um eine Kurzfriststabilität von  $\pm 180$  kHz während ca.  $50 \mu\text{s}$  (maximale atmosphärische Umlaufzeit) zu erhalten, muß der Aufbau sorgfältig gegen mechanische Schwingungen und gegen akustische Wellen geschützt werden. Turbulente Luftströmungen im Resonator sollten aufgrund der Anforderung nach absoluter Frequenzstabilität von  $\pm 200$  MHz vermieden werden. Dieses erfordert eine kleinräumige Kapselung des optischen Aufbaus des Resonators.

Die drei oben genannten üblichen Methoden Mehrmodigkeit zu verhindern, hatten die Vermeidung stehender Wellen im Resonator zum Ziel. Um SLM-Tätigkeit zu erreichen, gibt es daneben auch die folgenden Möglichkeiten:

⇨ In einem sehr kurzen Kristall (einige  $10 \lambda$ ), der sich sehr nahe an einem Endspiegel befindet, entstehen nur wenige Knotenebenen, die alle nicht für nahegelegene Frequenzen (benachbarte Moden) nutzbar sind, da sich ihre Knotenebenen örtlich noch fast an der selben Stelle wie die der Hauptmode befinden (HEINE [1995]).

⇨ In einem kurzen Resonator können die Frequenzen der benachbarten Moden so weit auseinander liegen, daß die Verstärkungsbandbreite des Lasers (bei Nd:YAG ca. 1 nm) überschritten ist (s. Gl. (5.1)).

In jedem dieser Fälle bietet der Kristall jedoch nur kurze Absorptionslängen, so daß nur geringe Pumpleistungen deponiert und keine ausreichenden Ausgangsleistungen erreicht werden können.

Die notwendigen spektralen Eigenschaften (s. Tab. 4.1) sind mit einem cw-Laser im Ring- oder Quasi-Ring-Design erreichbar. Die Anforderungen für Pulsdauer und Ener-

gie können jedoch nur von einem repetierenden Laser erfüllt werden. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, einen Laser repetierend zu betreiben. Entweder wird ein Pumpimpuls in den Kristall eingebracht, der nicht viel länger als der zu erzeugende Laserpuls sein darf (*gain switch*), oder man bedient sich des Güteschaltens (*Q-switch*). Im ersten Fall werden große Pumpleistungsdichten benötigt, die jedoch von Diodenlasern nicht erzeugt werden können. Güteschalten umgeht diese Bedingung, indem durch Änderung der Resonatorgüte (Q-Wert) die Lasertätigkeit kontrolliert wird. Dazu werden zunächst die Verluste im Resonator so weit erhöht, daß sich im Laser keine resonante Mode ausbilden kann. Es tritt nur spontane und deren (bei niedrig verstärkenden Lasern wie Nd:YAG verschwindend geringe) stimulierte Emission (*amplified spontaneous emission*, ASE) auf, so daß ein Großteil der Pumpenergie im Kristall angereichert wird. Die Pumpeffizienz nimmt wegen der spontanen Emission mit der Zeit seit Pumpbeginn ab. Um maximale Ausgangsleistung bei konstanter Pumpleistung zu erhalten, sollte die Länge der Pumpzeit der spontanen Emission angepaßt und die Pause zwischen den Schüssen nicht viel länger als die Pumpzeit angesetzt werden. Nach Beendigung des Pumpens werden die Verluste im Resonator plötzlich minimiert und es baut sich schnell (typisch sind einige 10 ns bis  $\mu$ s) ein sehr starker Laserpuls auf, der den größten Teil der gespeicherten Energie in kurzer Zeit in Licht umwandelt.

Wenn die Lasertätigkeit wie hier kurz ist (50 - 200 ns), kann sich die Modenstruktur durch Abbau von Anregungsenergie im Kristall kaum gegenseitig beeinflussen und es treten viele Moden gleichzeitig auf, die das Emissionsspektrum insgesamt verbreitern. Dieses liegt vor allem daran, daß alle möglichen Moden mit nahezu der gleichen Anfangsbedingung starten, sie werden durch wenige spontan emittierte Photonen angeregt. Gibt man nun einer Mode einen erheblichen Vorsprung an Photonen, die stimulierte Emission auslösen können (*injection seeding*), so bauen diese die vorhandene Anregungsenergie so schnell ab, daß andere Moden nicht dazu kommen, nennenswerte Pulsenergien auszubilden. Die Pulsaufbauzeit  $t_a$  ist proportional zum Logarithmus des Quotienten aus der Photonenflußdichte im Resonator zum Zeitpunkt der maximalen Pulsenergie  $\phi_p$  und zum Startzeitpunkt  $\phi_0$ :

$$t_a \sim \ln \left( \frac{\phi_p}{\phi_0} \right) . \quad (5.2)$$

Typische Faktoren, um die sich  $t_a$  durch Injection Seeding verkürzt, liegen im Bereich 1.2 - 4. Diese Photonen können von einem Dauerstrichlaser (Seeder, s.u.) zur Verfügung gestellt werden, der spektral leichter zu kontrollieren ist. Die Kombination eines Seeders, der die Photonen für den Anfangszustand zur Verfügung stellt (Master Oszillator), und eines resonanten Pulsverstärkers (Slave, Power Oszillator) nennt man auch Master-Oszillator-Power-Oszillator (MOPO). Aufgrund der guten Erfahrungen mit diesem Konzept und des zusätzlichen Vorteils, den Master-Oszillator als lokalen Oszillator für den Heterodynempfang nutzen zu können, wurde das Lasersystem im MOPO-Design entwickelt.

## 5.2 Der Dauerstrichlaser (Seeder)

Der Dauerstrichlaser, der in der Heterodynanwendung auch als lokaler Oszillator (LO) genutzt wird, soll im weiteren Verlauf Seeder genannt werden. Nur an Stellen, wo es wichtig ist, auf den Frequenzunterschied zwischen den geseedeten Photonen und dem LO zu achten, soll weiterhin die Bezeichnung LO genutzt werden.

Die Beschreibung des Seeders behandelt zunächst theoretische Überlegungen zu dem Resonator-Design, die sich mit der Abstimmung des Lasers auf die Wasserdampfabsorptionslinie und dem Erreichen des Einfrequenzbetriebs beschäftigen. Dazu zählen die Auswahl des Laserübergangs durch den Auskoppelspiegel und dem optischen Element Etalon, die Wahl der Resonatorlänge, die Quasi-Ring-Konfiguration, sowie die Feinabstimmung der Resonatorlänge. Anschließend wird der tatsächliche mechanische Aufbau mit der Einkopplung des Pumpstrahls sowie die Berechnung der Resonatormode behandelt, bevor die Stabilisierung des Resonators durch Kontrolle der Resonatorlänge und die Messungen der Eigenschaften beschrieben werden.

### 5.2.1 Auswahl des Laserüberganges

Abbildung 5.2 zeigt den stimulierten Emissionsquerschnitt  $\sigma_{21}$  von Nd:YAG gegen die Wellenlänge im hier interessierenden spektralen Abschnitt. Die üblicherweise genutzte

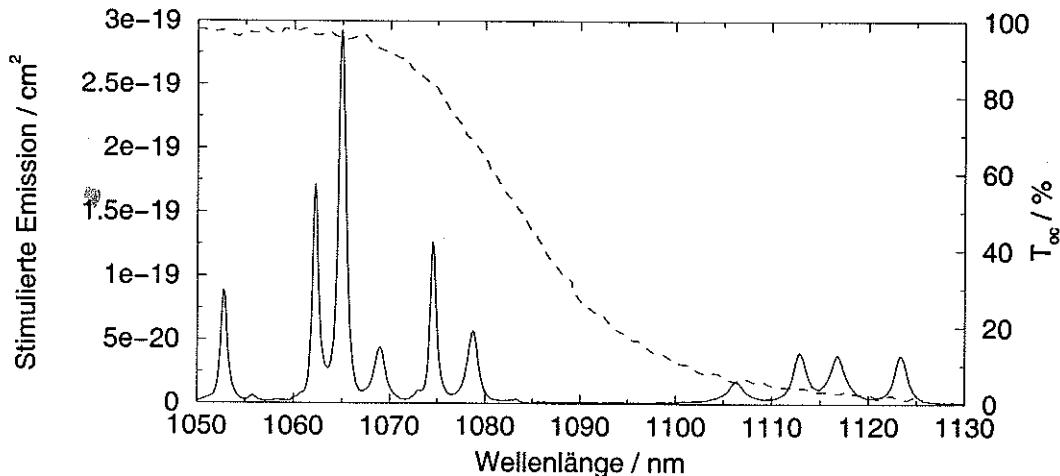


Abbildung 5.2: Stimulierter Emissionsquerschnitt von Nd:YAG (—) (OUSTROUMOV [1995]) und Transmission des Auskoppelspiegels (- -).

starke Emission der  $R_2 \rightarrow Y_3$  Aufspaltung des  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  Übergangs bei 1064 nm mit

$\sigma_{21} \simeq 3.0 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$  (KAMINSKII [1990]) ist deutlich zu erkennen, aber auch andere Aufspaltungen des gleichen Überganges, z.B. bei 1061 nm und 1074 nm, weisen große Emissionsquerschnitte  $>10^{-19} \text{ cm}^2$  auf. Die stimulierten Emissionen der vier Übergänge der zwei Aufspaltungen des  ${}^4F_{3/2}$ -Niveaus in die beiden obersten Aufspaltungen des  ${}^4I_{11/2}$ -Niveaus (1105-1123 nm) betragen dagegen nur ca.  $3.5 - 4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ , der Übergang bei 1105 nm ist sogar noch schwächer und wird im weiteren nicht mehr behandelt, da auch die Spektroskopie hier nicht interessant ist.

### 5.2.1.1 Auswahl des Laserüberganges durch den Auskoppelspiegel

Um Laseraktivität bei diesen Niveauübergängen (1112-1123 nm) möglich zu machen und gleichzeitig Laseraktivität auf den starken Übergängen bei 1060 nm zu verhindern, wurden die Auskoppelspiegel (*output coupler*, oc) als Kurzpaß beschichtet, der hohe Transmissionen für kürzere Wellenlängen (1064 nm) und niedrige Transmissionen

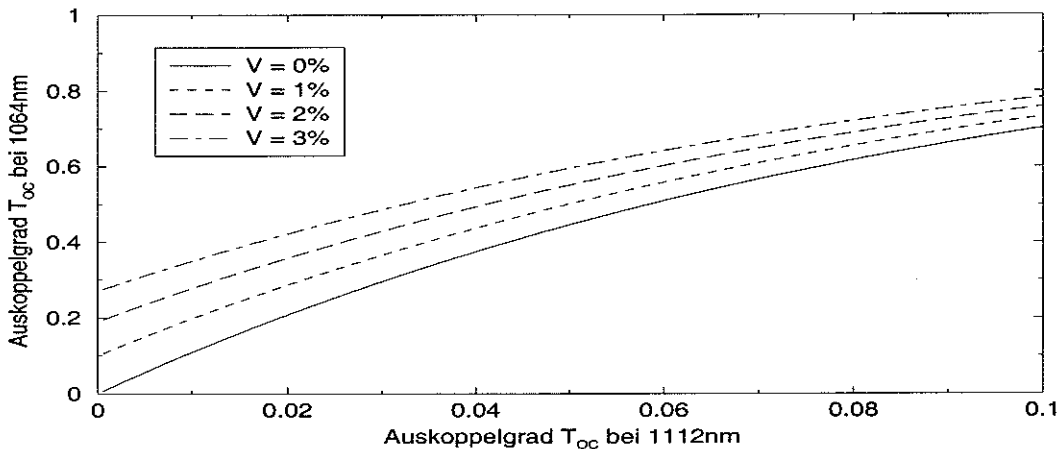


Abbildung 5.3: Verhältnis der Auskoppelgrade bei gleicher Laserschwelle  $P_S$  für die Wellenlängen 1112 nm und 1064 nm.

für längere Wellenlängen (1112 nm, 1123 nm) aufweist. Diese wellenlängenabhängige Transmission  $T_{oc}(\lambda)$  wird in Abb. 5.2 gezeigt. Die Schwelle  $P_S$ , die die im Kristall deponierte Pumpleistung überschreiten muß, um Lasertätigkeit zu erzeugen, ist proportional zum Quotienten aus den Verlusten der Mode im Resonator pro Umlauf und  $\sigma_{21}$  (KOECHNER [1996]):

$$P_S \propto \frac{-\ln(1 - T_{oc}) + V}{\sigma_{21}}, \quad (5.3)$$

wobei  $V$  für alle weiteren Verluste steht. Setzt man typische Werte bei den Wellenlängen 1112 nm bzw. 1123 nm und 1064 nm ein, so kann das  $T_{oc}$  bei 1064 nm berechnet werden, für das die Laserschwelle hier genau so groß wird, wie z.B. bei 1112 nm (s. Abb. 5.3). Es zeigt sich, daß relativ zum Übergang bei 1112 nm für typische  $T_{oc} \approx 6\%$

$T_{oc}|_{1064\text{ nm}} \gtrsim 50\%$  sein muß. Dieses ist eine konservative Abschätzung, da die weiteren Verluste  $V$  in dem Laser bei den Wellenlängen 1112-1123 nm minimiert werden und frequenzabhängige Verluste bei 1064 nm eher größer sind. Mit einer Restreflektion von ca. 5% bei 1064 nm erfüllt der gezeigte Auskoppelspiegel diese Bedingung.

Die nächstgelegenen infraroten (IR) Übergänge  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  liegen bei Wellenlängen jenseits 1300 nm, für die keine der Beschichtungen optimiert ist. Die Verluste sind zu hoch, um Lasertätigkeit zuzulassen.

### 5.2.1.2 Auswahl des Laserüberganges durch ein Etalon

Die drei Übergänge, auf denen Lasertätigkeit möglich ist, haben ihr Emissionsmaximum im Vakuum bei  $\lambda = 1112.5\text{ nm}$  ( $\nu = 8989\text{ cm}^{-1}$ ),  $\lambda = 1116.2\text{ nm}$  ( $\nu = 8959\text{ cm}^{-1}$ ) und  $\lambda = 1122.9\text{ nm}$  ( $\nu = 8906\text{ cm}^{-1}$ ). Die Auswahl zwischen diesen Übergängen wird durch ein ca.  $150\text{ }\mu\text{m}$  dickes Quarzetalon mit einem freien Spektralbereich (FSR) von ca.  $23\text{ cm}^{-1}$  erreicht. Mit einer Reflektivität der Oberflächen von ca.  $R = 30\%$  ergibt sich ein Kontrast von  $K = 2.4$ , bzw. eine Finesse von  $\mathcal{F} = 2.5$ . Diese Werte führen zu geringen Transmissionen im Zentrum der jeweils anderen Laserübergänge (s. Abb. 5.4), denen dadurch hohe Verluste zugefügt werden. Eine Lasertätigkeit bei diesen Wellenlängen wird dadurch unterdrückt.

Der volle Durchstimmbereich, bis ein benachbarter Übergang aktiviert wird, beträgt da-

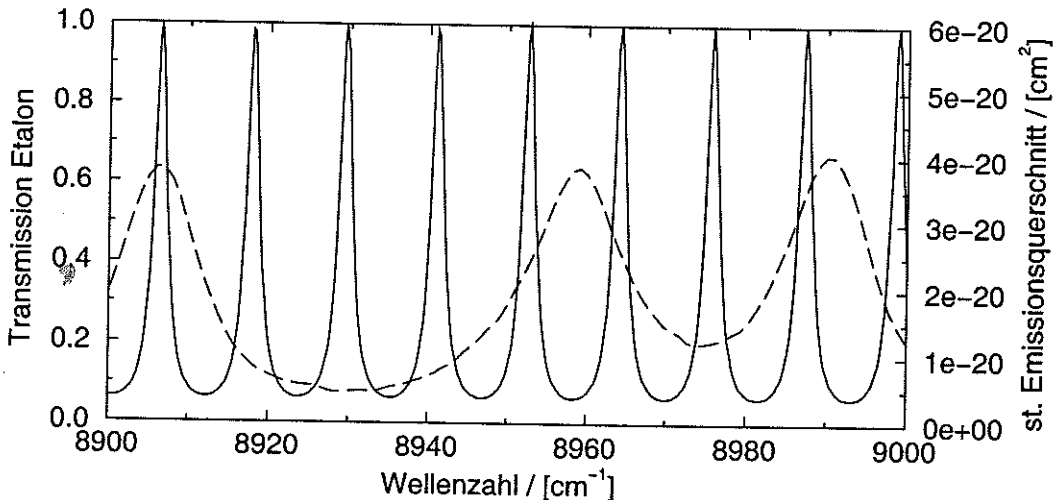


Abbildung 5.4: Transmission des Etalons (—), eingestellt auf den Laserübergang bei  $1123\text{ nm}$  ( $8905\text{ cm}^{-1}$ ). Stimulierter Emissionsquerschnitt des Nd:YAG (- -).

mit theoretisch jeweils ca.  $7\text{-}8\text{ cm}^{-1}$ . Dieser ist den maximal möglichen Abstimmereichen von ca.  $10\text{ cm}^{-1}$  gut angepaßt. Um den vollen Abstimmereichen aller drei Linien zu

erhalten, hätte der FSR  $\approx 69 (\pm 5) \text{ cm}^{-1}$  betragen müssen. Die Dicke des Etalons wäre dann ca.  $72 \mu\text{m}$  gewesen, was neben Schwierigkeiten in der Handhabung und Herstellung zu Kippwinkeln von über  $7^\circ$  für die Durchstimmung eines vollen FSR geführt hätte. Neben den Problemen große Kippverstellungen mechanisch bereitzustellen, führen hohe Kippwinkel zu größeren Verlusten. Da alle interessanten Wasserdampfabsorptionslinien mit einem Etalon der Dicke  $150 \mu\text{m}$  und einem maximalen Kippwinkel von  $5^\circ$  erreicht werden, wurde dieses Etalon verwendet.

Neben der Unterdrückung der benachbarten Übergänge hat das Etalon zusätzlich die Aufgabe, eine Vorauswahl der Wellenlänge innerhalb des Abstimmereichs eines Übergangs zu treffen (s. Kap. 5.2.4).

### 5.2.2 Einmodenbetrieb mit Hilfe der Quasi-Ring-Konfiguration

Ein für den Heterodynnachweis konstruierter Laser sollte die Leistung in einer spektralen Bandbreite von maximal einigen MHz emittieren (s. Kap. 4.1.2) und daher im Einmodenbetrieb arbeiten. Dazu muß das räumliche Lochbrennen im Kristall verhindert werden. Für einen kurzen Resonator im Bereich  $L^* \lesssim 8 \text{ cm}$ , wie er hier angestrebt wird (s. Kap. 5.2.3), mit isotrop verstärkendem Medium, bietet sich die Trennung (Orthogonalität) der Polarisationszustände für Hin- und Rückweg der Laserstrahlung durch den Kristall an. Diese sogenannte Quasi-Ring-Konfiguration kann dadurch die selbe optische Achse für beide Wege durch den Kristall nutzen, ohne daß die beiden Strahlen miteinander interferieren und sich stehende Wellen bilden können. Der Laser wird linear aufgebaut und die Photonen durchqueren das verstärkende Medium zweimal pro Umlauf. Das Prinzip des Quasi-Ringes ist in Abb. 5.5 skizziert.

Ein polarisierendes Element (Quarzplatte im Brewsterwinkel) sorgt für lineare Polarisation in diesem Abschnitt. Propagiert das Licht durch die erste der beiden Verzögerungsplatten ( $\lambda/4$ -Platte) und sind ihre Dispersionsachsen um  $45^\circ$  gegen die lineare Polarisation gedreht, so entsteht zirkuläre Polarisation z.B. positiver Helizität. Nachdem die Photonen den Kristall passiert haben, treffen sie wieder auf eine  $\lambda/4$ -Platte, die sie jeweils auf dem Hin- und Rückweg durchqueren. Auf dem Rückweg durch den Kristall ist die Polarisation orthogonal zum vorherigen Zustand. Es hat wiederum positive Helizität (denn durch den Richtungswechsel haben schnelle und langsame Achse des dispersiven Materials der  $\lambda/4$ -Platte praktisch die Positionen getauscht), pflanzt sich jedoch mit umgekehrter Ausbreitungsrichtung fort. Die orthogonalen Polarisationszustände in den sich begegnenden Lichtwellen verhindern das Interferieren der beteiligten Felder. Abschließend wird das Licht durch die erste  $\lambda/4$ -Platte wieder linear polarisiert und kann den Polarisator verlustfrei passieren.

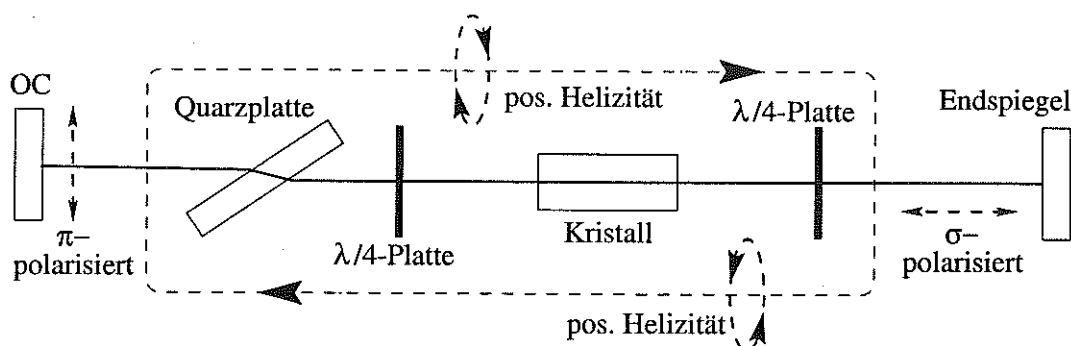


Abbildung 5.5: Schematischer Aufbau eines Quasi-Ring-Resonators.

Damit der Resonator auf diese Weise funktioniert ist es notwendig, daß das Lasermedium isotrop, d.h. alle Polarisationsrichtungen gleichmäßig, verstärkt. Dieses ist bei Nd:YAG der Fall. Neben der Möglichkeit eines kompakten Aufbaus, liegen die Vorteile vor allem darin, die Verstärkung des Laserkristalls zweimal pro Umlauf zu nutzen. In einem echten Ringresonator durchlaufen die Photonen den Laserkristall nur einmal, so daß es vor allem mit schwach verstärkenden Medien schwierig ist, Ringlaser aufzubauen. Die Tatsache, daß in einem Quasi-Ring die Verstärkung zweimal genutzt werden kann, überkompensiert in der Regel auch die Oberflächen- und Justierverluste durch die zusätzlich notwendigen optischen Komponenten. Auch muß nicht auf Unidirektionalität geachtet werden, da der Polarisator die sonst denkbare orthogonale Lösung mit negativer Helizität im Kristall verhindert. In einem echten Ring muß hingegen noch eine optische Diode vorgesehen werden, die in der Regel auch nicht verlustfrei arbeitet.

### 5.2.3 Auswahl der Resonatorlänge

Ist der Wellenlängenbereich durch Auskoppelspiegel und Etalon grob vorgewählt und wird der Laser einmodig betrieben, so ist desweiteren eine Feinabstimmung der Emissionsfrequenz auf die avisierte Wellenlänge notwendig. Hierbei ist die Wahl der Resonatorlänge wichtig. Es können im wesentlichen zwei Wege beschrrieben werden, wenn die Emissionswellenlänge auf das Zentrum einer Wasserdampfabsorption abgestimmt werden soll. Durch die Wahl einer dieser Methoden ergibt sich eine grobe Vorauswahl der Resonatorlänge. Der Resonator kann so lang konstruiert werden, daß die Abstimmung durch longitudinale Resonatormodensprünge ausreicht, um das Zentrum hinreichend genau zu treffen. Bei einer Genauigkeitsanforderung von  $\pm 240$  MHz (s. Tab. 4.1) müssen die Moden dementsprechend eng beieinander liegen, so daß es schwieriger ist, den Laser einmodig zu betreiben. Zudem muß der Laser dazu mindestens  $L^* = c/240\text{MHz} \simeq 1.25$  m lang sein, was neben dem Platzaufwand eine aufwendige Justage erfordert. Wird der Resonator jedoch kurz konzipiert, kann die Absorptionslinie durch kontinuier-

liche Änderung der Resonatorlänge modensprungfrei abgetastet werden. Je kürzer der Resonator dabei ist, um so größer ist der Abstimmbereich (s. Gl. (5.1)). Hier treten im wesentlichen zwei Probleme auf. Zum einen wirken sich mechanische (akustische) Instabilitäten stärker in Frequenzfluktuationen aus (s.u.: Mechanische Instabilitäten), zum anderen treten Schwankungen der Ausgangsleistung in Frequenzen auf, die in einem Heterodynsystem nicht problemlos herauszufiltern sind (s.u.: Spiking).

Die Wahl ist hier auf einen kurzen Resonator gefallen, da ein kompaktes System entwickelt werden sollte. Außerdem kann der Laser besser auf das Linienzentrum abgestimmt und die Absorption durch Wasserdampf im optischen Weg der Kavität in der Regel vernachlässigt werden. Ist der Resonator lang, so ist eine Abstimmung auf eine Absorptionslinie durch Trocknung, Austausch der Luft durch z.B. Stickstoff (spülen) oder nur unter großen Verlusten möglich. Bei Linienstärken für polare Anwendungen (z.B. Linie V, Tab. 3.2) kann eine solche Maßnahme jedoch auch für kurze Resonatoren notwendig werden.

Mit allen notwendigen Komponenten soll der Resonator eine volle Umlauflänge von  $L^* \lesssim 8.3$  cm nicht überschreiten, damit ein Durchstimmbereich ohne Modensprung von ca. 3 GHz erreicht werden kann (hier sind ca. 10% Sicherheitsmarge im Bereich des Modensprungs berücksichtigt). Bei typischen Absorptionslinienbreiten von  $\lesssim 3$  GHz kann somit die gesamte Linie kontinuierlich abgetastet werden. Die theoretischen Grundlagen der Probleme durch mechanische Instabilitäten und Spiking sollen hier kurz besprochen werden, quantitative Rechnungen werden im Kap. 5.2.8.6 mit den Messungen verglichen.

**Mechanische Instabilitäten**, die eine Frequenzdrift  $\delta\nu_L$  durch Änderung der optischen Resonatorlänge  $\delta L^*$  verursachen, betragen:

$$\delta\nu_L = \frac{2 \cdot c}{\lambda} \cdot \frac{\delta L^*}{L^*} \quad (5.4)$$

Bei kurzem  $L^*$  wird somit die relative Auslenkung der Resonatorlänge  $\delta L^*/L^*$  und so die dadurch verursachten Frequenzschwankungen größer. Dieses erhöht die Anforderungen an die Stabilisierungsmaßnahmen.

**Spiking** bezeichnet Amplitudenoszillationen, die sich durch mangelnde Dämpfung nicht im Mittel zwischen zwei (z.B. mechanischen) Anregungen vollständig beruhigen und so zu einer stetigen Eigenschaft der Laserausgangsleistung werden. Amplitudenoszillationen des Seeders führen zu Änderungen der Heterodyneeffizienz durch Schwankung der LO-Leistung. Die Frequenz des Spiking  $\nu_{sp}$  ergibt sich aus der Leistungsdichte



$I$  und der Photonenlebensdauer  $\tau_c$  im Resonator nach KOECHNER [1996] zu

$$\nu_{Sp} = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{\sigma_{21} \cdot I}{\tau_c \cdot h\nu}} \quad (5.5)$$

wobei  $\sigma_{21}$  die stimulierte Emission und  $h\nu$  die Photonenenergie bezeichnen. Die Leisungsdichte kann aus

$$I = \frac{P_{LO}}{T_{oc} \cdot \pi \omega_0^2} \quad (5.6)$$

mit der LO-Laser-Leistung  $P_{LO}$  und der Strahltaile (Radius im Fokus) im Resonator  $\omega_0$ , abgeschätzt werden. Die Photonenlebensdauer ergibt sich aus

$$\tau_c = \frac{L^*}{c} \cdot \frac{1}{-\ln(1 - T_{oc}) + V} \quad (5.7)$$

Der Term  $-\ln(1 - T_{oc})$  beschreibt hier die Verluste durch die Transmission des Auskopplungsspiegels  $T_{oc}$ ,  $V$  repräsentiert alle weiteren Verluste des Resonators pro Umlauf. Darin enthalten sind Beugungsverluste, Absorption in den optischen Materialien und der Luft, Streuung durch Verunreinigungen an Oberflächen und in Kristallen, Restreflexionen der Oberflächen und sonstige Verluste. Die Zeitkonstante der Schwingungsdämpfung  $\tau_D$  wird hier mit

$$\tau_D = \frac{2 \cdot h\nu}{I \cdot \sigma_{21}} \quad (5.8)$$

angegeben.

## 5.2.4 Feinabstimmung der Laserfrequenz

Die Feinabstimmung des Seeders auf das Zentrum einer Wasserdampfabsorptionslinie ist schematisch in Abb. 5.6 dargestellt. Der Kippwinkel des Etalons wird so gewählt, daß das Maximum der Transmission mit dem der Absorption übereinstimmt. In dem kleinen Bereich des Resonatormodenabstandes kann die Emissionswellenlänge durch Änderung der Resonatorlänge genau auf das Zentrum der Absorption abgestimmt werden. Um den Laser stabil auf dieser Wellenlänge zu halten muß eine Drift des Etalons (passive Stabilität) und die Änderung der Resonatorlänge (aktiv stabilisiert) verhindert werden.

## 5.2.5 Berechnung der thermischen Linse und der Resonatormode

Die vielen optischen Komponenten lassen nur eine minimale Resonatorlänge (vollständiger Umlauf) von ca. 6 cm zu, wodurch die Randbedingungen für die Berechnung der Strahlpropagation im Resonator vorgegeben sind. Da durch die Absorption des Pumplichts im Kristall Hitze deponiert und er von außen gekühlt wird, bildet sich ein thermischer Gradient in radialer Richtung aus. Nimmt man an, daß die Pumpstrahlung zu einer homogenen Wärmequellendichte im Kristall führt, so ergibt sich bei einer konstanten

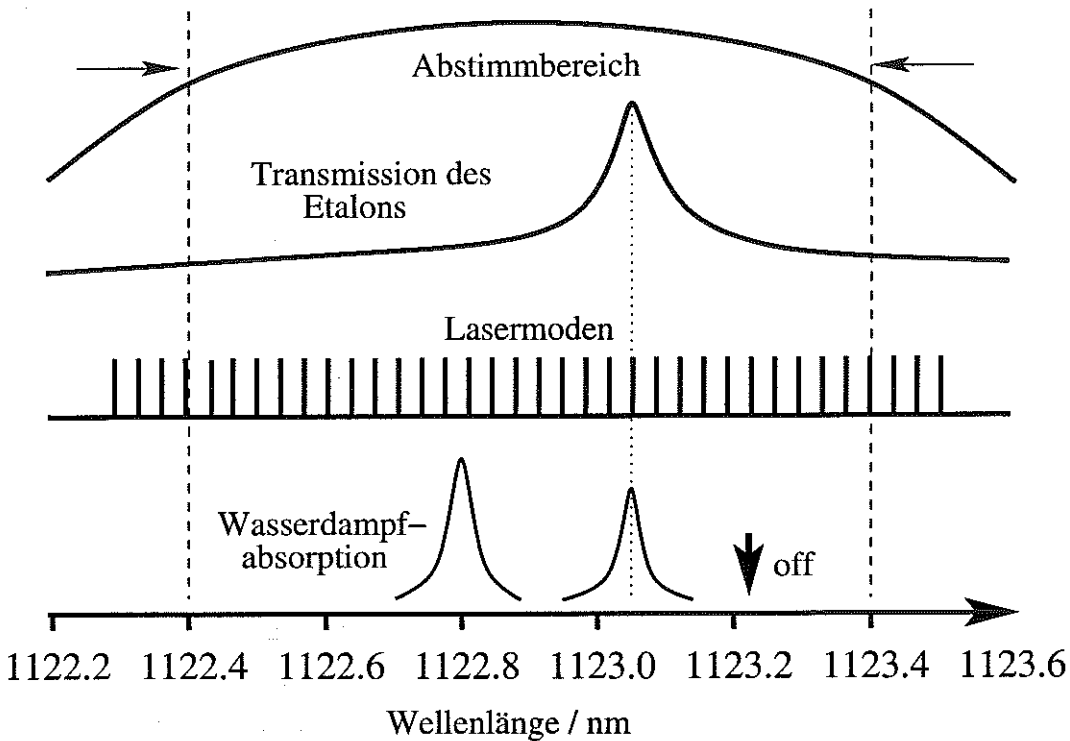


Abbildung 5.6: Abstimmung des Seedlasers auf die Wasserdampfabsorption.

Wärmeleitfähigkeit ein parabolisches Temperaturprofil vom Zentrum bis zur Außenseite des Kristalls. Da sich Nd:YAG mit Erwärmung ausdehnt, kommt es zu drei Effekten, die in erster Näherung die optischen Eigenschaften einer positiven Linse erzeugen. Zum einen ist der Brechungsindex  $n_B \approx 1.823$  des Kristalls mit  $\delta n / \delta T = 7.3 \cdot 10^{-6} / \text{K}$  (FOSTER & OSTERINK [1970]) temperaturabhängig, zum anderen führt die Ausdehnung im Zentrum zu mechanischen Spannungen, die den Brechungsindex richtungsabhängig weiter verändern (KOECHNER [1970]). Der dritte Term repräsentiert den positiven Linseneffekt durch die Ausstülpung der Kristallendflächen. Die Brennweite der thermischen Linse  $f_t$  ergibt sich mit den Kristallmaßen Länge  $l_k = 0.8 \text{ cm}$  und Radius  $r_k = 0.05 \text{ cm}$  nach KOECHNER [1970] zu

$$f_t^{-1}(P_{abs}) = a \cdot \frac{P_{abs}}{r_k^2} - C_{r/t} \cdot \frac{P_{abs}}{r_k^2} + b \cdot \frac{P_{abs}}{r_k \cdot l_k} \quad (5.9)$$

mit  $a = 1.05 \cdot 10^{-7} \text{ m/W}$ ,  $b = 1.63 \cdot 10^{-7} \text{ m/W}$ ,  $C_r = -2.34 \cdot 10^{-8} \text{ m/W}$  und  $C_t = 1.27 \cdot 10^{-8} \text{ m/W}$ .  $C_{r/t}$  bezeichnen den radialen bzw. den tangentialen streßabhängigen Anteil der thermischen Linse,  $P_{abs}$  ist die absorbierte Pumpleistung. Für Pumpleistungen um 10 W ergibt sich somit eine mittlere Brennweite der thermischen Linse von rund 20 cm, die dicht an dem Laserendspiegel entsteht. Plane Laserspiegel erleichtern die Justage, so daß ein Resonator für ebene Spiegel angestrebt wird. Damit sind alle Parameter für die Berechnung der TEM<sub>00</sub>-Lasermode nach KOGELNIK & LI [1966] vorgegeben. Die Radien berech-

netter Lasermoden im Kristall sind in Abb. 5.7 in Abhängigkeit der thermischen Linse aufgetragen. Es werden somit Strahlradien um  $170 \mu\text{m}$  im Kristall erwartet.

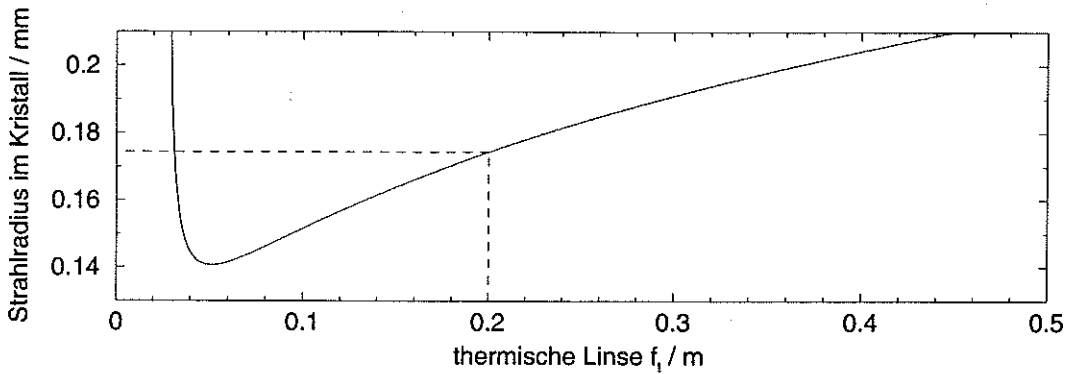


Abbildung 5.7: Strahlradius der  $TEM_{00}$ -Lasermode im Kristall in Abhängigkeit der thermischen Linse.

## 5.2.6 Einkoppelung der Pumpstrahlung und mechanischer Aufbau

Die Anregungsenergie für die laseraktiven  $\text{Nd}^{3+}$ -Atome wird durch einen fasergekoppelten Diodenlaser SDL-3450-P6 der Firma SDL bereitgestellt. Die Emission eines Diodenarrays wird dazu in eine ummantelte Faser mit einem aktiven Durchmesser von  $500 \mu\text{m}$  und einer numerischen Apertur von 0.2 eingekoppelt. Das Diodenarray ist auf eine wassergekühlte Wärmesenke montiert und liefert bis zu 12 W Ausgangsleistung am Ende der Faser. Bei einer Kühlwassertemperatur von  $25^\circ\text{C}$  liegt die Emissionswellenlänge etwa bei  $\lambda_p = 808 \text{ nm}$ .  $\lambda_p$  ändert sich mit der Temperatur des aktiven Halbleitermaterials um  $0.27\text{-}0.3 \text{ nm/K}$ , wodurch sich  $\lambda_p$  auf das Maximum der Nd-Absorption im Kristall abstimmen läßt (s. Abb. 5.1).

Der mechanische Aufbau des Lasers ist schematisch in Abb. 5.8 dargestellt. Die Fokussierung des Pumplichts geschieht mit zwei Linsen der Brennweiten  $f_1 = 50.8 \text{ cm}$  und  $f_2 = 25.4 \text{ cm}$ . Die erste Linse steht etwa im Abstand ihrer Brennweite zum Ende der Faser und kollimiert den Strahl. Die zweite fokussiert ihn in den Kristall auf einen Durchmesser von ca.  $250 \mu\text{m}$  und einer Divergenz von ca.  $400 \text{ mrad}$ . Der Pumpradius ist mit  $125 \mu\text{m}$  bewußt etwas kleiner gewählt als die Lasermode im Kristall, um das Entwickeln von transversalen Moden, die einen noch größeren Strahlradius im Kristall aufweisen, effektiv zu verhindern. Die Lage und der Durchmesser des Fokus kann durch Änderung des Abstandes zwischen Faseraustritt und Kollimationslinse feinabgestimmt werden. Damit der Pumpfokus optimal in den Kristall justiert werden kann, ist das Faserende in einer Halterung mit fünf Freiheitsgraden (Newport, M-LP-1) montiert.

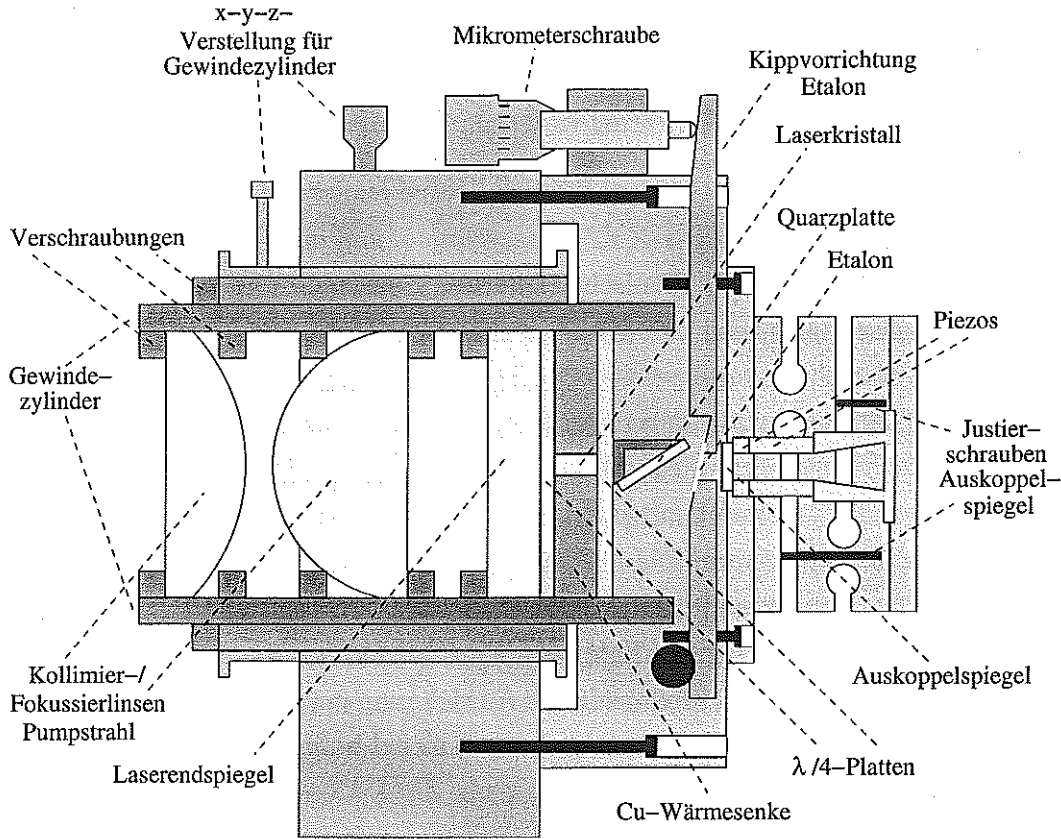


Abbildung 5.8: Mechanischer Aufbau des Seedlasers.

Der Laserkristall ist 8 mm lang, hat einen runden Querschnitt mit einem Durchmesser von 1 mm und einen Keilwinkel der Endflächen zueinander von  $2^\circ$ . Der Keilwinkel verhindert Etalonneffekte, die die kontinuierliche Abstimbarkeit einschränken könnten. Der Kristall ist dotiert mit ca. 1.1% at.  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen und klebt in einem runden Kupferblock, um die im Kristall entstehende Hitze gut ableiten zu können. Die Klebeverbindung zwischen dem Kristall und dem Kupfer besteht aus Silberleitlack mit einer thermischen Leitfähigkeit von 2.57 W/Km. Dieser Block ist außen mit einem Gewinde versehen, um ihn in einen Gewindezylinder einzuschrauben, in dem auch die Einkoppellinsen für das Pumplicht, der Endspiegel und die  $\lambda/4$ -Platten montiert sind. Die  $\lambda/4$ -Platten sind vor und hinter dem Kristall senkrecht zur optischen Achse auf den Kupferblock geklebt. Die Dispersionsachsen sind dabei parallel zueinander ausgerichtet. Unter  $45^\circ$  Drehung zu den Dispersionsachsen ist auf die von der Pumpeinkopplung abgelegenen Seite eine Quarzplatte unter  $56^\circ$  Neigung (Brewster Winkel) zur optischen Achse als polarisierendes Element angebracht. Die theoretischen Transmissionen für p-, bzw. s-Polarisationen (parallel, bzw. senkrecht zur Einfallsebene) sind 100% bzw. 87%. Die Verluste von vier Oberflächen à 13% in einem vollen Umlauf für die s-Polarisation reichen aus, um diese Mode zu unterdrücken. Alle Oberflächen des Kristalls und der  $\lambda/4$ -Platten sind für

die Laserwellenlänge antireflex (AR) und wie der Einkoppelspiegel für die Pumpwellenlänge hoch transmittierend (HT) beschichtet. Die Spiegeloberfläche besitzt eine hoch reflektierende (HR) Schicht, die 99.9% des Laserlichts zurückwirft.

Vollständig montiert wird dieser Gewindezylinder in eine Halterung mit drei Translationsfreiheitsgraden (Newport M-LP-1-XYZ) eingeschraubt und mit einem Konterring fixiert. Für das Etalon wurde eine kardanische Halterung konstruiert, die an die Newport-Halterung fest angeschraubt wird und die es erlaubt, den Kippwinkel des Etalons mit einer Mikrometerschraube unter einem großen Hebel sehr fein abzustimmen. Bei der Konstruktion der Halterung wurde darauf geachtet, daß der Abstand zwischen Polarisator und Etalon sehr klein ist (ca. 1-2 mm). Der Auskoppelspiegel klebt auf einer 2 mm langen ringförmigen Piezokeramik mit einem Außendurchmesser von  $\varnothing$  10 mm und einem zentralen Loch von  $\varnothing$  5 mm. Diese Kombination ist ihrerseits auf einen 10 mm langen Piezo gleicher Bauart und einer Messinghalterung befestigt. Die Piezokeramiken sind für die Feinabstimmung des Lasers (s. Kap. 5.2.4) und die aktive Stabilisierung (s. Kap. 5.2.7.2) notwendig. Ihre maximale Ausdehnung beträgt ca.  $1 \mu\text{m}/\text{mm}$ . Die Messinghalterung für die Piezos und den Auskoppelspiegel befindet sich in einer sehr stabilen Justierhalterung (LOT 1-14350), die fest mit der Etalonhalterung verschraubt ist. Der Abstand zwischen Etalon und Auskoppelspiegel beträgt weniger als 2 mm. Die gesamte optische Resonatorlänge  $L^*$  für einen vollen Umlauf addiert sich zu  $L^* \lesssim 6 \text{ cm}$ , der spektrale Modenabstand ist damit  $\Delta\nu_m \gtrsim 5 \text{ GHz}$ .

## 5.2.7 Stabilisierung der Laserfrequenz

### 5.2.7.1 Passive Maßnahmen zur Frequenzstabilisierung

Die passiven Maßnahmen, die Frequenz des Lasers möglichst stabil zu halten, beschränken sich auf den mechanischen Aufbau des Lasers, seine Kapselung und die Montierung im Gesamtsystem. Dabei ist vorerst keine Schwingungsisolierung gegenüber dem Boden vorgesehen.

Der mechanische Aufbau ist in Kap. 5.2.6 beschrieben. Um mechanische Schwankungen der Resonatorlänge zu unterdrücken wurden alle optische Komponenten, Justierhalterungen und Befestigungselemente aufeinander geklebt oder ineinander verschraubt. Ein Gehäuse für das gesamte Lasersystem, inklusive Kopplungs- und Empfangsoptiken (abgesehen von dem Teleskop), ist mit thermischem Isoliermaterial ausgeschlagen, das gleichzeitig auch akustische Schwingungen dämpft. Die Grundplatte (*breadboard*), auf dem das gesamte System verschraubt ist, besteht aus mehrschichtigem Karbon, das gute Isolierung und durch unterschiedliche Ausrichtungen der einzelnen Schichten sehr geringe thermische Dehnung aufweist. Die thermische Isolierung hilft jedoch nur gegen

kurz- und mittelfristige Temperaturschwankungen, ein Tagesgang mit Schwankungen von einigen Grad ist innerhalb des Gehäuses durchaus nachzuweisen. Eine Kapselung des Lasers gegen kleinskalige turbulente Luftbewegungen ist installiert.

### 5.2.7.2 Aktive Maßnahmen zur Frequenzstabilisierung

#### Thermische Stabilisierung

Da Temperaturänderungen  $\delta T$  des Quarzglas zu Änderungen in Brechungsindex  $\delta n_B$  und Dicke  $\delta d$  führen, muß die Temperatur des Etalons stabil gehalten werden, um ein Driften des Transmissionsmaximums zu vermeiden. Bei einer mittleren Wellenlänge von  $\lambda = 1118 \text{ nm}$  und normaler Umgebungstemperatur betragen  $\delta n_B = 1.28 \cdot 10^{-5} \cdot n_B \cdot \delta T$  mit dem Brechungsindex  $n_B = 1.449$  und  $\delta d = 5.5 \cdot 10^{-7} \cdot d \cdot \delta T$  mit  $d = 150 \mu\text{m}$ . Die zugehörige Frequenzänderung durch Temperaturdrift berechnet sich aus der Formel (5.4) und  $L^* = 2 \cdot n \cdot d$  zu  $\delta \nu / \delta T = 3.58 \text{ GHz/K}$ . Um zu verhindern, daß das Transmissionsmaximum des Etalons mehr als 25% des Resonatormodenabstandes von ca. 5 GHz verdriftet, darf die Temperaturänderung nicht mehr als  $\pm 0.38 \text{ K}$  betragen. Dieses ist durch passive Stabilisierungsmaßnahmen unter Feldexperimentbedingungen kaum einzuhalten. Es wurde somit, neben einem Gehäuse aus temperaturisolierendem Material, eine aktive Temperaturstabilisierung installiert. Eine Regelung der Firma OMRON (E5AX-A) steuert Heizmatten an der Unterseite des Breadboardes, die die Grundplatte, auf die der Seeder montiert ist, auf eine Temperatur von  $45.0 (\pm 0.1) ^\circ\text{C}$  stabilisieren. Es kann davon ausgegangen werden, daß die Temperatur des Etalons nach der Aufwärmzeit nicht wesentlich mehr schwankt als diese  $\pm 0.1 \text{ K}$ .

#### Direkte Frequenzstabilisierung durch Kontrolle der Resonatorlänge

Das zentrale Element der aktiven Stabilisierung ist die elektronische Resonatorlängenkontrolle. Der Auskoppelspiegel ist auf einer Kombination von zwei Piezos befestigt. Piezokeramiken ändern ihre Länge, wenn sich das elektrische Feld, in dem sie sich befinden, verändert. Unter Anlegen einer Spannung an die geeignet angebrachten Elektroden dehnt der Piezo sich bis zu  $1 \mu\text{m/mm}$  aus. Durch sie kann die Länge des Resonators und so im Bereich des Resonatormodenabstandes  $\Delta \nu_m = c/L^*$  die Frequenz des Lasers kontrolliert werden. Auf diese Weise ist eine Feinabstimmung, z.B. auf das Zentrum der Wasserdampfabsorption (s. Abb. 5.6), und eine aktive Stabilisierung auf die gewählte Frequenz möglich.

Unter Vorgabe eines Frequenznormals wird die Abweichung des Lasers mit genügender Genauigkeit und Geschwindigkeit gemessen. Durch Änderung der Resonatorlänge wird diese Abweichung mit Hilfe der Piezos wieder ausgeglichen. Als Frequenznormal dient hier ein durchstimmbares konfokales Interferometer (Fa. BURLEIGH, CFT-25), das passiv gegen Luftdruckänderungen und aktiv gegen Temperaturänderungen stabili-

siert ist, so daß die Frequenzdrift mit weniger als  $\pm 100 \text{ MHz}/10 \text{ h}$  absolut spezifiziert werden kann. Es hat einen Spiegelabstand von ca. 25 mm und somit einen freien Spektralbereich (FSR) von 3 GHz. In der Abb. 5.9 ist der optische Aufbau der Stabilisierung schematisch beschrieben. Ein kleiner Teil des Laserstrahls wird in eine Faser gekoppelt,

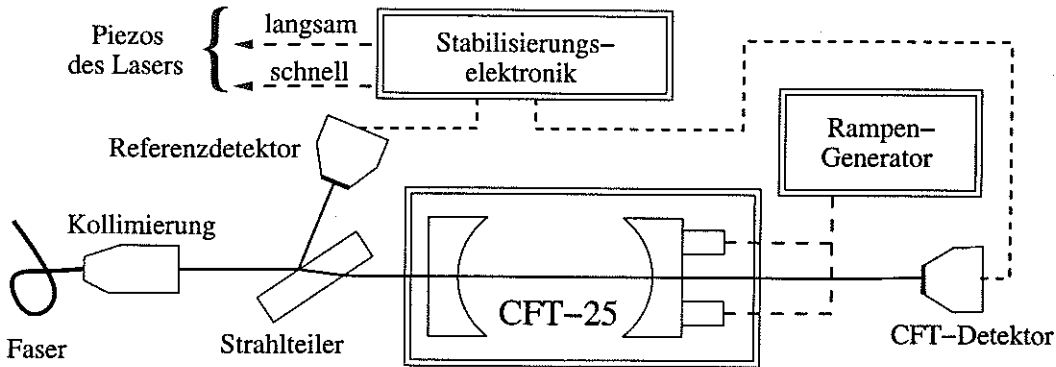


Abbildung 5.9: Funktionsweise der Stabilisierung.

die das Licht zum Interferometer leitet, das sich in einem externen Gehäuse befindet. Die Strahlung wird hier kollimiert und durch einen Strahlteiler geschickt, der einen Teil davon auf einen Referenzdetektor abbildet. Der größere Anteil des Lichts wird in das Interferometer eingekoppelt. Einer der Spiegel des Interferometers ist auf einen Piezo montiert, so daß die Transmissionseigenschaften mit einem Rampengenerator kontinuierlich durchgefahren werden können. Der Detektor liefert das Spektrum des Laserlichts, wie es in Abb. 5.10 dargestellt ist. Das Licht eines SLM-Lasers hat nur ein Maximum pro FSR des Interferometers. Wird mehr als ein freier Spektralbereich durchgefahren, so entstehen mehrere Maxima, die jeweils einen Abstand von einem FSR repräsentieren. Der Quotient aus der Breite bei halber Intensität zu dem Abstand der Maxima bezeichnet die Finesse, die hier ca.  $\mathcal{F} \simeq 56$  beträgt. Der Kontrast  $K$  liegt im Bereich von  $\lambda = 1110\text{--}1125 \text{ nm}$  mit einer angegebenen Spiegelreflektivität von  $R_{CFT} \simeq 0.97$  bei  $K \geq 1000$ . Daraus resultiert eine Finesse von  $\mathcal{F} \simeq 52$ . Dieses stimmt mit dem gemessenen Wert gut überein.

Um den Seeder zu stabilisieren, wird das Interferometer an die Stelle gefahren, an der die Transmission die stärkste Änderung mit der Änderung der Frequenz zeigt. Dieses liegt für  $K \geq 16$  bei 75% der maximalen Transmission (Lockpunkt). Eine Änderung der Transmission um 5% entspricht so einer Frequenzänderung von ca. 2.2 MHz. Die Signale der beiden Detektoren werden in eine analoge Elektronik eingespeist, in der die Abweichung des normalisierten Signals des Interferometers von dem Lockpunkt in zwei geeignete Stabilisierungssignale, eines für langsame Driften (DC-120 Hz) und eines für schnelle Oszillationen (120 Hz-ca. 5 kHz), umgewandelt wird. Diese Elektro-

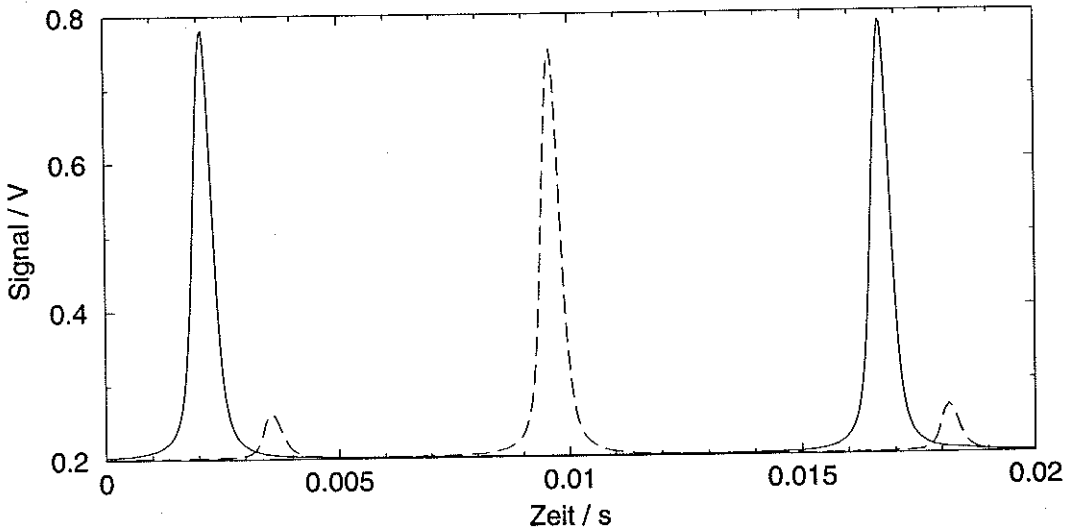


Abbildung 5.10: Abtastung der Emissionsfrequenz des Seeders durch das Interferometer: Einfrequenzstrahlung (—) und Mehrfrequenzstrahlung (---).

nik wurde auf der Grundlage einer gegebenen Schaltung für das vorliegende System weiterentwickelt. Das langsame Stellsignal liegt im Niedervoltbereich vor und wird über einen Hochspannungsverstärker (PI, P-263) an den langsamen Piezo weitergegeben. Das schnelle Stellsignal ist ein Hochspannungssignal (0-250 V) und wird direkt an den schnellen Piezo angelegt. Dieser Piezo weist mit einer Eigenmasse von nur  $m_{Piezo} \simeq 0.063$  g eine Resonanzfrequenz von ca. 200 kHz auf. Der Auskoppelspiegel ist aus einem zölligen Substrat mit 2 mm Dicke herausgesägt worden und hat nun eine Fläche von ca.  $6 \times 6$  mm<sup>2</sup>. Das Gewicht des Spiegels beträgt, bei einer (typischen) Dichte von 2.7 g/cm<sup>3</sup>, etwa  $m_{oc} \simeq 0.2$  g. Die resultierende Resonanzfrequenz  $f_0$  des Systems Piezo/Spiegel berechnet sich nach Angaben des Herstellers (PI GmbH & Co.) zu:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{c_T}{m_{eff}}} \quad , \quad \text{mit } m_{eff} = \frac{1}{2}m_{Piezo} + m_{oc} \simeq 0.23\text{g} \quad . \quad (5.10)$$

$c_T$  ist dabei die Steifigkeit, die hier etwa  $10^7$  N/m beträgt. Daraus ergibt sich eine Resonanzfrequenz von  $f_0 \simeq 33$  kHz, die durch zusätzliche Phasenverschiebungen der elektronischen Verstärkerbauteile auf ca. 15 kHz reduziert wird. Die obere Grenze der stabilisierten Frequenzen ist mit ca. 5 kHz deutlich kleiner als dieser Wert gewählt, um Resonanzschwingungen zu vermeiden. Es ist offensichtlich, daß Frequenzschwankungen in Zeitskalen einer atmosphärischen Umlaufzeit (ca.  $50 \mu\text{s}$ ) mit dieser Stabilisierung nicht ausgeglichen werden können. Wie in Kap. 5.2.8.5 dargestellt, ist hier die passive Stabilität ausreichend. Die emittierte Wellenlänge wird laufend von einem Wellenlängenmeßgerät (Wavemeter, BURLEIGH WA-1500NIR) mit der Auflösung von 30 MHz und einer spezifizierten Absolutgenauigkeit von 60 MHz überwacht. Ist die gewünschte



Wellenlänge erreicht, wird die elektronische Stabilisierung eingeschaltet und die Laseremissionsfrequenz festgehalten.

## 5.2.8 Messungen der Lasereigenschaften

Die gemessenen Lasereigenschaften sind in Tab. 5.1 zusammengefaßt.

Tabelle 5.1: *Eigenschaften des Seedlasers.*

Parameter	Anforderung	Messung
Abstimmbarkeit	ca. 0.6 nm	ca. 1 nm
Abstimmbarkeit ohne Modensprung	ca. 2 GHz	ca. 5 GHz
spektrale Reinheit	SLM-Tätigkeit	SLM-Tätigkeit
Modenprofil	TEM <sub>00</sub>	TEM <sub>00</sub>
Ausgangsleistung	50 mW	> 200 mW
absolute Frequenzstabilität	±240 MHz	- 60 MHz/10 h
Kurzzeitstabilität für Wind im Einzelschuß	±180 kHz/50 µs	< 500 kHz/50 µs
Amplitudenschwankungen (Spiking)	< 10%	< ±5%

### 5.2.8.1 Abstimmbereiche

Die Abstimmbereiche des Seedlasers werden durch den FSR des 150 µm dicken Etalons beschränkt (s. Kap. 5.2.1.2). Mit Hilfe des Etalons wurde der Laser durchgestimmt

Tabelle 5.2: *Abstimmbereiche der einzelnen Emissionslinien im Seedlaser.*

I	II	III	Einheit
8903.0 - 8908.5	8954.3 - 8962.2	8985.0 - 8993.2	cm <sup>-1</sup>
1122.5 - 1123.2	1115.8 - 1116.8	1111.9 - 1113.0	nm

und zwischen den Modensprüngen jeweils eine Wellenzahlmessung mit dem Wavemeter durchgeführt. Die so gemessenen Abstimmbereiche sind in der Tabelle 5.2 aufgeführt. Alle in Kap. 3.3 betrachteten Absorptionslinien des Wasserdampfs liegen im Abstimmbereich der jeweiligen Emissionslinien des Seeders.

### 5.2.8.2 Ausgangsleistung

Die maximalen Ausgangsleistungen sind von der tatsächlichen Frequenz und dem zugehörigen Emissionsquerschnitt abhängig. Es wurden maximale Ausgangsleistungen im Einfrequenzbetrieb bis 450 mW bei Pumpleistungen bis zu 12 W gemessen. Diese Leistungen sind ausreichend, um das Injection Seeding beim Pulsverstärker durchzuführen, die aktive Resonatorlängenstabilisierung zu treiben und als LO zu dienen.

Eine *slope efficiency* ist hier nur unter großem Aufwand zu messen, da die Justage des Lasers von der absorbierten Pumpleistung abhängt<sup>1</sup>. Wenn die maximale Ausgangsleistung für jeden Meßschritt erreicht werden soll, ist es somit notwendig, den Laser für jede neue Einstellung der Pumpleistung nachzujustieren. Da hier das Hauptaugenmerk jedoch nicht auf der hohen Effizienz des Seeders liegt<sup>2</sup>, wird auf eine quantitative Messung der *slope efficiency* verzichtet.

### 5.2.8.3 Nachweis der Einfrequenzemission

Das in Kap. 5.2.7.2 besprochene konfokale Interferometer kann dazu genutzt werden, den Einfrequenzbetrieb nachzuweisen. Wird das Laserspektrum mit dem Interferometer abgetastet, so wird von einfrequenterem Licht nur ein Signalmaximum pro freiem Spektralbereich erwartet. In der Abb. 5.10 ist eine solche Messung dargestellt. Die zwei Maxima der durchgezogenen Linie markieren die Zeitpunkte, an denen die Transmissions-eigenschaften des Interferometers für diese Wellenlänge gleich sind. Sie entsprechen einem freien Spektralbereich. Dazwischen kann keine weitere Lichtfrequenz nachgewiesen werden, der Laser arbeitet im Einfrequenzbetrieb. Schwingt eine zweite Resonatormode im Laser mit, so taucht im Frequenzbild ein zweites (relatives) Maximum innerhalb eines FSR auf (s. Abb. 5.10).

### 5.2.8.4 Kurzzeitstabilität

Die Kurzzeitstabilität ist mit dem konfokalen Interferometer gemessen worden. Wie in Kap. 5.2.7.2 beschrieben, wird zunächst das Interferometer mit einer festgelegten Rampe in der Frequenz abgetastet und die Zeit für das Durchfahren eines FSR bestimmt. Damit lassen sich Amplitudenschwankungen des Transmissionssignals in Frequenzschwankungen umrechnen.

In Abb. 5.11 sind zwei typische Messungen dargestellt, eine ohne zusätzliche externe

<sup>1</sup>Durch die Änderung der absorbierten Pumpleistung im Kristall ändert sich dessen Temperatur und damit auch sein Brechungsindex. Bei einem Kristall mit Keil, wie er hier benutzt wird, führt das zu einer Ablenkung des Strahls.

<sup>2</sup>... sondern eher auf Schmalbandigkeit, Abstimbarkeit und Stabilität...

Anregung, eine mit leichtem Klopfen an dem Gehäuse des Gesamtsystems. Letztere Messung wurde durchgeführt, um eventuelle Resonanzschwingungen anzuregen und Probleme in diesem Zusammenhang aufzudecken. Die Messungen wurden ohne die aktive Resonatorlängenstabilisierung durchgeführt, die Instabilitäten bis zu einer Fre-

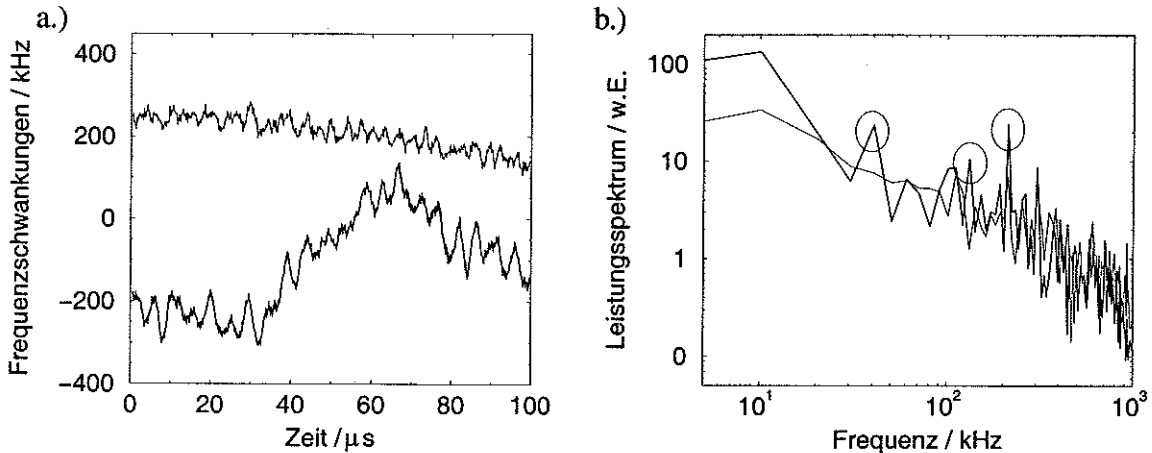


Abbildung 5.11: Kurzzeitstabilität des Seeders im a.) Zeit- und b.) Frequenzraum. Messung ohne (—) und mit externer Anregung (Klopfen, - - -).

quenz von ca. 5 kHz dämpft. Dargestellt sind Messungen, die mit einem Zeitinkrement von 100 ns aufgenommen und anschließend gleitend über 10 Werte zu einer Auflösung von  $1 \mu$ s zusammengemittelt wurden. Mit der hier vorgestellten Methode wird offensichtlich (s. Abb. 5.11) eine Frequenzauflösung von  $< 50$  kHz erreicht. Typische Frequenzdriften unter Anregung sind im niederfrequenten Bereich ( $< 20$  kHz) signifikant erhöht und können bis zu  $500 \text{ kHz}/50 \mu\text{s}$  betragen. Werden Windmessungen im Einzelschuß durchgeführt, muß auf eine gute Schwingungsisolierung des Lasersystems geachtet werden, um die Anforderung von weniger als  $180 \text{ kHz}/50 \mu\text{s}$  zu erfüllen. Sind diese Schwankungen zum Moment der Pulsemission des Slaves nicht korreliert, so verringern sich jedoch etwaige Fehler in der Windbestimmung durch Kurzzeitschwankungen schon nach wenigen Mittelungen auf unter die geforderten  $10 \text{ cm/s}$ .

#### 5.2.8.5 Langzeitstabilität

Die Langzeitstabilität wurde mit dem Wavemeter WA-1500NIR gemessen und mit einer Frequenz von 1 Hz ausgelesen. Abb. 5.12 zeigt ein typisches Frequenzverhalten des Seeders bei an- bzw. ausgeschalteter Stabilisierung. Die Frequenzdrift kann stabilisiert mit  $60 \text{ MHz}/10 \text{ h}$  angegeben werden. Die Drift mit unstabiler Resonatorlänge kann dagegen bis zu  $100 \text{ MHz}/\text{min}$  betragen. Die Messung der Stabilität in Zeitskalen kleiner als eine Sekunde mit der Methode des konfokalen Interferometers (s. Kap. 5.2.8.4) ergab

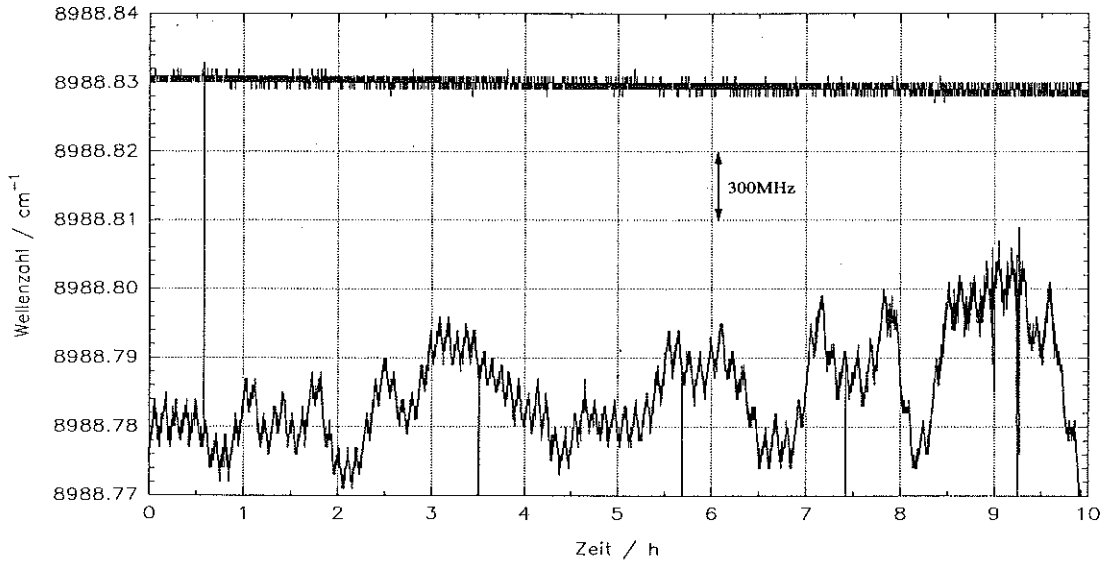


Abbildung 5.12: Stabilität des Seeders mit (oben) und ohne (unten) aktive Stabilisierung

keine Anzeichen auf Störungen der Laserfrequenz größer als 60 MHz innerhalb einer Sekunde.

### 5.2.8.6 Spiking

Wie in Kap. 5.2.3 beschrieben, kann eine kurze Kavität zu einer hohen Frequenz der Amplitudenoszillationen führen (Gl. (5.5)). Mit den gemessenen Werten für die Aus-

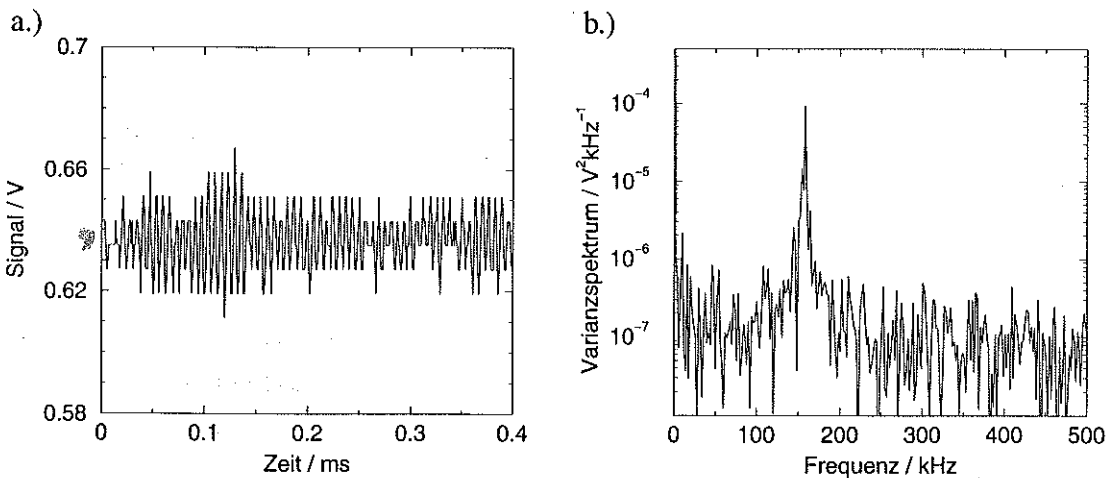


Abbildung 5.13: a.) Oszillationen des Seeders (Spiking). Die maximalen Schwankungen liegen bei ca.  $\pm 5\%$ . b.) Die Frequenz der Oszillationen liegt hier bei ca. 155 kHz.

gangsleistung  $P_{LO} \simeq 300 (\pm 10)$  mW, dem Auskoppelgrad  $T_{oc} \simeq 8 (\pm 1)\%$ , der Resonatorlänge  $L^* \simeq 5.6 (\pm 0.1)$  cm, der angenommenen Strahltaile  $\omega_0 \simeq 0.17$  mm, der stimu-

lierten Emission  $\sigma_{21} \simeq 4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$  und den sonstigen Verlusten  $V \simeq 1 (\pm 1)\%$  pro Umlauf berechnet sich die Frequenz des Spiking nach den Gln. (5.5)-(5.7) zu  $\nu_{sp} \simeq 153 \text{ kHz}$ . Gemessen an den Unsicherheiten der beteiligten Größen stimmt dieses Ergebnis erstaunlich genau mit der gemessenen Frequenz von ca. 155 kHz überein (s. Abb. 5.13). Die Zeitkonstante der Dämpfung ergibt sich mit diesen Werten zu  $\tau_D = 2.16 \text{ ms}$ , die Amplitudenschwankungen liegen bei  $\pm 5\%$ .

## 5.3 Der Pulsverstärker (Slave)

### 5.3.1 Aufbau und Funktionsweise des Slaves

Viele Argumente, die beim Seeder schon angebracht wurden, treffen auf den Slave ebenso zu, so daß sich das Design des Slavelasers sehr an dem des Seeders orientiert. Der

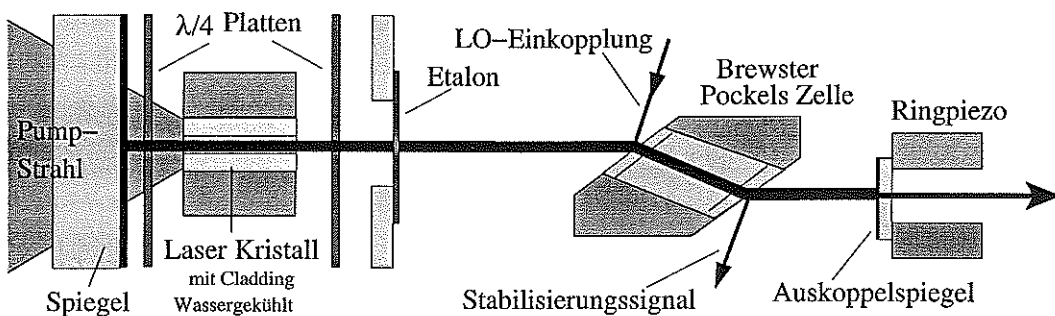


Abbildung 5.14: Aufbau des Pulsverstärkers.

Aufbau des Slaves ist in Abb. 5.14 skizziert, und wie der Seeder ist auch der Slave ein Quasi-Ring-Laser (s. Abb. 5.5), in dem sich das verstärkende Medium zwischen zwei  $\lambda/4$ -Platten befindet.

Der Laser ist mit einem unbeschichteten Etalon ausgerüstet. Ein unbeschichtetes Etalon besitzt ein breites Transmissionsmaximum, das für beide Wellenlängen  $\lambda_{on}$  und  $\lambda_{off}$  nahezu verlustfrei einjustiert werden kann. Da durch das Seeden mit resonanten Photonen die ausgesuchte Laserfrequenz schon einen großen Vorsprung gegenüber konkurrierenden Moden hat, muß nur eine gewisse Vorauswahl des Frequenzbereichs durch das Etalon vorgegeben werden.

Zusätzlich muß in den Laser noch ein Güteschalter eingebracht werden (s. Kap. 5.1), um kurze Pulse zu erzeugen. Es wird hier ein aktiver elektro-optischer Güteschalter verwendet (Pockelszelle). Durch Anlegen einer Spannung und dem damit verbundenen Aufbau eines elektrischen Feldes ändert der Kristall in der Pockelszelle seine doppelbrechenden

Eigenschaften. Die Polarisation der transmittierten Strahlung kann dadurch derart moduliert werden, daß Polarisationsverluste die Lasertätigkeit unterdrücken (Sperrmodus) oder verlustfreie Transmission auftritt. Typische Schaltzeiten liegen im Bereich einiger 10 ns, welches Vorteile gegenüber anderen üblichen Güteschaltungsmethoden wie dem AOM bietet, die Schaltzeiten im Bereich  $> 100$  ns aufweisen. Die Pockelszelle ist im Brewsterwinkel geschnitten, so daß von ihrer Oberfläche eine polarisierende Wirkung ausgeht, die zusätzlich als Polarisator des Quasi-Ringes genutzt wird. Außerdem muß die Pockelszelle, die aus dem hygrokopischen Material BBO gefertigt ist (Gsänger, BPZ-4), mit Fenstern gegen feuchte Luft abgeschirmt werden, so daß zwölf polarisierende Oberflächen pro vollem Umlauf zu durchqueren sind. Die Polarisation senkrecht zur Einfallsebene (s-Polarisation) erfährt auf diese Weise hohe, die Polarisation parallel zur Einfallsebene (p-Polarisation) dagegen nur sehr geringe Verluste. So wird effektiv eine Vorzugspolarisation vorgegeben.

Die Photonen aus dem Seedlaser werden über eine dieser Brewsteroberflächen in den Pulsverstärker geleitet. Mit Hilfe einer vorangestellten Spiegelkombination (vgl. Abb. 5.23) wird die Ausbreitung des Seedstrahls auf die optische Achse des Slaves einjustiert. Die Polarisationsrichtung des eingekoppelten Lichts ist senkrecht, p-polarisiertes Licht wird nicht in den Strahlengang des Lasers reflektiert. Um nicht durch die vielen polarisierenden Oberflächen gleich wieder eliminiert zu werden, und um letztlich die Lasertätigkeit tatsächlich anregen zu können, muß die Polarisierung zumindest eines Teils der Photonen während des Umlaufs im Resonator auf parallel gedreht werden. Dieses geschieht zum einen durch die Depolarisierung im Laserkristall (thermisch induzierte Doppelbrechung) und zum anderen durch die Pockelszelle, die im Sperrmodus die Polarisation der durchstreifenden Photonen dreht. Im Moment des Pulsaufbaus findet letzteres zwar nicht mehr statt, um das Seeding durchzuführen reichen jedoch die Photonen aus, die sich schon gedreht noch im Resonator befinden.

Der Endspiegel hat die gleiche Beschichtung wie der Auskoppelspiegel des Seeders, um die Laserübergänge, wie in Kap. 5.2.1.1 beschrieben, zu selektieren. Er ist auch hier auf einem Piezo angebracht, mit dem die Frequenz der Resonatormode genau an die Frequenz des Seeders angepaßt werden kann. Wie in Kap. 5.1 beschrieben wurde, gibt es diskrete Frequenzen, bei denen Lasertätigkeit im Resonator entstehen kann. Werden nun Photonen einer bestimmten Frequenz vorgegeben (*injection seeding*), so kann der Laser nur dann genau auf dieser Frequenz emittieren, wenn die Resonatorlänge dieser Frequenz angepaßt ist. Ist dieses nicht der Fall, so emittiert der Laser auf der nach Gl. (5.1) nächst möglichen Modenfrequenz, oder er ignoriert die Vorgabe der Photonen völlig und läuft frei. Dieses *Verziehen* der Frequenz wird mit *frequency pulling* bezeichnet. Um diesen Effekt zu verhindern, bzw. in einem vorgegebenen Rahmen zu halten, muß

die Resonatorlänge über den Piezo kontrolliert werden. Diese Aufgabe übernimmt eine aktive Stabilisierung. Die Strahlung des Seeders wird über eine Brewsteroberfläche eingekoppelt, an einer weiteren Brewsteroberfläche wird automatisch ein Anteil des Lichtes wieder ausgekoppelt, nachdem der Resonator durchlaufen wurde. Dieses Licht propagiert durch den Resonator wie durch ein Interferometer und enthält so Informationen über den Resonanzzustand zwischen der Frequenz des Seeders und der aktuell möglichen Modenstruktur im Slave. Wird zwischen den Pulsemissionen der Endspiegel, der auch hier auf einer Piezokeramik gehalten ist, bewegt, so kann die Resonanz abgetastet werden. Es wird nun an einem Zeitpunkt zwischen den Pulsen eine Resonanzstruktur festgehalten, indem das integrale Signal eines kurzen Zeitraumes (ca.  $100\ \mu\text{s}$ ) mit einem vorgegebenen Wert verglichen und der Piezo entsprechend nachgeführt wird. Es wird davon ausgegangen, daß sich die Bedingungen deutlich langsamer als eine Zeitperiode zwischen zwei Pulsen ändern. Diese Steuerung wurde von LINNÉ & BÖSENBERG [1998a] entwickelt und zur Verfügung gestellt.

Der Kristall wird auch hier durch die Endfläche gepumpt. Das Pumplicht des Diodenarrays (SDL-3244-M5L) ist durch eine fest eingebaute Linsenordnung vorkollimiert und emittiert auf einer Fläche von  $8 \times 10\ \text{mm}$  mit den Divergenzen in voller Halbwertsbreite von  $1.5^\circ$  bzw.  $10^\circ$ . Wird dieses Licht auf die Größe von ca.  $1 \times 1.2\ \text{mm}^2$  fokussiert, entstehen volle Divergenzwinkel bis zu  $85^\circ$ , die in den Kristall eintreten. Durch diese hohe Divergenz ist der Weg der Strahlung durch den Bereich der Lasermode im Kristall nur kurz, so daß hier nur wenig Licht absorbiert wird. Um einen Pumpfokus auf der Kristalloberfläche bzw. die vorzeitige Absorption des divergenten Pumplichtanteils auf dem Weg zum Fokus zu verhindern, wird ein Kristall eingesetzt, der nur im Bereich der Lasermode mit Nd-Atomen dotiert ist und daher auch nur in diesem Bereich Pumpstrahlung absorbiert. Der Kristall hat einen äußeren Durchmesser von  $6\ \text{mm}$ , wobei der dotierte Bereich im Zentrum den Querschnitt eines Sechsecks mit einem Durchmesser von ca.  $1\ \text{mm}$  aufweist. Dieser Kristall ist mit dem in Kap. 5.2.6 beschriebenen Silbernitratlack in einen Kupferblock geklebt, der in einer wassergekühlten Klemmhalterung sitzt.

Da die Datenerfassung zunächst nur mit einer Schußfrequenz von ca.  $200\ \text{Hz}$  Daten sammeln konnte, ist für die erste Anwendung, die auf die Messung von Wind ausgelegt ist, der Laser auf eine Repetitionsfrequenz von  $250\ \text{Hz}$  ausgelegt. Anschließend beschreibt das nächste Unterkapitel die Erweiterung auf eine Wiederholfrequenz von  $400\ \text{Hz}$ . Die Fokussierung des Pumplichts ist in beiden Anwendungen verschieden und wird in dem jeweiligen Kapitel beschrieben.

## 5.3.2 Der Slave für 250 Hz Repetitionsfrequenz

### 5.3.2.1 Aufbau des Resonators

Durch die maximale Leuchtzeitauslastung (*duty cycle*) der Pumpdiode, die in unserem Falle 20% beträgt, kann bei einer Pulswiederholrate von 250 Hz bis zu  $800 \mu\text{s}$  pro Puls gepumpt werden. Da die Lebensdauer des oberen Laserniveaus nur ca.  $230 \mu\text{s}$  beträgt, würde davon jedoch ein Großteil nur in Wärme umgewandelt. Deshalb wird nur eine Pumpzeit von  $400 \mu\text{s}$  genutzt. Die mittlere emittierte Leistung der Pumpdiode beträgt dann ca. 100 W, die mittlere Energie etwa 400 mJ pro Puls. Die Pumpfokussierung ist schematisch in Abb. 5.15 skizziert. Sie bildet die Emissionsfläche der Diode in den Kristall auf ca.  $1 \times 1.2 \text{ mm}^2$  ab.

Aus Gründen der einfachen Justierbarkeit und Stabilität wird auch dieser Resonator zu-

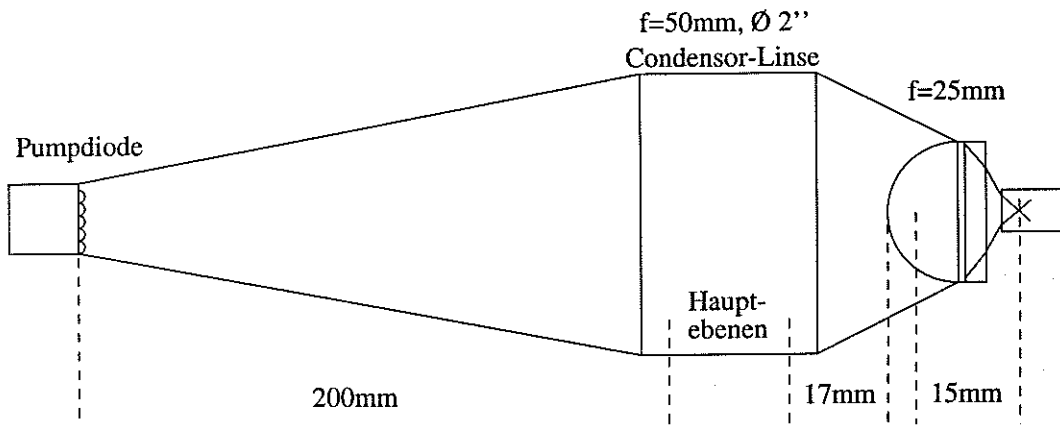


Abbildung 5.15: Pumpfokussierung des 250 Hz-Systems.

nächst möglichst kurz aufgebaut. Alle Komponenten finden in einer Länge von ca. 15 cm ausreichend Platz. Mit einem planen Endspiegel ist der Resonator für thermische Linsen ab ca. 14 cm Brennweite stabil. Wird die Brennweite der thermischen Linse kürzer als der Abstand zum planen Endspiegel, so wird die Grundmode instabil. Durch stufenweises Verlängern des Resonators wurde festgestellt, daß die thermische Linse etwa  $f_t = 16\text{-}20 \text{ cm}$  beträgt. Der Verlauf des Strahlradius im Resonator für die berechnete Mode ( $f_t = 18 \text{ cm}$ ) ist in Abb. 5.16 dargestellt, die Divergenz beträgt hier 2.14 mrad.

### 5.3.2.2 Messungen der Lasereigenschaften

Im Zustand des Injection Seeding und unter Nachführen des Etalons in der Kavität folgt der Laser dem vollen Abstimmereich des Seeders. Die Pulsaufbauzeit verringert sich durch das Injection Seeding bei ca. 8% Auskoppelgrad (Transmission des Auskoppelspiegels) von ca. 500 ns auf ca. 200-250 ns. Diese Werte sind stark von der Justierung des



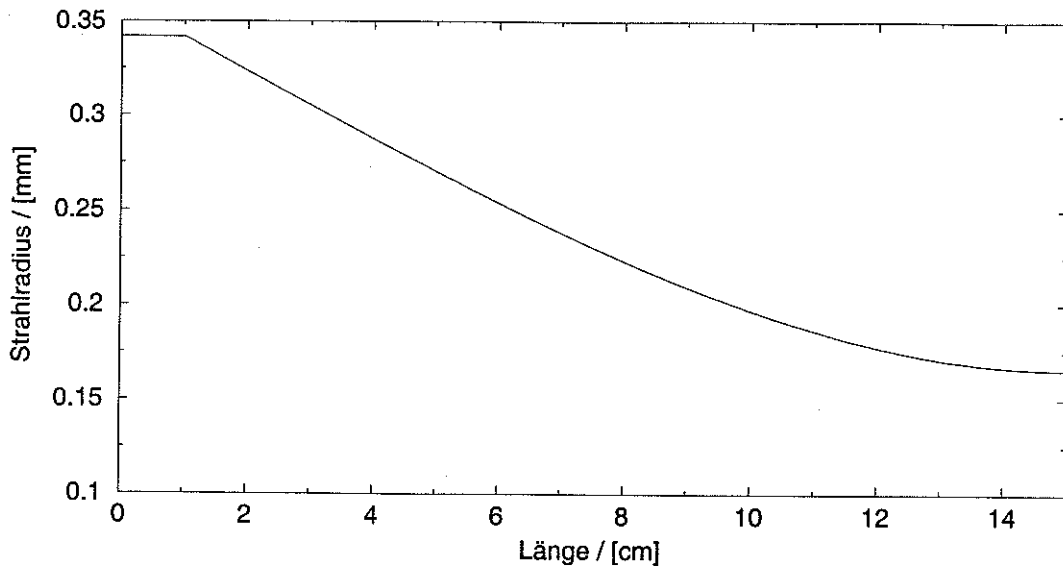


Abbildung 5.16: Änderung des Strahlradius der Slavemode im Resonator.

Resonators, der Seedleistung sowie der Resonanz zwischen Seeder und Resonatormode abhängig. Mit Hilfe eines hochauflösenden Fabry-Perrot-Interferometers (FPI), das aus zwei Planspiegeln mit einer Reflektion von  $> 99\%$  und einem Abstand von ca. 4 cm für dieses Experiment aufgebaut wurde, kann das Spektrum des Slaves abgebildet werden. Wird der Laserstrahl vor dem FPI aufgeweitet, so sehen die Strahlen der verschiedenen Divergenzwinkel virtuell unterschiedliche Spiegelabstände. Der Strahl wird nur unter den Winkeln transmittiert, unter denen die eingestrahlte Frequenz resonante Eigenschaften antrifft. Bildet man den Strahl anschließend ab, so entstehen Interferenzringe, die für verschiedene Wellenlängen unterschiedliche Radien haben. Ein freier Spektralbereich von ca. 3.8 GHz und ein gemessenes Auflösungsvermögen von 110 MHz des Interferometers kann die Struktur der Slavemoden mit einem spektralen Abstand von ca. 1 GHz gut auflösen. In Abb. 5.17 ist die Modenstruktur des Lasers dargestellt. Ohne Seeding treten viele Lasermode auf, mit Seeding kann nur eine Mode nachgewiesen werden.

Die emittierte Mode war augenscheinlich Gaußförmig, die exakte Feldverteilung wurde jedoch nicht explizit gemessen. Weitere Parameter wie Pulsform, Pulsbreite, Frequenzänderung des Pulses während der Pulsdauer (*chirp*) und Stabilität werden mittels eines Monitorpulses gemessen, der mit Heterodyndetektion aufgenommen wird, bevor der Puls in die Atmosphäre emittiert wird. Ein solcher, hier speziell ausgewählter Puls ist in Abb. 5.18 gezeigt. In der Regel konnten die Schwingungen nicht mit der dargestellten Qualität aufgenommen werden. Dieser Zustand war zum Zeitpunkt der hier vorgestellten Messungen noch sehr von der Justage des Systems abhängig. An den Monitorpuls kann ein Modell angenähert werden, das auf FREHLICH ET AL. [1994] zurückgeht und

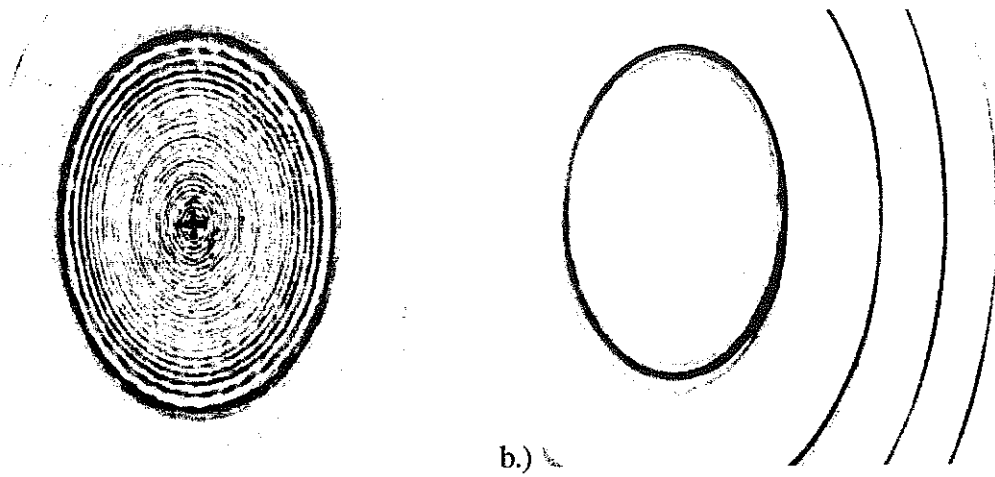


Abbildung 5.17: Modenspektrum des Slaves ohne und mit Seeding, aufgezeichnet mit dem FPI.

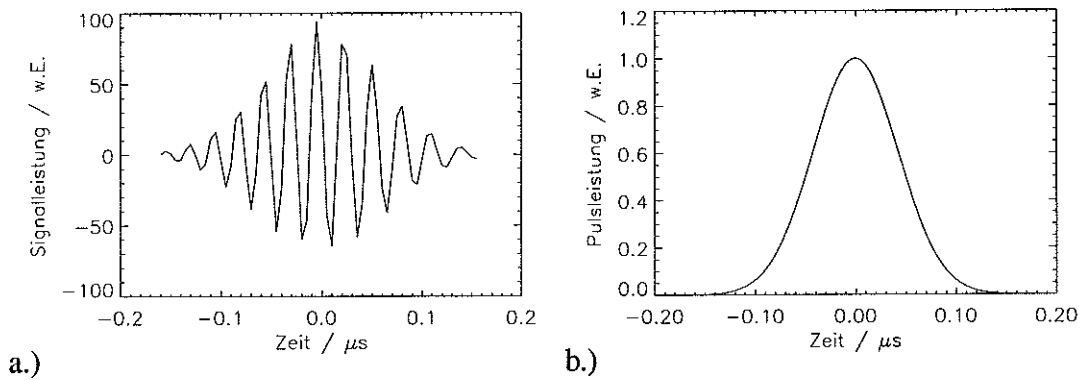


Abbildung 5.18: a.) Heterodynsignal und b.) Pulsform des Lasers.

von LINNÉ ET AL. [1999] erweitert wurde. Danach kann das Monitor signal  $F0$  mit:

$$F0(t) = A_0 \cdot \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{2\delta t_p^2}\right) \cdot \cos(2\pi(\Delta\nu)t + \pi\delta\nu_c(t-t_0)^2 + \vartheta) + B_1(t) + B_2(t) \quad (5.11)$$

angenähert werden, wobei  $t_0$  den Moment der Laseremission,  $\delta t_p$  die Pulslänge,  $\Delta\nu$  die Frequenz des  $F0$ -Pulses,  $\delta\nu_c$  den Chirp,  $\vartheta$  eine Phase,

$$B_1(t) = A_1^2 \cdot \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{\delta t_p^2}\right) \quad (5.12)$$

einen Anteil proportional zur Laserpulsleistung und

$$B_2(t) = A_2 \cdot (t-t_0) + A_3 \quad (5.13)$$

einen linearen Untergrund beschreibt. Zudem wird neben weiteren Anpassungsparametern ( $A_i$ ,  $\vartheta$ ) auch der Chirp  $\delta\nu_c$  modelliert. Dieses Modell wurde an 10 000 Monitor signale angepaßt. Mittlere Werte für die Pulsbreite  $\overline{\delta t_p} = 60.1 (\pm 7.2) \mu\text{s}$ , den Chirp  $\overline{\delta\nu_c} = -37 (\pm 17) \text{MHz}/\mu\text{s}$  und die Frequenz  $\Delta\nu = 37.2 (\pm 4.2) \text{MHz}$  werden daraus bestimmt.

Dabei sind 27 Pulse als Ausreißer nicht berücksichtigt worden<sup>3</sup>. Der Laser emittierte bei der Wellenzahl von  $8988.7 \text{ cm}^{-1}$  ( $1112.51 \text{ nm}$ ,  $\lambda_{\text{off}}$ ) unter den beschriebenen Zuständen eine mittlere Leistung von ca. 125 mW, bzw. Pulsenergien von etwa 0.5 mJ.

Die Eigenschaften des Slaves bei 250 Hz sind in der Tabelle 5.3 zusammengefaßt.

Tabelle 5.3: *Eigenschaften des Slavelasers mit 250 Hz.*

Parameter	Spezifikation
Abstimmbarkeit	wie Seeder
spektrale Reinheit	SLM-Tätigkeit
Modenprofil	$\text{TEM}_{00}$
Ausgangsleistung	ca. 125 mW
Pulslänge $\delta t_p$	$60.1 (\pm 7.2) \mu\text{s}$
Chirp $\overline{\delta\nu_c}$	$-37 (\pm 17) \text{ MHz}/\mu\text{s}$
relative Frequenzstabilität	$\pm 4.2 \text{ MHz}$

### 5.3.3 Der Slave für 400 Hz Repetitionsfrequenz

#### 5.3.3.1 Aufbau des Resonators

Bei einer Pulswiederholrate von 400 Hz kann der Kristall bei der hier verwendeten Pumpdiode bis zu  $500 \mu\text{s}$  pro Puls gepumpt werden. Da die Lebensdauer des oberen Laserniveaus ca.  $230 \mu\text{s}$  beträgt, wird die Pumplänge wieder auf  $400 \mu\text{s}$  gesetzt, um un-

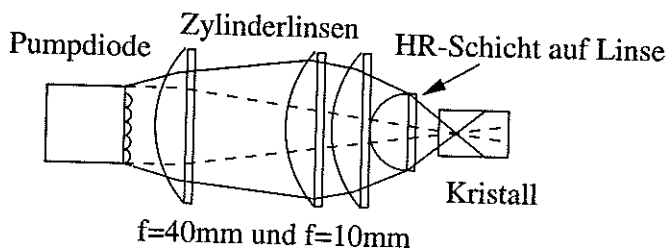


Abbildung 5.19: *Pumpfokussierung des 400 Hz-Systems.*

nötige Überhitzung zu vermeiden. Die mittlere emittierte Leistung der Pumpdiode beträgt dann ca. 160 W, die mittlere Energie etwa 400 mJ pro Puls.

Die Pumpfokussierung ist schematisch in Abb. 5.19 skizziert. Die Zylinderlinsen bilden die verschiedenen Emissionsachsen der Diode, die unterschiedliche Divergenzen

<sup>3</sup>Bei den Signalen sind vereinzelt Datenpunkte nicht gespeichert worden, so daß die Anpassung des Modells nicht durchführbar war.

besitzen, unterschiedlich ab. Der Pumpfokus wird dadurch homogener. Die erste Linse fokussiert die vorkollimierte schnelle Achse auf ca. 0.6 mm, das Linsenarray am Laserstab bildet die unkollimierte langsame Achse ebenfalls auf ca. 0.6 mm ab.

Durch die kleinere Abbildung des Pumpfokus und der höheren Pumpleistung verkürzt

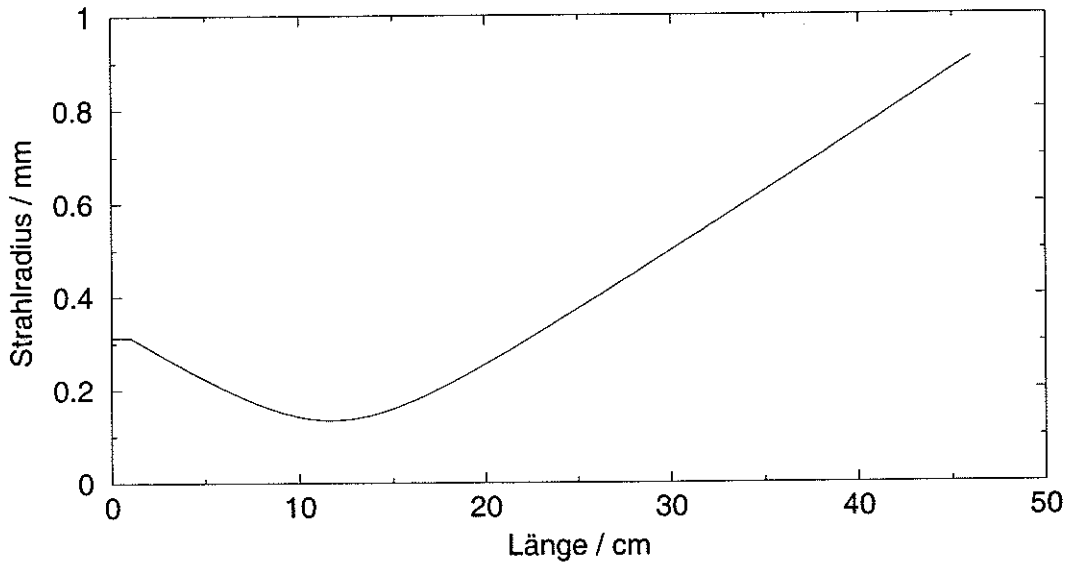


Abbildung 5.20: Änderung des Strahlradius der Slavemode im Resonator.

sich die thermische Linse und der Modenradius verringert sich durch weitere Kürzung der Kavität. Um die Zerstörung von Oberflächen durch zu große Intensitäten zu vermeiden, wird die Mode eines neuen Resonators mit ca. 45 cm Länge und gekrümmtem Auskoppelspiegel mit einem Krümmungsradius von  $r_k = -350$  mm und einer angenommenen thermischen Linse von ca.  $f_t = 13$  cm berechnet (s. Abb. 5.20). Die Divergenz beträgt hier ca. 2.6 mrad.



### 5.3.3.2 Messungen der Lasereigenschaften

Auch hier wird im Zustand des Injection Seeding und unter Nachführen des Etalons der volle Abstimmbereich des Seeders erreicht. Die Pulsaufbauzeit verringert sich durch das Seeding bei ca. 2.5% Auskoppelgrad von ca.  $1.5 \mu\text{s}$  auf ca. 600 ns. Die Slavemoden haben einen spektralen Abstand von ca. 320 MHz und mit Hilfe des hochauflösenden FPI kann wieder Einfrequenzemission nachgewiesen werden. Die räumliche Struktur der emittierten Mode ist auch hier augenscheinlich Gaußförmig.

Der Laserpuls ist wieder mit dem Heterodynverfahren aufgenommen worden und in Abb. 5.21 gezeigt. Das oben beschriebene Modell wurde hier an 50 000 Monitorsignale angepaßt und lieferte mittlere Werte für die Pulsbreite  $\overline{\delta t_p} = 65 (\pm 9)$  ns, den Chirp

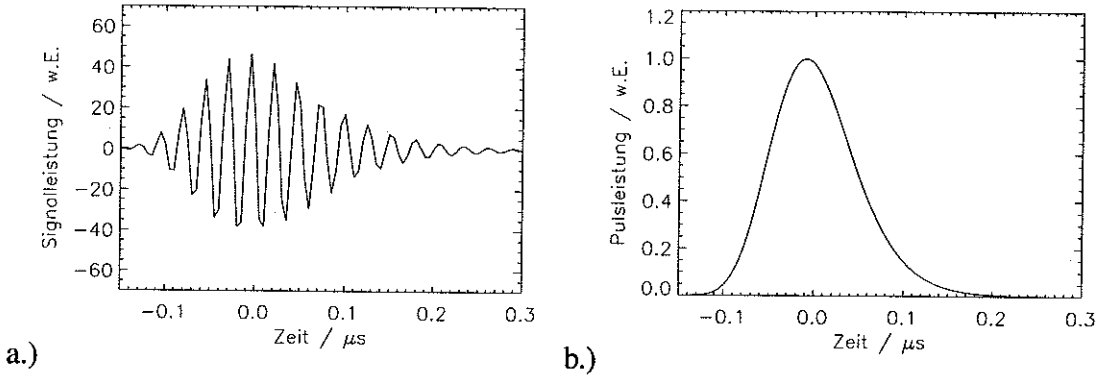


Abbildung 5.21: a.) Heterodynsignal und b.) Pulsform des Lasers.

$\overline{\delta\nu_c} = -19 (\pm 19) \text{ MHz}/\mu\text{s}$  und die Frequenz  $\overline{\Delta\nu} = 39.3 (\pm 8.3) \text{ MHz}$ . Dabei sind 226 Pulse als Ausreißer wieder nicht berücksichtigt worden.

In Abb. 5.21 ist die Pulsform offensichtlich nicht mehr Gaußförmig. Das ist bei einem gütegeschalteten Puls, der weit über die Inversionsschwelle gepumpt wird, bevor Laseraktivität zugelassen wird, auch so zu erwarten (SIEGMAN [1986]). Um diesen Um-

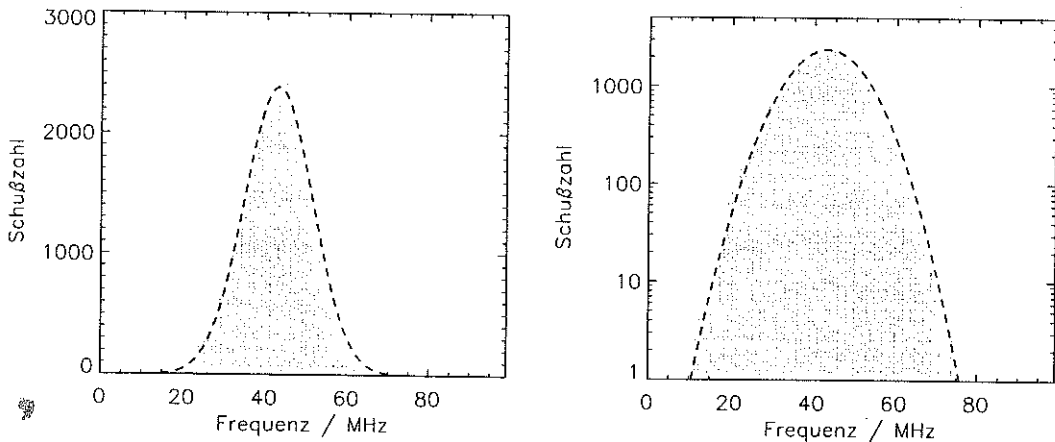


Abbildung 5.22: Statistik des Frequenzoffsets zwischen LO und Slave.

stand im Modell mitzubertücksichtigen, ist in den Gleichungen (5.11), (5.12)  $\delta t_p$  durch  $\delta t_p + A_3 \cdot (t - t_0)$  ersetzt worden. Dieses ist eine einfache und hier ausreichende Näherung. Der zusätzliche Parameter  $A_3$  beschreibt eine lineare Veränderung der Pulslänge während der Emission.

Abb. 5.22 zeigt die statistische Verteilung der gemessenen Frequenzdifferenzen zwischen LO und Slave. Die Verteilung ist offensichtlich Gaußförmig, wie die angepaßte Gaußkurve nahelegt. Die Stabilisierung des Slaves auf die Frequenz des Seeders zeigt

also eine statistische Schwankung um eine Zentralfrequenz ohne frequenzabhängige systematische Einflüsse. In Tabelle 5.4 werden die Werte nach dem 'alten' Modell aus Kap. 5.3.2.2 und nach dem 'neuen' Modell mit veränderlicher Pulslänge aufgelistet. Der Laser emittiert bei der Wellenzahl von  $8990.6 \text{ cm}^{-1}$  ( $1112.27 \text{ nm}$ ,  $\lambda_{off}$ ) unter den

Tabelle 5.4: Eigenschaften des Slavelasers mit 400 Hz.

Parameter	'altes' Modell	'neues' Modell
Abstimmbarkeit	wie Seeder	
spektrale Reinheit	SLM-Tätigkeit	
Modenprofil	TEM <sub>00</sub>	
Ausgangsleistung	ca. 240 mW	
Pulslänge $\delta t_p$	$65 (\pm 9) \mu\text{s}$	$64 (\pm 10) \mu\text{s}$
Pulsschiefe $A_3$		$0.145 (\pm 0.077)$
Chirp $\overline{\delta\nu_c}$	$-19 (\pm 19) \text{ MHz}/\mu\text{s}$	$-19 (\pm 16) \text{ MHz}/\mu\text{s}$
relative Frequenzstabilität	$\pm 8.3 \text{ MHz}$	$\pm 8.3 \text{ MHz}$

beschriebenen Zuständen eine mittleren Leistung von ca. 240 mW, bzw. Pulsenergien von etwa 0.6 mJ.

## 5.4 Kopplungsoptik

Um aus den Lasern ein vollständiges Lidarsystem aufzubauen, sind einige verbindende Optiken notwendig. Zunächst sind zwei Seedlaser, die auf  $\lambda_{off}$  bzw.  $\lambda_{on}$  stabilisiert sind, auf eine optische Achse zu kombinieren, bevor sie anschließend wechselweise zum Seeden sowie als lokaler Oszillator verwendet werden. Desweiteren muß der von dem Slave emittierte Strahl aufgeweitet und kollimiert, sowie das Signal empfangen und dem Detektor zugeführt werden. Die notwendigen optischen Komponenten werden in den nächsten Unterkapiteln vorgestellt.

### 5.4.1 Optik zum Koppeln zweier Seedlaser mit einem Slave

Um die beiden Wellenlängen  $\lambda_{on}$  und  $\lambda_{off}$  zur Verfügung zu stellen, werden zwei gleichartige Seeder aufgebaut, die auf je eine der Wellenlängen abgestimmt werden. Die Seeder müssen dann auf eine optische Achse justiert und für die weitere Nutzung im System wahlweise eingekoppelt werden. Bei einer Wiederholfrequenz von 1000 Hz und einer

jeweiligen Umschaltung zwischen on- und off-line stehen nur wenige  $100\ \mu\text{s}$  für den Schaltvorgang zur Verfügung, wodurch mechanische Schaltwerke nahezu ausgeschlossen werden. Da es notwendig ist, die beiden Seedlaser mit der gleichen Polarisation auf eine optische Achse zu justieren (Heterodynempfang), können die Strahlen verlustarm nur durch elektrooptische Schaltvorgänge ausgewählt werden. Eine einfache Methode wären zwei Polarisatoren und eine  $\lambda/2$ -Pockelszelle, jedoch müßten Schaltspannungen von ca. 7 kV geschaltet werden. Zudem stand eine  $\lambda/4$ -Pockelszelle zur Verfügung, so daß eine etwas umständlichere Lösung realisiert wurde.

Bei zweimaligem Durchgang und mit Hilfe eines Faraday-Isolators (FI) kann der ausgewählte Strahl separiert werden (s. Abb. 5.23). Dazu werden die Strahlen der beiden Seedlaser, nachdem sie jeweils durch einen weiteren Isolator gegen Rückreflexe geschützt und mit einer Linse kollimiert wurden, über einen Polarisator auf eine für beide Seeder identische optische Achse einjustiert. Sie propagieren durch die Pockelszelle und werden von einem Spiegel zurückgeworfen. Wird die Polarisation nicht gedreht, so nehmen beide Strahlen den Weg zurück, den sie kamen. Der p-polarisierte Strahl propagiert rückwärts durch den Isolator und wird am jetzt hinteren Polarisator herausreflektiert. Wird die Polarisation in der Pockelszelle um jeweils  $\lambda/4$  gedreht, so sind zurück am Polarisator die Rollen genau vertauscht. Der vormals s-polarisierte Strahl ist jetzt p-polarisiert und propagiert wie vorher beschrieben. Schaltzeiten von  $< 1\ \mu\text{s}$  können so erreicht werden.

Der ausgewählte Strahl wird an einem weiteren Polarisator aufgeteilt. Ein Zweig wird als lokaler Oszillator durch eine Einmodenfaser (*single-mode*-Faser) zum Hauptdetektor geleitet. Eine solche Faser definiert die optische Achse exakt, so daß anhand der Transmission die Justierung der beiden Seedlaser zueinander optimiert werden kann. Das Licht des anderen Zweigs wird im akustooptischen Modulator (AOM) um die Frequenz von 40 MHz verschoben und mit einem gekrümmten Spiegel (unter nahezu senkrechtem Einfall, um Astigmatismus zu vermeiden) an die Stelle der Strahltaile im Slave-resonator fokussiert. Dadurch ist die Propagation der Seedphotonen ausreichend an die Resonatormode angepaßt.

#### 5.4.2 Sende- und Empfangsoptik

In Abb. 5.24 ist die Propagation des ausgehenden Laserstrahlradius für das 400-Hz-System nach KOGELNIK & LI [1966] skizziert. Nach einer leichten Divergenzerhöhung durch den gekrümmten Auskoppelspiegel ( $f = -700\ \text{mm}$ ) wird der Strahl mit einem weiteren Spiegel ( $f = 375\ \text{mm}$ ) kollimiert und zur Aufweitung (Faktor 40) in das Cassegrain-Teleskop geleitet. Die Abstände und Brennweiten der beteiligten Optiken sind so berechnet, daß der in die Atmosphäre emittierte Ausgangsstrahl einen Radius

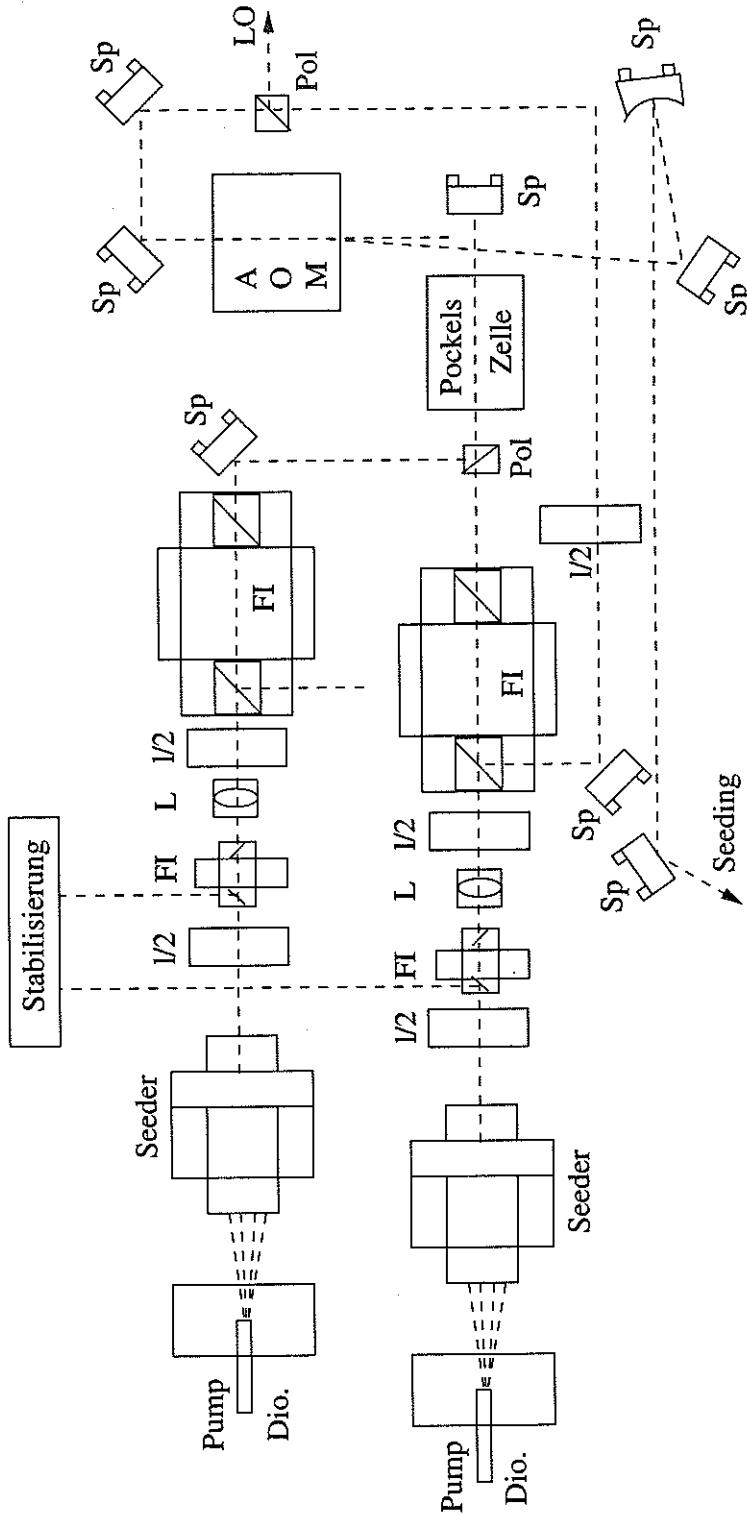


Abbildung 5.23: Aufbau der optischen Auswahlschaltung für die Seedlaser. Die gefaltete Darstellung ist an den tatsächlichen Aufbau angelehnt.  
 Dio.: Diode,  $\lambda/2$ :  $\lambda/2$ -Platte, FI: Faraday-Isolator, L: Linse, Sp: Spiegel, Pol: Polarisator, AOM: akustooptischer Modulator, LO: lokaler Oszillator.



von ca.  $R_p = 35$  mm und einen Fokus in einem Abstand von ca. 1100 m aufweist. Der exakte Aufbau und die Strahlformung bei den Messungen mit dem 250 Hz-System ist nicht so genau dokumentiert und nicht mehr im Detail zu überprüfen. Es war ähnlich aufgebaut, die Abstände und Brennweiten der Optiken erzeugten hier einen emittierten Radius von ca.  $R_p = 50$  mm.

Ebenfalls in Abb. 5.24 dargestellt, ist die Berechnung für den optimalen Verlauf des

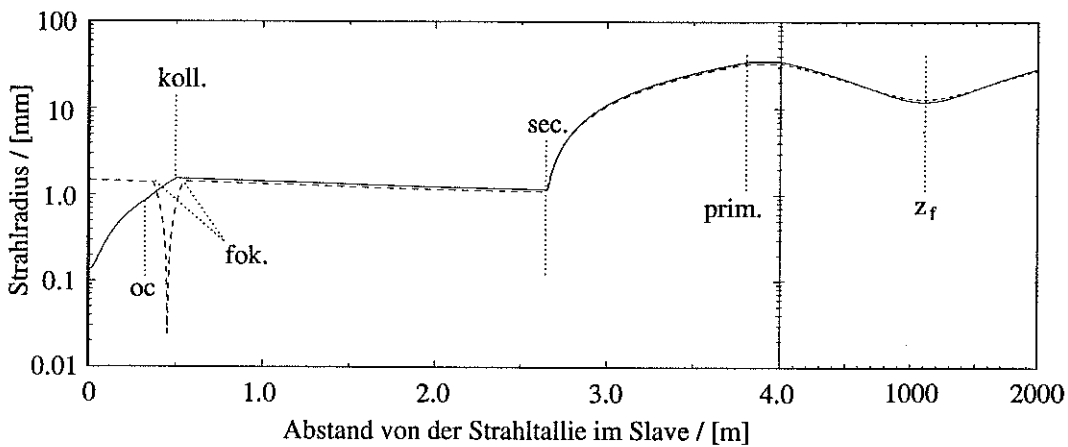


Abbildung 5.24: Entwicklung des Radius des Ausgangsstrahls (—) und des RPLO (- -) oc: Slave Auskoppelspiegel, koll.: Kollimierspiegel, sec.: Teleskopaufweitungsspiegel, prim.: Teleskophauptspiegel, fok.: Fokussierlinse des Hauptdetektors.

lokalen Oszillators bzw. des RPLO, der nach der Transmission durch eine *single-mode*-Faser (s. Abb. 5.23) genau definiert ist. Jedoch ist es schwierig, die Faserauskoppeloptik so genau zu justieren, daß der gezeigte Verlauf erreicht wird. Da der größte Teil des Strahls nur virtuell betrachtet wird, jedoch nicht tatsächlich vorhanden ist, kann der Verlauf auch nicht überprüft werden. Es wird an dieser Stelle nach atmosphärischem Heterodynsignal justiert. Der Strahlradius auf dem Detektor (Hamamatsu, G3576-03, Radius der aktiven Fläche:  $150 \mu\text{m}$ ) ist  $22.1 \mu\text{m}$  groß.

# Kapitel 6

## Messungen

Mit dem 250 Hz-System wurden eine Reihe von Messungen während verschiedenster meteorologischer Bedingungen durchgeführt. Davon werden Messungen bei Wolken, Regen und während des morgendlichen Aufbaus der turbulenten Grenzschicht vorgestellt (s. Kap. 6.1.1, 6.1.2).

Die Windmessungen des 400 Hz-Systems werden zunächst an einem feststehenden Rückstreuziel validiert, bevor die ersten kombinierten Wasserdampf/Wind-Messungen vorgestellt und mit einem lokal gemessenen Feuchtwert verglichen werden (s. Kap. 6.2.1, 6.2.2, 6.2.3). Am Ende des Kapitels wird eine Skalierung des Systemverhaltens mit Steigerung der PRF und der Laserleistung auf hochauflösende Wasserdampfmessungen versucht (s. Kap. 6.2.4).

### 6.1 Messungen mit dem 250 Hz-System

Der erste Test des Systems im Feldeinsatz wurde im Rahmen des Aerosolschließungsexperiments LACE'98 beim Meteorologischen Observatorium Lindenberg (52°20'96" N, 14°12'79"E) in der Zeit vom 04.08.1998 bis 13.08.1998 durchgeführt. Es werden zwei ausgesuchte Messungen vom 07.08.1998 und vom 10.08.1998 vorgestellt.

#### 6.1.1 Meßszene Lindenberg 07.08.1998

Der Nachmittag des 07.08.1998 zeigte in Lindenberg eine geschlossene Wolkendecke, aus der gelegentlich Schauer fielen. Die Luftmasse der unteren freien Troposphäre war subtropischen Ursprungs und sehr warm und feucht. Innerhalb dieser Luftmasse waren aufgelockerte Regengebiete eingelagert, die ab Mittag den Berliner und Brandenburger Raum erfaßten (UNIVERSITÄT BERLIN, INSTITUT FÜR METEOROLOGIE [1998]). Die Bodentemperatur, die zwischen 11:50-13:00 UT von 24°C auf 20°C fiel (s. Abb 6.1),

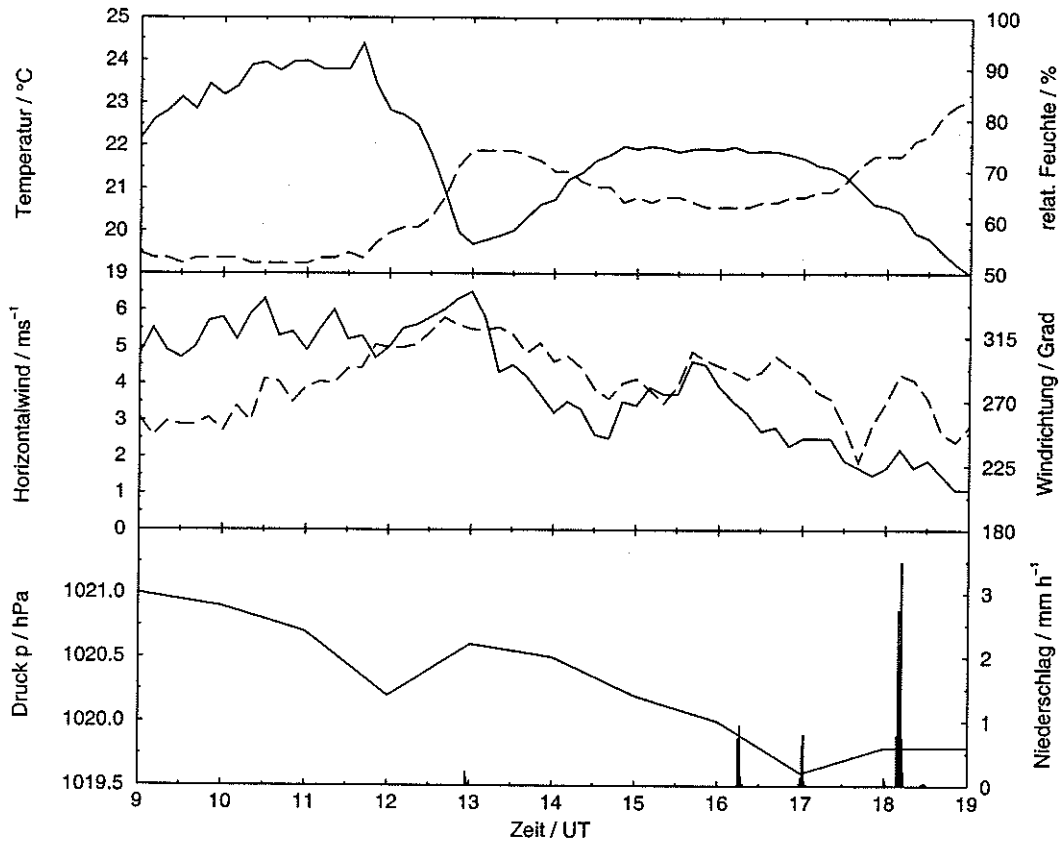


Abbildung 6.1: Bodendaten für Temperatur (oben, —), relative Feuchte (oben, ---), Horizontalwind (mittig, —), Windrichtung (mittig, ---), Druck (unten, —) und Niederschlag (unten, Balken).

legt nahe, daß in dieser Zeit eine leichte Kaltfront über den Meßstandort hinwegzog. Anschließend drehte der Wind von 325 Grad auf ca. 280 Grad und die Temperatur stieg bis 15:00 UT auf 22° wieder an. Erst mit Einsetzen der Dämmerung gegen 17:30 UT wurde es wieder kühler.

In Abb. 6.2 ist die relative Rückstreuleistung, deren Gradient und der Vertikalwind aus den Messungen am Nachmittag des 07.08.1998 zwischen ca. 13:15 UT und ca. 18:15 UT mit einer Auflösung von 10 s zeitlich und 48 m räumlich aufgetragen. Der erste Meßabschnitt zeigt bis ca. 1300 m Höhe eine homogene Rückstreuleistung, die nach einer leichten Zunahme bis ca. 300 m mit der Höhe abnimmt. Das Verhalten der Rückstreuleistung mit der Entfernung unterscheidet sich von einem einfachen Rückstreulidar durch eine komplizierte entfernungsabhängige Empfindlichkeitsfunktion (s. Kap. 2.2.4), die hier im Bereich 300-1300 m etwa mit  $z^{-1}$  abfällt. Die vertikale Streifenstruktur der Rückstreuleistung in der Abb. 6.2 kommt durch eine veränderliche Laserausgangsleistung zustande, die in diesem frühen Stadium der Laserentwicklung noch mit dem Kühlzyklus des Laserkristalls schwankte.

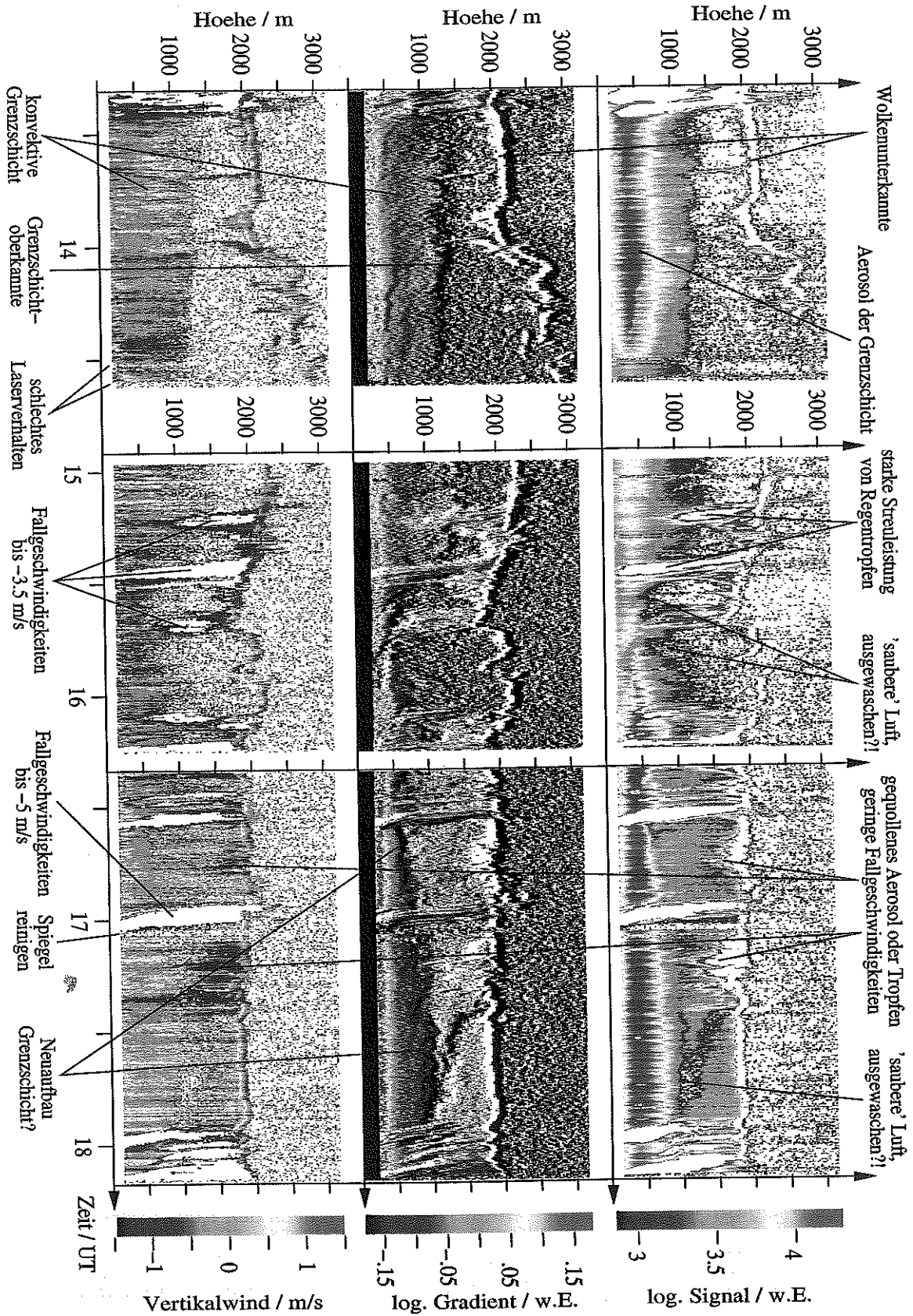


Abbildung 6.2: Die relative Rückstreuleistung (oben), deren Gradient und der Vertikalwind (unten) am Nachmittag des 07.08.1998 über Lindenberg.

Der erste Meßabschnitt zeigt bis ca. 1300 m Höhe eine homogene Rückstreuleistung, die wie beschrieben mit der Höhe abnimmt. In etwa 2000 m Höhe liegt die Unterkante der Wolken, an der stark erhöhte Rückstreuung auftritt. Oberhalb davon konnten durch zu starke Extinktion des optischen Signals in der Wolke keine auswertbaren Rückstreuleistungen empfangen werden. In diesen Bereichen zeigt sich ein verrauschter Signaluntergrund. Ebenso sind zwischen 1300 m und der Wolke nicht genügend Aerosole vorhanden, um auswertbare Signale zu erhalten. Offensichtlich stehen die Luftmassen dieses Höhenbereichs in kurzen Zeitskalen ( $\approx 1$  h) nicht im Austausch mit bodennahen Schichten, so daß dieser Bereich zu der freien Troposphäre gerechnet werden muß.

Der Gradient der Rückstreuleistung gibt Auskunft über Änderungen in der Aerosolverteilung und macht auf diese Weise Schichtgrenzen deutlich sichtbar. Hier kann man erkennen, daß das Signal bei etwa 1300 m innerhalb weniger Meter rapide abnimmt. Diese Schichtgrenze kann hier als Grenzschicht angesehen werden. Unterstützt wird diese Vermutung durch den Vertikalwind, der vor allem in der Zeit zwischen 13:40-14:00 UT in der unteren Schicht bis 1300 m mit  $\pm 1$  m/s und stetem Wechsel zwischen Auf- und Abwinden als konvektiv zu bezeichnen ist. Leider wurde in dieser Zeit keine Radiosonde gestartet. Jedoch kann aus den Daten einer kurz vor Beginn der Messung aufgestiegenen Radiosonde (13:02 UT, s. Abb. 6.3) aus dem Vergleich der Temperatur mit den Trockenadiabaten auf eine labile Schichtung im Bereich bis ca. 200 m und zwischen ca. 600-950 m geschlossen werden. Hier sind gut durchmischte Schichten mit vertikaler Konvektion zu erwarten. Nach 14:00 UT nimmt die Amplitude des Vertikalwinds ab und es bilden sich neue Schichtgrenzen in ca. 500 m und ab 14:15 UT in ca. 800 m aus.

Zu Beginn dieser ersten Szene ist eine starke Überhöhung der Rückstreuung zu erkennen, die mit extrem negativen Geschwindigkeiten außerhalb des dargestellten Bereichs korreliert ist. Hier handelt es sich um Schauer, die durch große Partikel (Tropfen) zu stark erhöhter Rückstreuung führten und so hier eher die Fallgeschwindigkeiten der Tropfen als die tatsächliche Luftbewegung gemessen wurde. Derartige Ereignisse sind auch in den weiteren Szenen immer wieder zu beobachten. Dieses erste Ereignis war im Gegensatz zu den Ereignissen gegen 16:15 UT, 17:00 UT und 18:10 UT jedoch nicht am Meßstandort nachweisbar (s. Abb. 6.1).

In der Zeit 14:30-15:00 UT zeigte der Laser Instabilitäten, wodurch die Datenqualität litt und eine Nachjustierung erforderlich wurde. Auch mußte nach den Regenschauern um 16:15 UT und 17:00 UT der Umlenkspiegel, die einzige Optik außerhalb des Gebäudes, gereinigt werden, so daß hier für kurze Zeit keine bzw. keine sinnvollen Signale aufgezeichnet wurden.

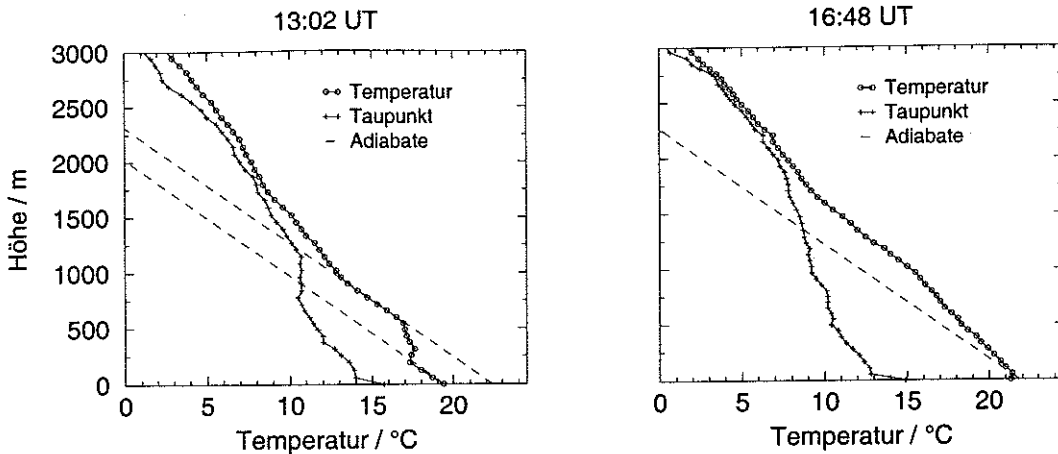


Abbildung 6.3: Radiosondendaten der Temperatur, Taupunkttemperatur und relevante Trockenadiabaten um 13:02 UT und 16:48 UT am 07.08.1998.

Mit dem Horizontalwind wurden nun vereinzelt Schauerzonen über den Meßstandort hinweggetragen. So kam es anscheinend zu Ereignissen, die z.B. beginnende Schauer-tätigkeit zeigen, die Tropfen den Boden am Meßstandort jedoch nicht erreichten (z.B. 15:15 UT, 15:40 UT, 16:45 UT, 17:15 UT). Größere Fallgeschwindigkeiten unterhalb der Wolkendecke deuten darauf hin, daß diese Schauer den Boden tatsächlich erreichen, jedoch durch den Horizontalwind verdriftet werden. Bei niedrigen Fallgeschwindigkeiten, die auf kleine Tröpfchen hinweisen, kann es jedoch auch zur vollständigen Verdunstung auf dem Weg zum Boden kommen, so daß diese Schauer den Boden gar nicht erreichen (eventuell 16:45 UT, 17:15 UT).

Ebenso gibt es Schauer, die an der Wolkenunterkante nicht aktiv, jedoch im unteren Bereich meßbar und am Boden fühlbar waren (z.B. 17:55 UT, vgl. auch die Niederschlagsmessung am Boden in Abb. 6.1). Letzlich sind kurze Schauerereignisse sichtbar, die weder an der Wolkenkante, noch ganz unten zu erkennen sind und so während des Fallens der Tropfen wohl vollständig durch das Blickfeld des Lidars transportiert wurden (z.B. 16:10 UT).

Zwischen ca. 15:30-16:10 UT tritt eine Zone geringer Rückstreuung in dem Höhenbereich auf (500-1300 m), in der sich gegen 14:00 UT noch eine ausgebildete Grenzschicht mit Konvektion befunden hatte. Es ist denkbar, daß durch Schauertätigkeit im Luv des Meßstandorts kräftige Regenschauer zur Auswaschung der Aerosole und so zu einem Mangel an geeigneten Streupartikeln in der herangetragenen Luft geführt haben. Einen direkten Zusammenhang geringer Rückstreuung mit kräftiger Schauertätigkeit ist jedoch nicht nachweisbar. Am ehesten ist dieser Effekt nach dem Schauer um 16:35 UT zu beobachten. Vor dem Schauer erkennt man gegen 16:32 UT noch ein 'starkes' Signal (rot/orange) bis ca. 700 m Höhe ohne klare Schichtgrenze (Gradient), direkt danach ist

starke Rückstreuung nur noch bis ca. 500 m zu erkennen, wobei sich hier ein starker Gradient ausgebildet hat, oberhalb dessen sich nur noch schwache Rückstreuung (blau) nachweisen läßt.

Insgesamt läßt sich eine wohldefinierte Grenzschichtoberkante in der Zeit zwischen 15:30-16:40 UT nicht ausmachen. Auch der Gradient hilft nicht weiter, die Schichtungen scheinen eher durch vertikale Tröpfchenverteilungen und durch Schauer ausgewaschene und advehierte Luftmassen geprägt zu sein. Erst ab etwa 16:40 UT baut sich wieder eine zeitweise gut definierte Schichtgrenze in etwa 500 m Höhe auf, die bis 17:45 UT auf ca. 1000 m ansteigt. In den Radiosondendaten des Aufstiegs um 16:48 UT (s. Abb. 6.3) sind keine labilen Schichtungen auszumachen. Diese Schichtgrenze wird somit anscheinend nicht durch Konvektion von unten angetrieben, auch ist der Vertikalwind mit  $< \pm 0.5$  m/s eher gering, so daß in dieser Phase nicht unbedingt auf eine konvektive Grenzschicht geschlossen werden kann.

Unklar ist, warum in der Zeit um 16:45 UT die Rückstreuleistung bis an die Wolkenunterkante in knapp 2000 m auswertbar bleibt. Die Anzahl streufähiger Aerosole oder deren Streuquerschnitt ist hier überraschend groß. Diese Luftmassen sind anscheinend durch die insgesamt sehr feuchten Bedingungen mit gequollenen Aerosolen recht homogen durchsetzt. Es scheint auch zur Verdunstung von nur gering fallenden Tröpfchen zu kommen, so daß sich hier vielleicht einstige Kondensationskeime als streufähiges Material anreichern konnten. Diese erhöhte Rückstreuung ist bis zum Ende der Aufzeichnung zu verfolgen, jedoch kommt es später auch zum Einschluß von 'sauberen' Luftmassen (17:45 UT, 1100 m). Eine turbulente Durchmischung gibt es hier nicht, so daß dieser Bereich oberhalb von 1000 m auch nicht zur Grenzschicht gezählt werden kann.

### 6.1.2 Turbulenzstruktur in Lindenberg am 10.08.1998

Aus den Messungen während des Schließungsexperiments LACE'98 soll ein weiteres Beispiel vorgestellt werden: der morgendliche Aufbau der turbulenten Grenzschicht am 10.08.1998. Die Temperatur stieg während des 10.08.1998 trotz ununterbrochenem Sonnenschein am Meßstandort nicht über 24°C, da am Vortag ein Hochdruckgebiet mit Zentrum über der Nordsee trockene und klarsichtige Luft polaren Ursprungs heranwehte. Über dem Meßstandort war es wolkenlos und es wehten schwache Horizontalwinde von 2.7 - 4.5 m/s, die in der Zeit von 6:30 - 10:30 UT von Nordost über Ost auf Südost drehten. Die Temperatur stieg von 12°C auf 20°C, was zu der Abnahme der relativen Feuchte von ca. 85 % auf 45 % beitrug.

Durch den wolkenlosen Himmel konnte sich der Boden über Nacht durch Abstrahlung so weit abkühlen, daß sich eine ca. 220 m mächtige Bodeninversion gebildet hatte,

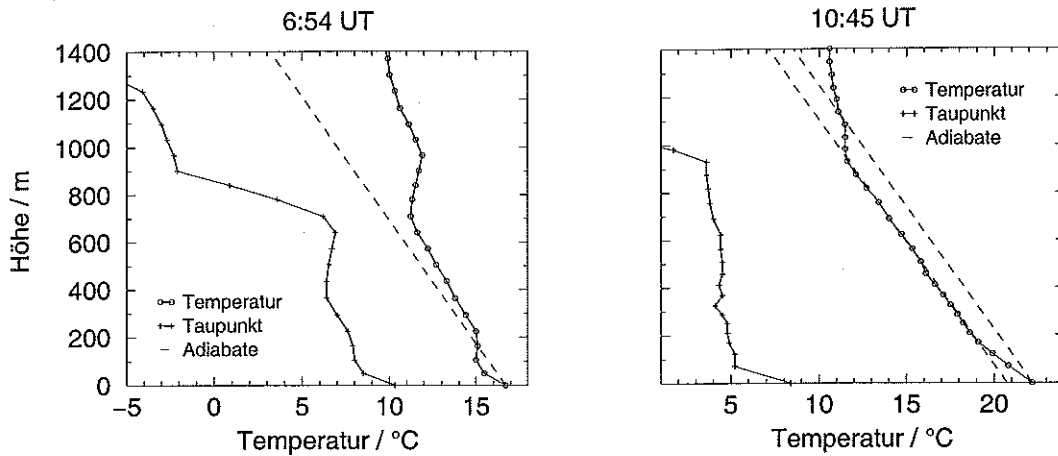


Abbildung 6.4: Radiosondendaten der Temperatur, Taupunkttemperatur und relevante Trockenadiabaten um 6:54 UT und 10:45 UT am 10.08.1998.

die kurz nach Sonnenaufgang gegen 6:54 UT noch in den Radiosondendaten (s. Abb. 6.4) sichtbar ist. Während der Nacht, in der mangels Sonneneinstrahlung und geringer Horizontalwinde mit Geschwindigkeiten um 1.5 - 2 m/s der Antrieb für einen turbulenten Vertikalaustausch fehlte, hatten sich dadurch in der Grenzschicht mehrere stabile Schichten gebildet (*residual layer, nocturnal boundary layer*, s. STULL [1988]), die im Gradienten der Rückstreuleistung deutlich sichtbar sind (s. Abb. 6.5). Die Schichtgrenze bei ca. 250 m ist vermutlich die nächtliche Grenzschichthöhe. Weitere Schichtgrenzen sind bei knapp 400 m und 600 m zu erkennen, die eine Schicht einschließen, in der die Feuchte mit der Höhe stark zunimmt (s. Abb. 6.4). Bei 800 m liegt die Grenzschicht des Vortages, die durch eine starke Inversion an einem Austausch mit der darüber anschließenden freien Troposphäre gehindert wird. Auch zwischen den unteren Schichten findet kein Austausch von Luftmassen statt. Die starre Schichtung mit der Inversion bei 800 m wird auch durch parallel laufende Lidarmessungen anderer Systeme (BÖSENBERG ET AL. [2001]) bestätigt. Es ist kein Reichweitenproblem des Heterodynsystems, daß oberhalb dieser Schichtgrenze nur stark verrauschte Signale empfangen wurden. In der freien Troposphäre sind nicht genügend Streupartikel vorhanden, um ein auswertbares Signal zu erhalten. Das wellenförmige Muster der Schichtgrenzen, das gegen 6:45 UT in den Gradienten zu erkennen ist, kann hier nicht mit dem gemessenen Vertikalwind signifikant korreliert werden, dazu reicht die Auflösung des Vertikalwindes nicht aus.

Der Neuaufbau der turbulenten Grenzschicht beginnt gegen 7:30 UT und hat schon nach gut 30 min. die Oberkante der Vortagsschicht erreicht. Hier wird die Turbulenz jäh durch die stabile Schichtgrenze gestoppt und es sind einige kräftige Aufwindereignisse notwendig, um diese starke Inversion zu schwächen und anzuheben (vgl. Abb.



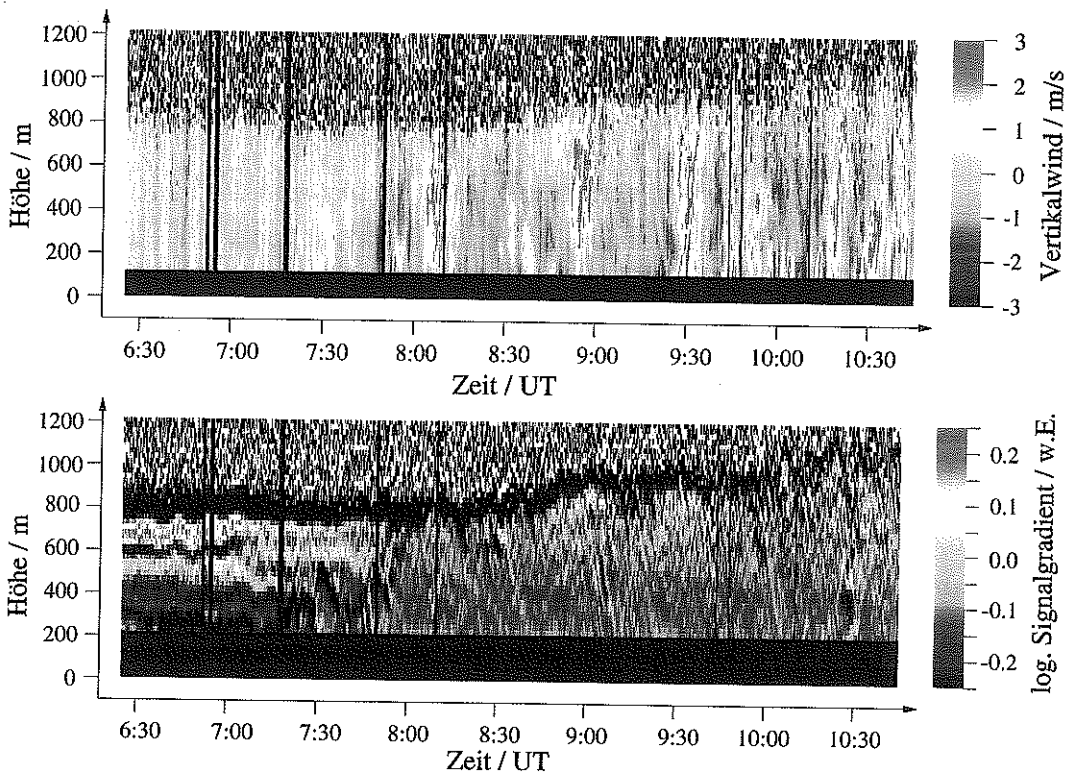


Abbildung 6.5: Die zeitliche Entwicklung der turbulenten Grenzschicht ist deutlich sichtbar in den Vertikalwindmessungen (oben) und den Signalgradienten (unten), die die atmosphärischen Schichtungen besonders hervorheben. Die schwarzen vertikalen Balken sind auf mangelnde Lasereigenschaften zurückzuführen.

6.4, 10:45 UT). Da die Horizontalwindgeschwindigkeiten mit ca. 3 - 4 m/s am Boden gering bleiben, wird die turbulente Durchmischung der Luftschichten durch die wachsende Sonneneinstrahlung angetrieben. Dabei ist eine hohe Korrelation der Erweiterung der vertikalen Reichweite des Systems (Aerosoleintrag in die freie Troposphäre) mit den starken Aufwinden gut zu erkennen (z.B. 8:50 UT, 10:20 UT).

Die gute Durchmischung ist deutlich an der gleichförmigen Rückstreuung zu erkennen, die kaum Gradienten in der Rückstreuleistung erzeugt. Durch die geringen Horizontalwindgeschwindigkeiten um 3 - 4 m/s, drifteten die Vertikalwindereignisse langsam durch das Blickfeld des Lidars. Es sind zeitlich kürzere Aufwindschläuche und längere Absinkbewegungen zu erkennen. Vertikalwindgeschwindigkeiten bis zu 5 m/s über Zeiträume bis zu 5 min. sind, wie auch in vielen anderen Messungen beobachtet, bei stark turbulenten Bedingungen unter kräftiger Sonneneinstrahlung durchaus üblich. Absinkbewegungen finden dagegen über einen längeren Zeitraum von typisch 15 min. bis 1 h statt und zeigen dafür in der Regel kleinere Spitzenbeträge (s. Abb. 6.5). Ebenso charakteristisch für turbulente Bedingungen sind die  $\Lambda$ -förmigen bzw. V-förmigen

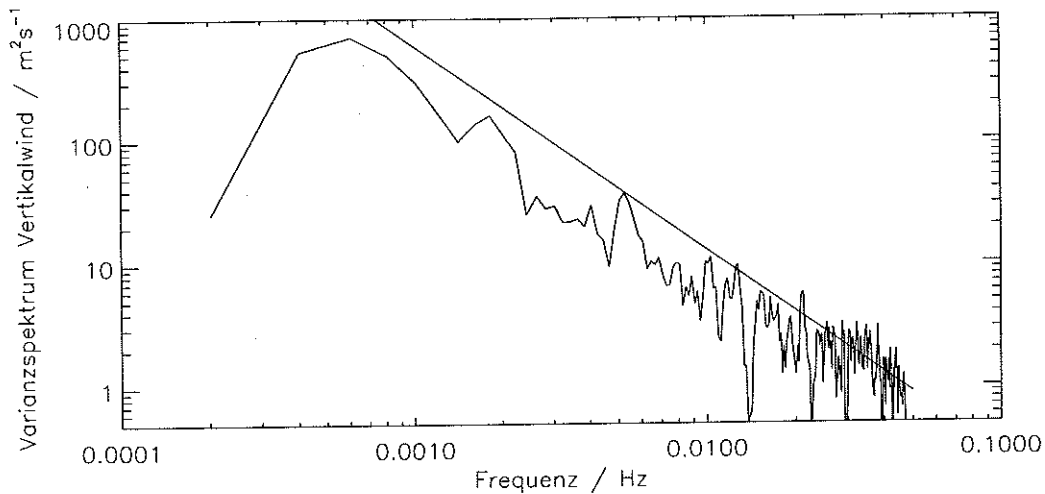


Abbildung 6.6: Varianzspektrum des Vertikalwindes für die Messung am 10.08.1998. Die Hilfslinie fällt proportional zu  $\nu_w^{-5/3}$  ab.

Strukturen im Gradienten der Rückstreuleistung, die auf das horizontale Durchwandern vertikalbewegter Luftpakete zurückgehen. Mit wachsender Durchmischung und zunehmender Einmischung von Grenzschichtluftmassen in die freie Troposphäre nimmt der Gradient an der Oberkante der Grenzschicht mit der Zeit immer mehr ab.

Die Analyse des Varianzspektrums ist ein Maß für die in der zugehörigen Wirbelfrequenz gespeicherten turbulenten Energie. Das Spektrum für diese Messung aus der Zeit von 8:15 UT bis 9:36 UT ist in Abb. 6.6 gezeigt. In den Wirbeln niedriger Frequenzen, die zu höheren Frequenzen hin im Inertialbereich ohne Energieaustausch mit der Umgebung zu kleineren Wirbeln zerfallen, ist die meiste turbulente Energie gespeichert. Das Vertikalwindvarianzspektrum sollte sich unter turbulenten Bedingungen proportional zu  $\nu_w^{-5/3}$  verhalten. Um die für den Vertikaltransport relevanten Wirbel zu erfassen, muß das Varianzspektrum der gemessenen Größe bis in den Inertialbereich aufgelöst werden, da ab hier die weitere Entwicklung als bekannt vorausgesetzt werden kann (STULL [1988]). In Abb. 6.6 ist der Inertialbereich offensichtlich erreicht. Zeigt das Spektrum ab einem bestimmten Punkt mit wachsender Frequenz einen im Mittel konstanten Wert, so kann dieser als statistischer Gerätefehler interpretiert werden (weiße Rauschhöhe). Das gezeigte Varianzspektrum fällt jedoch bis zur größten Frequenz etwa proportional zu  $\nu_w^{-5/3}$  ab, so daß keine weiße Rauschhöhe zu erkennen ist, aus der man ein realistisches Geräterauschen ableiten könnte (SENF [1993]). Das bedeutet, die Varianz des Vertikalwindes ist größer als der statistische Meßfehler des Gerätes. Der Mittelwert aus 10 % der Daten des hochfrequenten Endes des Spektrums ergibt hier eine statistische Standardabweichung des Vertikalwindes von ca. 20 cm/s. Der Fehler durch ein Geräterauschen liegt demnach unter diesem Wert.

Man kann zusammenfassend feststellen, daß die beobachteten Werte und Strukturen sowohl für die Rückstreuleistung als auch für den Vertikalwind sehr plausibel sind. Offensichtlich ist eine Erfassung der Struktur der unteren Atmosphäre sehr gut möglich, sofern ausreichend Aerosol zur Erzeugung des Rückstreusignals vorhanden ist. Ein quantitativer Vergleich mit unabhängigen Systemen war bisher nur in einem Fall möglich, und zwar mit einem RASS (HIRSCH [2000]) für den Vertikalwind. Dieser Vergleich wird in einer getrennten Studie aller beteiligten Experimentatoren ausführlich untersucht. Bisherige Ergebnisse zeigen, daß die Vertikalwindmessung beider Systeme gut korreliert sind und daß eine Genauigkeit von besser als 10 cm/s erreicht werden kann. Es ist also zu erwarten, daß die hervorragende Eignung dieses Systems für Untersuchungen der Grenzschichtdynamik auch quantitativ nachgewiesen wird.

## 6.2 Messungen mit dem 400 Hz-System

In diesem Abschnitt soll die Fähigkeit des Systems, Wasserdampf zu messen, untersucht werden. Dazu wurden zwei Seedlaser betrieben, die auf die Wellenlängen  $\lambda_{on}$  und  $\lambda_{off}$  der für die Umgebungstemperaturen am besten geeigneten Absorptionslinie II (s. Tab. 3.2) stabilisiert wurden. Das Meßsystem wurde mit einer Repetitionsrate von 400 Hz und einer mittleren Ausgangsleistung von ca. 200 mW betrieben und von Schuß zu Schuß zwischen  $\lambda_{on}$  und  $\lambda_{off}$  mit der in Abb. 5.23 beschriebenen Optik hin und her geschaltet. Die Messungen werden mit lokal ermittelten Feuchtwerten verglichen. Dazu wird zunächst eine Messung mit horizontaler Blickrichtung vorgestellt (s. Kap. 6.2.2), da hier mit einem größeren  $SNR$  der Rückstreuleistung gerechnet wird und, bei Annahme horizontaler Homogenität in der Meßhöhe von ca. 90 m über dem Boden, eine konstante Feuchte erwartet wird, die mit der am Meßstandort gemessenen übereinstimmen sollte. Anschließend wird auch eine Messung mit vertikaler Blickrichtung gezeigt (s. Kap. 6.2.3), die mit vom Meßstandort (Dach des Geomatikums, Bundesstr. 55, Hamburg) vertikal extrapolierten Daten verglichen wird. Leider stand ein Referenzsystem nicht zur Verfügung, jedoch für eine erste Abschätzung der Möglichkeiten des Systems reichen die lokal gemessenen und extrapolierten Feuchtedaten durchaus aus. Gleichzeitig können die selben Rohdaten wie schon in den vorherigen Abschnitten für die Auswertung der qualitativen Aerosolrückstreuung und des quantitativen Windes genutzt werden. Dazu wird auch für das System mit 400 Hz zunächst die Geschwindigkeitsmessung überprüft, hier an einem feststehenden Rückstreuziel. Anschließend werden zwei Wasserdampfmessungen vom 25.05.2000 (horizontal) und 10.05.2000 (vertikal) vorgestellt.

### 6.2.1 Messungen an einem feststehenden Rückstreuziel

Es bestand die Möglichkeit, mit dem Lasersystem ein feststehendes Ziel (Fernsehturm) in einer Entfernung von ca. 600 m zu nutzen, um das Detektorsystem zu justieren und die Geschwindigkeitsmessung zu überprüfen. Diese Messungen wurden mit stark verringerter Laserleistung durchgeführt, um Augensicherheit zu garantieren.

Ein Datenstrang der aufgezeichneten Rohdaten mit feststehendem Ziel ist in Abb. A.1 gezeigt. Da das Signal von einem festen Ziel sehr viel größer ist, als das aus der Atmosphäre, wurde hier die Bewegung des Ziels mit einer zeitlichen Auflösung von 0.5 s aufgenommen und so innerhalb von etwas über 4 min. je 500 Werte aus on- und offline-Signal erzeugt. Die gemessene mittlere Bewegung des Fernsehturms konnte zu  $\overline{v_{ft_{off}}} = 4.4 (\pm 6.2) \text{ cm/s}$  und  $\overline{v_{ft_{on}}} = 3.8 (\pm 6.9) \text{ cm/s}$  bestimmt werden. Die Werte stimmen mit der erwarteten Geschwindigkeit von  $\overline{v_{ft}} = 0.0 \text{ cm/s}$  im Rahmen der Meßgenauigkeit gut überein. Zudem zeigt die Messung die prinzipielle Möglichkeit des Systems, eine Genauigkeit von besser als 10 cm/s erreichen zu können. Auch ist, wie erwartet, kein systematischer Fehler zwischen on- und offline zu finden. Von dem Ziel konnte eine äquivalente Rückstreuleistung  $\Phi$  von ca. 430 für  $\lambda_{off}$ , bzw. 150 für  $\lambda_{on}$  gemessen werden. Die CRB zeigt in diesem Fall einen Restfehler von ca. 3.4 cm/s, bzw. 3.8 cm/s.

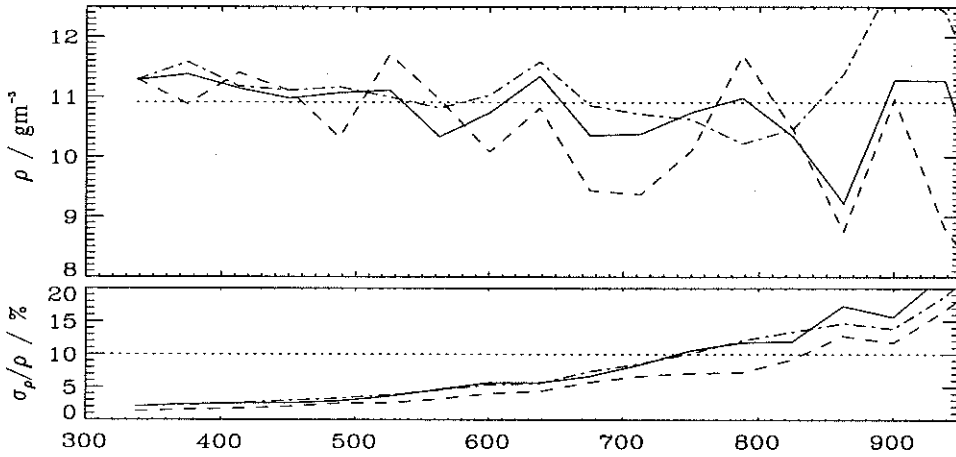
### 6.2.2 Horizontalmessung von Wasserdampf am 25.05.2000

Die horizontale Verteilung der Feuchte kann am Meßstandort in ca. 90 m Höhe über der Stadt Hamburg als homogen angenommen werden, da die Struktur des Bodens im Meßgebiet in Skalen von etwa 100 m ebenso als homogen angesehen werden kann. Auch trägt ein Horizontalwind zur homogenen Durchmischung bei. Unter diesen Voraussetzungen kann eine horizontale Messung der Wasserdampfdichte durch das Lidarsystem mit einer lokalen Messung der Feuchte verglichen und die Funktionsfähigkeit des Gesamtsystems überprüft werden. Dabei werden verschiedene räumliche und zeitliche Mittelungsmethoden angewendet, die im Detail im Anhang A besprochen werden.

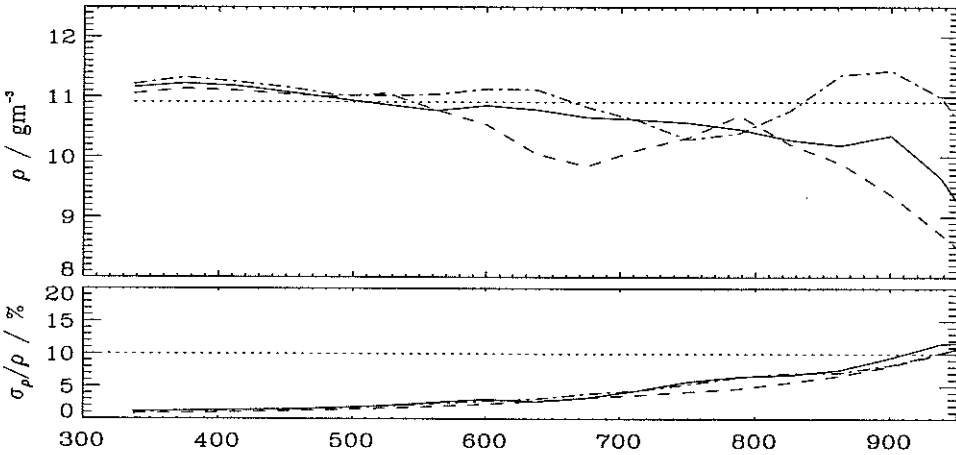
Der 20.05.2000 begann in Hamburg mit verbreitetem Nebel, hervorgerufen durch feuchte Luftmassen am Boden und die nächtliche Abkühlung auf 9°C. Dieser löste sich mit ansteigenden Temperaturen auf. Auch die lokalen Meßdaten zeigten am Morgen eine gesättigte Feuchte, die nur langsam während der Messung zwischen 6:00 UT und 6:37 UT von ca. 98 % auf ca. 96 % abnahm. Der Horizontalwind nahm im Laufe des Vormittags von ca. 4 m/s um 5 UT auf 9 m/s um 12 UT zu, während er von Südost auf Süd drehte. Der Bodendruck (NN) fiel in diesem Zeitraum leicht von ca. 1018 hPa auf 1011 hPa.

Aus den Daten, die lokal an dem Standort des Lidars in etwa 90 m Höhe über NN gemessen worden sind, ist eine mittlere Wasserdampfdichte von ca. 10.9 g/m<sup>3</sup> im Zeitraum der

a.)



b.)



c.)

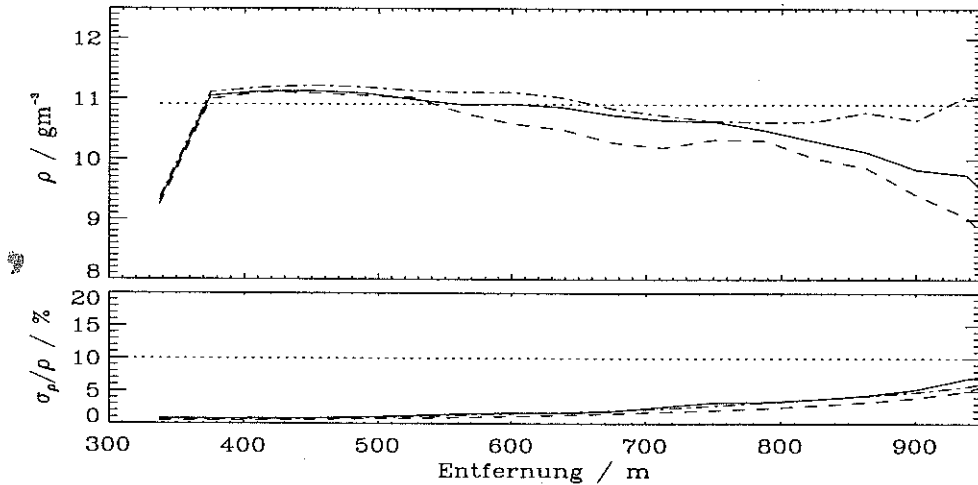


Abbildung 6.7: Die Wasserdampfdichte  $\rho$  und deren relativer statistischer Fehler  $\sigma_\rho/\rho$  unter verschiedenen Mittelungszuständen:  $1\rho$  (---),  $40s$  (—),  $10s$  (-·-) (s. Anhang A.2) für die Horizontalmessung am 25.05.2000. (···) bezeichnet die Feuchte am Meßstandort. Die Entfernungsauflösung betrug a.) 75 m, b.) 112 m, c.) 187.5 m (s. Anhang A.2).

Messung von 6:00 UT bis 6:37 UT errechnet worden. Der so bestimmte Referenzwert des Wasserdampfgehaltes ist in der Abb. 6.7 mit eingezeichnet. Aus dem Varianzspektrum, das aus den 10s-Einzelmessungen des Wasserdampfs erzeugt wurde, ist ersichtlich, daß kein Anteil eindeutig der Atmosphäre zugeordnet werden kann (s. Abb. 6.8).

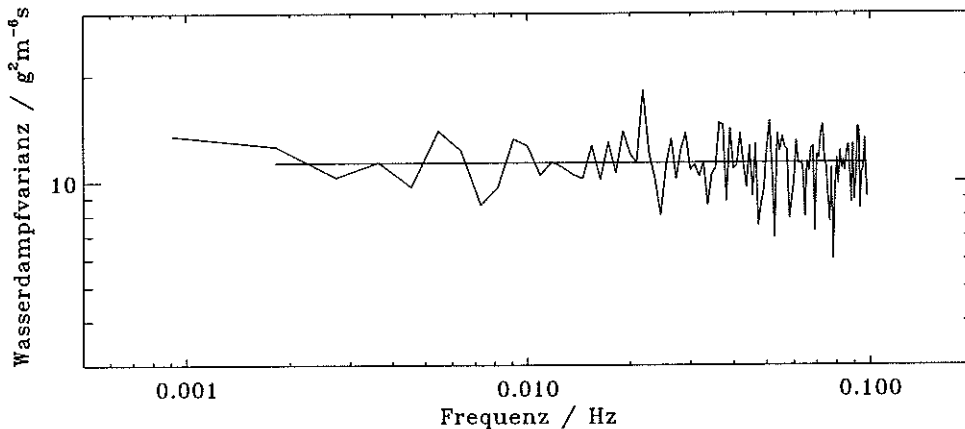


Abbildung 6.8: Das Wasserdampfvarianzspektrum und dessen Mittelwert vom 25.05.2000 errechnet aus den 10s-Daten der Entfernung 375 m mit 112 m Auflösung. Andere Auflösungen und Entfernungen ergaben ähnliche Bilder.

Es wird daher angenommen, daß das Spektrum bis zur niedrigsten Frequenz durch weißes Rauschen des Meßgerätes dominiert wird und der gesamte Meßzeitraum zu einem Profil gemittelt werden muß.

Zur Bestimmung der Wasserdampfwerte sind die verschiedenen Mittelungsmethoden  $1\rho$ , 40s und 10s angewandt worden, die im Detail in Anhang A.2 besprochen werden. 10s und 40s entsprechen dabei Mittelungen der Spektren über 10 s bzw. 40 s, bevor aus ihnen Wasserdampfprofile berechnet und schließlich zu jeweils einem Profil zusammenge mittelt werden. Bei den  $1\rho$ -Werten wurden zunächst alle Spektren zeitlich zu einem gemittelt und einmal ein Wasserdampfprofil gerechnet. Die so ermittelten Wasserdampfwerte sind in Abb. 6.7 jeweils dargestellt.

Es ist eine gute Übereinstimmung der Messungen mit dem lokal ermittelten Wert für die Wasserdampfdichte zu erkennen. Die Meßwerte der drei Methoden unterscheiden sich nicht wesentlich voneinander, alle Werte liegen im Rahmen der statistischen Unsicherheit um den lokal gemessenen Wert. In größeren Entfernungen nimmt die Signalqualität ab und es werden hier die stärksten Abweichungen voneinander erwartet. Im Mittel führt die Methode  $1\rho$  zu etwas geringeren Werten als die anderen beiden. Dieses könnte auf die systematischen Eigenschaften der unsymmetrischen Spektren zurückgehen, die in Anhang A.2 besprochen werden. Hier gibt es noch Bedarf für eine genauere Untersuchung der Datenauswertungsmethoden, die im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war.

In der Abb. 6.7a zeigt die Methode 10s in großen Entfernungen zu hohe Werte. Dieses ist wohl auf die geringe Mittelungsdauer sehr verrauschter Spektren zurückzuführen, die zur Abschätzung der relativen Rückstreuleistung nicht mehr geeignet sind. In den höher gemittelten Daten (zeitlich wie räumlich) ist diese Abweichung nicht mehr so stark vorhanden. Der statistische Fehler der Messungen mit 75 m Auflösung bleibt bis 550 m unter 5 % und bis 740 m unter 10 %, für die  $1\rho$ -Methode werden diese Fehler erst bei 650 m bzw. 830 m erreicht. Auch bei den Daten geringerer Höhenauflösung zeigt die  $1\rho$ -Methode in der Regel die geringsten statistischen Fehler, es werden Entfernungen von 800 m bzw. 940 m erreicht, bevor dieser 5 % annimmt. Die anderen Mittelungen zeigen dagegen schon bei 730 m bzw. 880 m einen statistischen Fehler von 5 %.

Systematische Fehler sind vor allem durch die Unsicherheit der Spektroskopie (s. Kap. 3.3) und der Einstellung der tatsächlichen Wellenlänge zu erwarten.  $\lambda_{on}$  wurde auf den Vakuumwert der Absorptionslinie eingestellt, ohne dabei zunächst die Druckverschiebung der Absorptionslinie unter Normaldruck zu beachten. Es zeigte sich, daß diese Druckverschiebung nicht unerheblich ist (s. Kap. 2.1.5.3). Daraufhin wurde die differentielle Absorption nicht für das Absorptionsmaximum, sondern unter Berücksichtigung der Druckverschiebung, die durch GROSSMANN & BROWELL [1989b] für den Wellenlängenbereich der 730 nm-Bande angegeben wird, berechnet. Ob die hier angegebenen Formeln auch für die tatsächlich genutzte Linie gilt, müssen erst noch weitere spektroskopische Arbeiten zeigen, die z.B. durch WILKERSON [2001] in Vorbereitung sind.

Außerdem könnte der Laser für die jeweiligen Wellenlängen leicht unterschiedliche Blickrichtungen haben und so zu weiteren systematischen Fehlern führen. Ein solcher Fehler kann zum einen durch unterschiedliche Emissionsrichtungen für  $\lambda_{on}$  und  $\lambda_{off}$  entstehen, zum anderen durch unterschiedliche Blickwinkel der beiden rückwärts propagierten lokalen Oszillatoren (RPLO, s. Kap. 2.2.2). Um ersteres zu vermeiden, wird für beide Wellenlängen der selbe Resonator mit eindeutig definierter optischer Achse genutzt. Dadurch sind nur noch chromatische Effekte in den Brewster-Elementen denkbar, die jedoch durch den geringen Frequenzabstand von  $\lambda_{on}$  und  $\lambda_{off}$  als vernachlässigbar angenommen werden. Um zu vermeiden, daß die RPLOs in verschiedene atmosphärische Volumina blicken, werden beide lokalen Oszillatoren durch eine 10 m lange *single-mode*-Faser geschickt, bevor sie auf den Hauptdetektor fokussiert werden (s. Abb. 5.23). Es wird angenommen, daß dadurch diese denkbare Fehlerquelle ausgeschlossen ist.

Ein leicht abnehmender Trend der Meßwerte mit der Entfernung kann wohl nicht mit einer tatsächlichen Abnahme der Wasserdampfdichte begründet werden, da man bei Horizontalwinden von ca. 5-6 m/s in Blickrichtung (s.u.) eine gute Durchmischung und eine homogene horizontale Verteilung annehmen muß. Ein über 30 min. gemitteltes Profil sollte demnach eher entfernungsunabhängig sein.

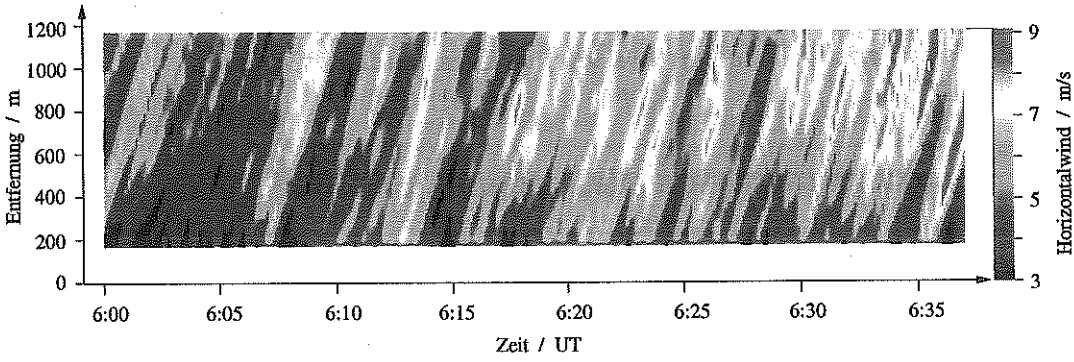


Abbildung 6.9: Horizontalwind, in Blickrichtung positiv.

Aus den selben Daten, die für die Auswertung der Wasserdampfdichte genutzt werden, wird auch das Windfeld für den Meßzeitraum in Blickrichtung gewonnen. Es ist in Abb. 6.9 dargestellt. Um ersteres zu vermeiden, wird für beide Wellenlängen Das Windfeld zeigt kohärente Horizontalwindstrukturen, die sich mit der Zeit vom Meßstandort wegbewegen. Dieses wird durch die lokale Messung der Windrichtung und Geschwindigkeit bestätigt. Die gemessenen Winde betragen im Mittel zwischen 5.3 und 6.3 m/s (250- 1100 m). Aus den lokal gemessenen Daten, die 6 m/s und die Windrichtung mit Südost angeben, läßt die Blickrichtung Nord eine Windgeschwindigkeit von ca. 4.3 m/s erwarten. Es wird jedoch angenommen, daß die lokal gemessenen Horizontalwinddaten durch das hohe Gebäude, auf dem sie gemessen wurden, leicht

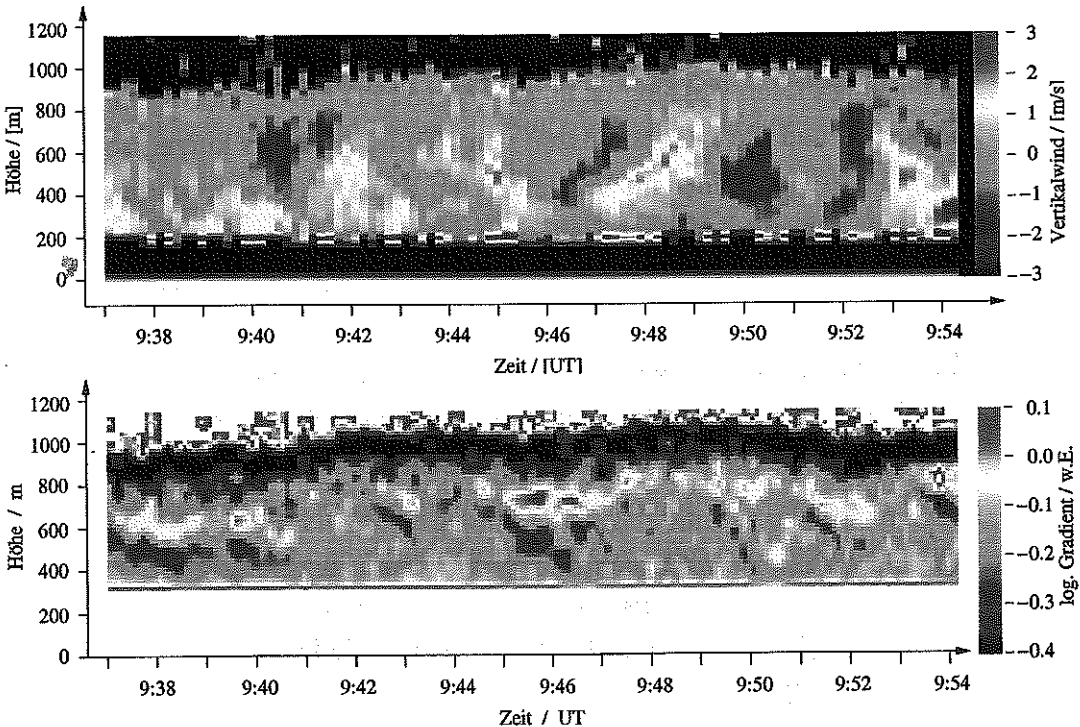


Abbildung 6.10: Vertikalaufwind und Signalgradient, Höhe über Meßstandort.



verfälscht werden. Diese lokalen Daten zeigen zudem, ebenso wie die Messungen des Lidars, eine zunehmende Windgeschwindigkeit über den Meßzeitraum.

### 6.2.3 Vertikalmessung von Wasserdampf am 10.05.2000

Am 10.05.2000 wurde eine Vertikalmessung von Wasserdampf durchgeführt, die mit vom Meßstandort vertikal extrapolierten Daten verglichen wird. Von Norden her wurde klare Luft mit einer Horizontalwindgeschwindigkeit von ca. 2 m/s herantransportiert. Der Luftdruck zeigte nur geringe Änderungen um einen Wert von 1022 hPa (NN). Bei wolkenlosem Himmel stiegen die Temperaturen von nachts 12°C auf 24°C im Maximum. Dabei wehte ein schwacher Wind mit ca. 2 m/s aus Nord. Die relative Feuchte sank im Laufe des Vormittags von 80 % auf 35 % ab.

Aus den Daten, die lokal an dem Standort des Lidars in etwa 90 m Höhe über NN (Dach des Geomatikums, Bundesstr. 55, Hamburg) gemessen worden sind, ist eine mittlere Feuchte von ca. 8.0 g/m<sup>3</sup> im Zeitraum der Messung von 9:37 UT bis 9:54 UT errechnet worden. Bei einer gut durchmischten Grenzschicht, wie die turbulente Struktur der Vertikalwinde mit  $\pm 2$  m/s und fehlende Schichtgrenzen bis zur Grenzschichtoberkante bei ca. 900-1000 m nahelegen (s. Abb. 6.10), kann von einem konstanten Mischungsverhältnis mit der Höhe ausgegangen werden. Die Wasserdampfdichte nimmt dann bei steigender Höhe mit dem Druck ab. Der so errechnete Referenzwert ist in der Abb. 6.11 mit eingezeichnet.

Die aus diesen Messungen ermittelten Wasserdampfwerte sind in Abb. 6.11 dargestellt. Die Rückstreuleistung dieser Messung ist etwas geringer als die der horizontalen Messung vom 25.05.2000 und die Integrationszeit von 17 min. ist etwas kürzer, so daß ein etwas größerer statistischer Fehler im Vergleich zum 25.05.2000 zu erwarten ist. Die Messungen stimmen gut mit den vom Standort extrapolierten Daten überein, die statistischen Fehler bleiben bis in eine Höhe von 450 m bzw. 620 m unterhalb 10%. Bei 112 m räumlicher Auflösung verhält sich die Mittelungsmethode 40s statistisch am günstigsten, die Fehlergrenze von 10% wird hier erst bei einer Höhe von 520 m erreicht. Die 10s-Methode liefert gegenüber den 40s- und 1 $\rho$ -Methoden erhöhte Werte, diese Abweichungen sind jedoch nur ab 650 m statistisch signifikant. Die lokal extrapolierten Daten legen nahe, die 10s-Auswertung für realistischer zu halten, so daß hier ein systematischer Fehler eher bei den 40s- und 1 $\rho$ -Daten zu vermuten ist. Auch hier könnten die Probleme mit der Auswertung der Spektren ein Grund für die Abweichung sein. Wie schon in Kap. 6.2.2 erwähnt, gibt es an dieser Stelle noch Bedarf für eine eingehende Untersuchung der Auswertemethodik.

Auch bei dieser Messung ist die Wellenlänge  $\lambda_{on}$  auf das Absorptionsmaximum der Linie im Vakuum stabilisiert worden, so daß die im vorherigen Abschnitt beschriebenen

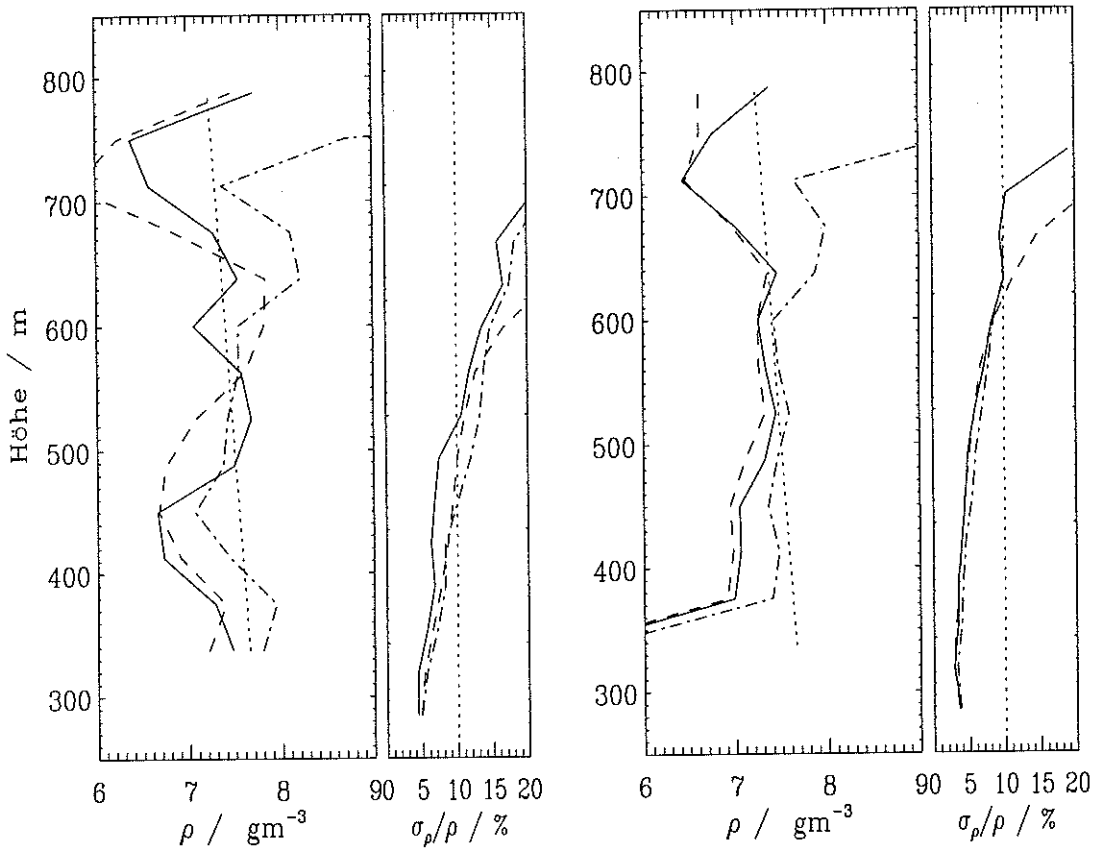


Abbildung 6.11: Die Wasserdampfdichte  $\rho$  und deren relativer statistischer Fehler  $\sigma_\rho/\rho$  unter verschiedenen Mittelungszuständen: 1p (---), 40s (—), 10s (— · —) für die Vertikalmessung am 10.05.2000. (· · ·) aus den lokal gemessenen Daten extrapolierte Wasserdampfdichte. Die Entfernungsauflösung betrug a.) 112 m und b.) 187 m (s. Anhang A.2).

Korrekturen auch hier zutreffen. Auch gilt das gleiche für andere denkbare systematische Fehler wie im vorherigen Abschnitt, sie werden als vernachlässigbar angenommen.

#### 6.2.4 Skalierung der Ergebnisse auf höhere Auflösungen

Die beiden dargestellten Wasserdampfmessungen vom 25.05.2000 und 10.05.2000 zeigen, daß die statistischen Fehler die Auflösung des Systems dominieren. Bei ausreichender Mittelungszeit ist eine systematische Übereinstimmung mit den zur Verfügung stehenden Referenzwerten gut. Die Messungen können desweiteren als Grundlage für eine Skalierung der Laserleistung dienen, um Wasserdampf mit einer gewünschten Zeit- und Höhenauflösung zu messen. Die Verbesserung der Zeitauflösung ist proportional zur Erhöhung der Repetitionsrate (PRF). Ein Laser mit der angestrebten PRF von 1000 Hz

und gleicher Pulsenergie ( $500 \mu\text{J}$ ) hätte eine gleiche Datenqualität wie in den Abb. 6.7 bzw. 6.11 in einer um den Faktor 2.5 schnelleren Zeit erreicht, also in knapp 15 bzw. 7 Minuten. Wäre die Pulsenergie auf 1 mJ gesteigert, so wäre die Datenqualität schon nach 10.5 bzw. knapp 5 Minuten erreicht. Um eine Auflösung von 60 s zu erreichen, müßte man einen 1000 Hz-Laser auf Pulsenergien von 110 mJ bzw. 23 mJ bringen. Dieses erscheint nach den Erfahrungen mit diesem Laser jedoch eher unmöglich. Vergleicht man diese Ergebnisse mit der Modellierung aus dem Kap. 4.2.2, so kann man vermuten, daß es noch andere Gründe für die nicht ausreichende Datenqualität geben muß.

Eine Skalierung der Ergebnisse auf größere Entfernungen ist nur mit expliziter Kenntnis der Heterodyneeffizienz  $\eta_e$  möglich, die jedoch nur unter größtem Aufwand meßbar ist. Dieses war im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht möglich, so daß hier auf die Extrapolation der statistischen Fehler mit der Entfernung und deren Skalierung verzichtet wird.

Da das Signal/Rausch-Verhältnis ( $SNR$ ) der Einzelmessung maximal *eins* betragen kann (s. Gl. (2.43)), ist die Mittelung von vielen Meßzyklen notwendig, um ein für die Wasserdampfauswertung ausreichendes  $SNR$  zu erreichen. Nach Gl. (4.9) kann der minimal mögliche statistische Fehler abgeschätzt werden. Bei einer PRF von 200 Hz je Wellenlänge und einem sehr großen  $CNR$  für alle beteiligten Meßpunkte ( $SNR=1$ ), sowie der Auflösung von 75 m (kein räumliches Mitteln), ist der minimale statistische Fehler der Wasserdampfmessung nach 17 min. ca. 2.2% und nach 37 min. etwa 1.5%. Der statistische Fehler der Messung vom 25.05.2000 ist demnach im Bereich um 400 m annähernd durch den Speckle-Effekt begrenzt. Hier ist eine Verbesserung der Auflösung nur durch eine höhere PRF zu erreichen. Bei größeren Entfernungen sowie bei der Messung vom 10.05.2000 ist der statistische Fehler hingegen durch Erhöhung des individuellen  $CNR$  noch zu verbessern. Hier hilft mehr Laserleistung, eine verbesserte Justierung oder einfach ein größerer Rückstreuoeffizient der Atmosphäre.

Vergleicht man diese Messungen mit den Abschätzungen aus Kap. 4.2.2, so kann man daraus schließen, daß auch in der Detektion der kohärenten Photonen noch Verbesserungsbedarf besteht. Die Vermutung liegt nahe, diese Gründe in der schwierigen Justage des Gesamtsystems zu sehen. Zum einen war der emittierte Strahldurchmesser, der die effektive Empfangsfläche mitbestimmt, wohl zu klein gewählt. Zum anderen scheint die Justierung des Teleskops an sich, sowie die Überlagerung des lokalen Oszillators mit dem empfangenen Strahl verbesserungswürdig zu sein. Hier sind Neuentwicklungen geplant, die diese Justierarbeiten deutlich vereinfachen werden. Außerdem wurde kurz vor Beendigung dieser Arbeit festgestellt, daß das Teleskop die angegebenen Spezifikationen nicht erfüllt. Es wird angenommen, daß durch Ersetzen dieses Elementes die Datenqualität verbessert werden kann. Auch an dieser Stelle gibt es noch Bedarf für weitere Entwicklung und Forschung.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Ein Lidarsystem, das simultan Wasserdampf und Vertikalwind im selben Luftvolumen zeit- und höhenaufgelöst über die Ausdehnung der atmosphärischen Grenzschicht messen kann, kann wesentlich zur Quantifizierung von mittleren Verdunstungsraten am Boden und vertikalem Transport von Wasserdampf und Energie in die Troposphäre beitragen. In dieser Arbeit wird von der erfolgreichen Entwicklung eines Heterodyn-DIAL-Systems berichtet, das in der Lage ist, Vertikalwind in der geforderten Auflösung und Genauigkeit, sowie Wasserdampf höhenaufgelöst zu messen. Dazu wurde erstmals ein Festkörperlaser im Heterodynverfahren genutzt, der neben den Fähigkeiten, geforderte Meßeigenschaften zu erfüllen, auch eine kompakte und robuste Bauweise zuläßt und einen geringen Energiebedarf aufweist. Diese Eigenschaften machen das ausgereifte Gerät ideal für den Einsatz im Rahmen von Meßkampagnen und für den Routinebetrieb.

Zunächst wurde theoretisch gezeigt, daß sich der Heterodynepfang, der als einzige Lidarmethode Vertikalwind in der geforderten Genauigkeit von 10 cm/s bestimmen kann, für die Anwendung im DIAL-Verfahren eignet. Die Vorteile des Heterodynepfangs sind ein sehr empfindlicher Nachweis selbst einzelner Photonen und eine mögliche schmalbandige Filterung im Frequenzraum, die die Messungen von Tageslichteinflüssen und optischen Filtern unabhängig macht. Nachteile sind die hohen Anforderungen an die Wellenfront des empfangenen Signals (Kohärenz) und die Tatsache, daß im Einzelschuß das maximale Signal/Rausch-Verhältnis *eins* beträgt. Man ist also auf hohe Mittelungsraten angewiesen. Außerdem ist die Rayleighstreuung durch die thermische Bewegung der Moleküle zu breitbandig, so daß nur die Streuung an Aerosolen genutzt werden kann.

Es wurde mit Nd:YAG auch ein Laserkristall gefunden, der die spektroskopischen Anforderungen sowie die Anforderungen an die Lasereigenschaften (Emissivität und Repetitionsrate) ausreichend bis sehr gut erfüllt. Zudem ist Nd:YAG ein weit verbreitetes Lasermaterial, das als robust gilt und einfach zu handhaben ist. Die Abstimmbarkeit auf

fünf geeignete Absorptionslinien mit unterschiedlichen Linienstärken bietet zudem hohe klimatische Anpassungsfähigkeit.

Anhand typischer atmosphärischer Turbulenz-, Absorptions- und Streuverhältnisse und der Annahme von realistischen Lasereigenschaften konnte die mögliche Meßgenauigkeit für Wasserdampf abgeschätzt werden. Diese sollte bis zu der Oberkante der Grenzschicht für die geforderte Auflösung von Flußmessungen ausreichen.

Die Beschreibung der Lasersystementwicklung zeigte, daß die spektroskopischen Anforderungen vollständig erfüllt werden konnten, während die Laserpulsenergie nur wenig hinter den Erwartungen zurück blieb.

Das Lidarsystem wurde im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich in mehreren Kampagnen zur Messung von Vertikalwind eingesetzt, wobei es alle diesbezüglichen Anforderungen an Zeit- und Höhenauflösung zur Bestimmung von Wasserdampffluß erfüllte (LACE'98, PEP in BALTEX). Unter Laborbedingungen wurde außerdem die entfernungs aufgelöste Messung atmosphärischen Wasserdampfs gezeigt. Dabei traten nur geringe systematische Fehler auf, jedoch mußte über einen längeren Zeitraum als erwartet gemittelt werden (17 bzw. 37 min.), um statistisch sichere Werte zu erhalten.

Die Gründe für die längere Mittelungszeit liegen zum einen in der geringeren Pulsenergie (Faktor 2 geringer) und der niedrigeren Repetitionsrate (Faktor 2.5 geringer), als in den Simulationen angenommen. Hier gibt es jedoch Entwicklungen, die die Laserpulsleistung deutlich erhöhen werden: ein neuer Resonator in Verbindung mit einer stärkeren Pumpdiode (Faktor 2.5) befindet sich im Aufbau. Es konnte schon gezeigt werden, daß damit unter Laborbedingungen eine Pulsenergie von  $> 1$  mJ bei einer Pulsrepetitionsrate von 1 kHz erreicht wird. Zudem ist geplant, die Datenerfassung bald aufzurüsten und mit der vorgesehenen Empfangsrate von 1 kHz zu betreiben. Dieses würde die Mittelungszeit bei gleicher Datenqualität um den Faktor 3.5 verkürzen. Ebenso kann durch eine stärkere Aufweitung des emittierten Strahls die effektive Empfangsfläche vergrößert werden.

Ein weiterer Grund für die überschätzte Datenqualität liegt sicherlich in der schwierigen Justage des gesamten Systems. Hier hat es ebenfalls Neuentwicklungen gegeben, durch die die Kopplung zwischen den Lasern und Detektoren weitgehend in Glasfaserkabeln verlegt werden konnte. So wird die Justierung vereinfacht und sehr viel zuverlässiger. Ebenso wird ein neues Teleskop im Newton-Aufbau das alte Cassegrain-Teleskop ersetzen. Neben einer leichteren Justage des Newton-Teleskops wurde kurz vor Beendigung dieser Arbeit festgestellt, daß das Cassegrain-Teleskop nicht die angegebenen Spezifikationen erfüllt. Hier ist mit einer Verbesserung der Datenqualität durch Austausch dieser Komponente zu rechnen. Diese Verbesserungen befinden sich im Aufbau und werden demnächst getestet.

Im Rahmen eines Projekts wird ebenfalls die Möglichkeit der direkten Messung untersucht. Ergänzend zu der Heterodynmessung können hier mit einem eigenen Teleskop die in das Umfeld des Heterodynteleskops zurückgestreuten Photonen empfangen und ausgewertet werden. Die Idee der gleichzeitigen Messung von kohärenter und inkohärenter Strahlung des gleichen Laserpulses geht auf BÖSENBERG [2001] zurück. Inzwischen wurde auch ein Detektor (SI-APD, Fa. Licel) entwickelt, der für die hier verwendete Wellenlänge zwar nicht optimal ist, bei einfacher Handhabbarkeit jedoch als einziger ein ausreichendes Signal/Rausch-Verhältnis für Wasserdampfmessungen verspricht.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die wesentlichen Probleme einer HeterodyndIAL-Messung, wie z.B. die zeitnahe Messung von on- und off-line Signal (HARDESTY [1984a]), gelöst wurden und vielversprechende simultane Messungen des Vertikalwinds und des Wasserdampfs gelungen sind.

# Anhang A

## Auswertung der Wasserdampfmessung

### A.1 Behandlung der Rohdaten

Im Vergleich zu der Datenauswertung einer Windmessung mit Echtzeitmittelung, die in Kap. 2.3 und bei LINNÉ ET AL. [1999] beschrieben wird, muß bei der Bestimmung von Wasserdampf zusätzlich die relative Rückstreuleistung sehr genau bestimmt werden. Daher sind in die Behandlung der Rohdaten eine Reihe von Qualitätskontrollen eingeführt worden, die noch nicht in die Echtzeitbehandlung der Daten integriert wurden. Zudem mußte zwischen Laserpulsen mit  $\lambda_{on}$  und  $\lambda_{off}$ , den verschiedenen Wellenlängen für starke und schwache Wasserdampfabsorption, unterschieden werden. Um eine hohe Korrelation zwischen den Aerosolen für  $\lambda_{on}$  und  $\lambda_{off}$  zu erhalten, wurde alternierend von Schuß zu Schuß die Wellenlänge gewechselt. Daher war es notwendig, von der Echtzeitmittelung der Spektren abzuweichen und jeden Einzelmeßvorgang zu speichern. Die Daten wurden in einer späteren Analyse der jeweiligen Wellenlänge zugeordnet und die Rechenzeit für komplexere Algorithmen zur Verfügung gestellt.

In Abweichung zu der einfachen Kombination aus Monitorpuls und atmosphärischem Signal wird hier dem Monitorpuls bei Emission auf ( $\lambda_{on}$ ) nach ca.  $1 \mu s$  für die Zeit von ca. 400 ns ein Spannungssignal aufaddiert, das zur späteren Identifikation des emittierten Zustandes ( $\lambda_{on}$ ,  $\lambda_{off}$ ) dient<sup>1</sup>. Die Aufzeichnung wird etwa bei Datenpunkt 310 auf den Hauptdetektor geschaltet und endet zunächst nach 1500 Datenpunkten in einer Entfernung von knapp 1000 m. Zusätzlich werden aus einer Entfernung von ca. 5800-6100 m noch 500 Datenpunkte gespeichert, um den Rauschuntergrund bestimmen zu können (s. Abb. A.1). Diese Einschränkungen in der Reichweite wurden eingeführt, um die maximale Einzelschußrate der Datenerfassung auf ca. 400 Hz zu erhöhen.

<sup>1</sup>Dieses ist notwendig, da die Datenerfassung nicht notwendigerweise jeden Schuß aufzeichnet, sondern während der Datenverwaltung auch vereinzelte Schüsse nicht berücksichtigt werden. Einfaches Abzählen ist somit nicht möglich.

Das Auswerteprogramm arbeitet hier mit einer der Laserpulslänge gut angepassten Transformationslänge von  $M = 100$  Datenpunkten, von denen für jedes neue Höhenintervall 50 Datenpunkte ausgetauscht werden. Die Werte liegen anschließend für alle 37.5 m

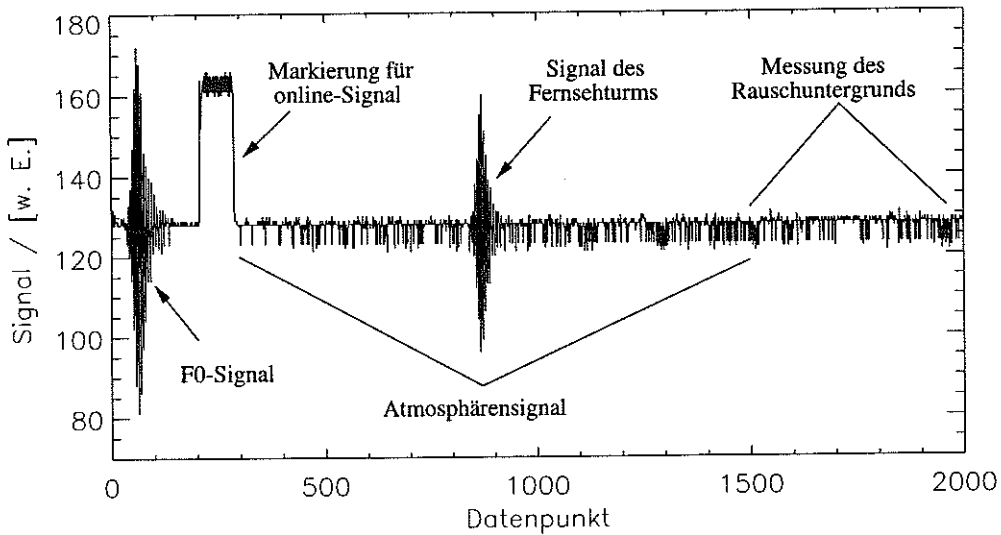


Abbildung A.1: Datenstrang einer Einzelmessung, hier:  $\lambda_{on}$ .

mit einer Höhenauflösung von 75 m vor. Es wird zunächst die ausgesandte Frequenz auf  $\delta\nu_k = 2$  MHz genau bestimmt (s. Kap. 2.3.3) und die Frequenzabweichung  $\Delta\nu_p$  korrigiert. Wenn das Frequenzmaximum des ausgesandten Strahls außerhalb von 20-70 MHz<sup>2</sup> oder die spektrale Dichte im Maximum unterhalb eines Grenzwertes<sup>3</sup> liegt, wird diese Einzelmessung nicht mit berücksichtigt. Ein digitaler Filter verwirft zusätzlich alle auftretenden Frequenzen unterhalb von 15 MHz. Nachdem bestimmt wurde, ob ein  $\lambda_{on}$ - oder  $\lambda_{off}$ -Signal vorliegt, werden die Daten in Spektren umgewandelt und über 10 s gemittelt (s. Kap. 2.3.2). Diese Daten lassen sich anschließend weiter mitteln, um verschiedene Zeitaufösungen für die Auswertung von Wasserdampf zu erzeugen (s. Anh. A.2). Für die Bestimmung des Windes wurden in der Regel nur die Daten der  $\lambda_{off}$ -Messungen herangezogen. Die konkrete Berechnung erfolgte mit einem Programm, das von LINNÉ & BÖSENBERG [1999] zur Verfügung gestellt wurde und dessen Algorithmen in LINNÉ & BÖSENBERG [1998] beschrieben sind.

<sup>2</sup>in Kap. 6.2.1 ca. 1.95% der Einzelmessungen.

<sup>3</sup>in Kap. 6.2.1 ca. 0.08% der Einzelmessungen.



## A.2 Bestimmung des Wasserdampfs

Um die Unsicherheit über verschiedene systematische Fehler zwischen den Wellenlängen gering zu halten, wird in der Bestimmung der relativen Rückstreuleistung  $\hat{\Phi}$  von der Beschreibung in Kap. 2.3.4 in zwei Punkten leicht abgewichen:

⇒ Nach FREHLICH ET AL. [1997] sollte bei den gemittelten Spektren der beiden Wellenlängen  $\lambda_{on}$  und  $\lambda_{off}$  der Integrationsbereich bestimmt werden, indem die dem Maximum nächstgelegenen Punkte, die einen Wert kleiner als *eins* aufweisen, gesucht werden. Hier kommt es jedoch zu Problemen, die in der Abb. A.2 dargestellt sind. Die Spektren fallen bis zur Aufzeichnungsgrenze des Frequenzbereichs nicht unter den Wert *eins*, zudem ist dieser Effekt offensichtlich höhenabhängig. Das deutet entweder auf einen atmosphärischen Signaleffekt, oder auf einen zeit- und frequenzabhängigen Fehler in der Signalerfassung hin. Es wird davon ausgegangen, daß ein Sättigungseffekt im Hauptdetektor zu diesem Verhalten führt. Durch Streuung an Oberflächenunreinheiten hinter der  $\lambda/4$ -Platte treten auf dem Hauptdetektor im Moment der Emission, im Vergleich zur atmosphärischen Rückstreuung, erhebliche Signalleistungen auf. So kann der durch den LO schon hoch ausgesteuerte Detektor kurzfristig in die Sättigung getrieben werden. Ein bekannter Effekt durch Sättigung ist die Änderung des Frequenzverhaltens

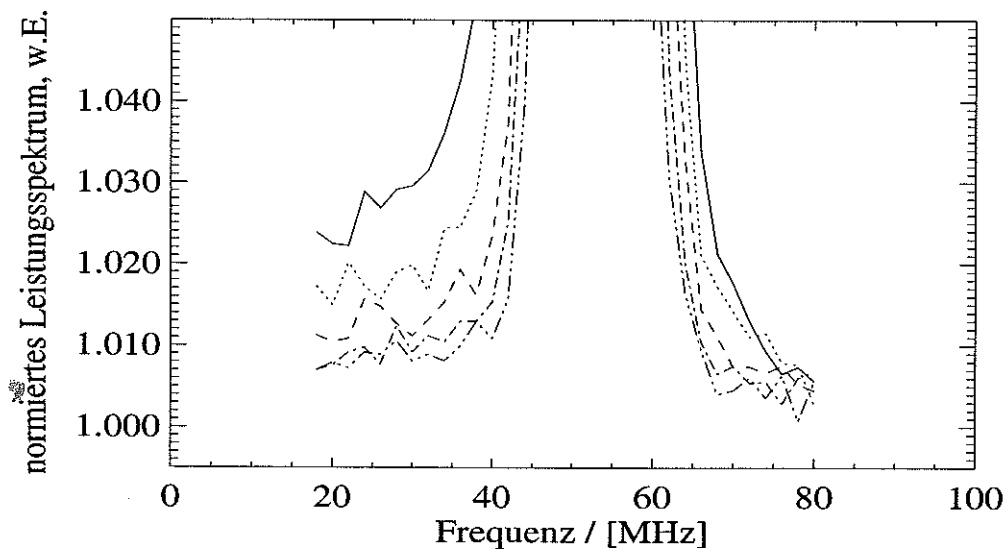


Abbildung A.2: Normierte  $\lambda_{off}$ -Rückstreuenspektren aus den verschiedenen Entfernungen: 300 m (—), 450 m (· · · · ·), 600 m (— — —), 750 m (— · —), 900 m (— · · · —).

des Detektors, wodurch zum emittierten Impuls zeitlich korreliert ein Erholungsprozeß während der Aufzeichnung der atmosphärischen Rückstreuung initiiert wird. Ein erster, einfacher Ansatz, um sinnvolle Integrationsgrenzen zu finden, die von diesem Effekt

möglichst unabhängig sind, ist das Anheben des Abbruchkriteriums von 1.0 auf 1.05. Die Ergebnisse stimmen dadurch deutlich besser mit den erwarteten Werten überein. Jedoch gibt es hier noch Bedarf für eine theoretisch fundierte Lösung, die in der weiteren Arbeit mit dem Gesamtsystem zu erforschen ist. Die Eigenschaften des gut abgeschirmten LO sollten sich durch den emittierten Puls nicht ändern.

⇨ Desweiteren wird angenommen, daß die spektrale Breite der empfangenen Signale bei beiden Wellenlängen gleich ist. Um einen möglicherweise nicht vernachlässigbaren systematischen Fehler durch den Schätzoperator (der immer auftritt, wenn endliche Integrationsgrenzen angesetzt werden) zumindest bei beiden Wellenlängen gleichartig zu erzeugen, werden die Integrationsgrenzen für beide Wellenlängen auch gleich angesetzt. Um einen möglichst großen Teil des Signals zu erhalten, wird hierbei auf die jeweils vom Maximum entfernteren Werte zurückgegriffen<sup>4</sup>.

Wie in Kap. 2.3.4 beschrieben, führt die Integration des Spektrums um das Maximum zu einem Wert der relativen Signalleistung, der, geeignet gemittelt, durch Einsetzen in die DIAL-Gleichung (2.10) die Wasserdampfmeßwerte erzeugt. Durch die Überlappung der einzelnen Höhenbins ist eine angegebene Entfernungsauflösung nicht eindeutig. Es wurden drei verschiedene Mittelungsmethoden untersucht, die hier kurz beschrieben werden sollen. In Abb. A.3 ist schematisch dargestellt, wie die verschiedenen Entfer-

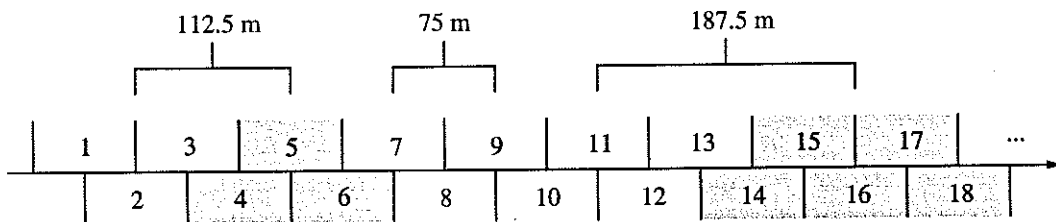


Abbildung A.3: Schematische Darstellung der Entfernungsmittelung. Gleich stark schattierte Datenpunkte werden gemittelt und entsprechend in die DIAL-Gleichung eingesetzt. Ein Datenpunkt entspricht 37.5 m.

nungsauflösungen zustande kommen. Bei der Auflösung von 112.5 m werden jeweils drei benachbarte Werte gemittelt, bevor sie mit dem angrenzenden Mittel aus drei Werten unter Verwendung der DIAL-Gleichung zu einem Wasserdampfwert verrechnet werden. Wird eine Auflösung von 187.5 m angegeben, sind zunächst fünf Datenpunkte gemittelt worden. Die Auflösung 75 m entsteht ohne vorangehende Mittelung, es werden hier jedoch nicht direkt benachbarte Punkte verwendet, sondern jeweils der übernächste für die Wasserdampfberechnung herangezogen, also in Abb. A.3 jeweils zwei gerade, bzw. zwei ungerade Datenpunkte.

<sup>4</sup>In der Regel sind dies die Werte aus den Spektren von  $\lambda_{off}$ .

Die zeitliche Auflösung basiert auf den vorgemittelten Spektren, die zunächst in 10 s Werten vorliegen. Um zu einem Wasserdampfprofil mit einer bestimmten Auflösung zu kommen, können nun verschiedene Wege beschritten werden. In dieser Arbeit werden davon drei genutzt, die alle an dieser Stelle im Detail vorgestellt werden sollen:

⇒ Die  $1\rho$ -Methode: Es werden alle Spektren gemittelt und ein Leistungswert je Höhenstufe und Wellenlänge bestimmt. Aus diesen Schätzwerten  $\hat{\Phi}$  kann dann *ein* Wasserdampfprofil erstellt werden. Die statistischen Fehler der  $\hat{\Phi}$  werden mit der Formel (2.51) bestimmt und der angegebene statistische Wasserdampffehler über Fehlerfortpflanzung errechnet. Der Vorteil dieser Methode ist ein sehr genau bestimmter Schätzwert, es ist jedoch denkbar, daß diese Methode anfällig für systematische Fehler ist.

⇒ Die 40s-Methode: Die Spektren werden zu 40 s-Mittelwerten zusammengemittelt, um daraus die jeweilige Rückstreuleistung zu bestimmen. Anschließend werden die Wasserdampfwerte für die jeweilige 40 s-Mittelung errechnet, die für die endgültige Zeitauflösung weiter gemittelt werden. Als statistischer Fehler wird hier die Standardabweichung der 40 s-Wasserdampfwerte angegeben. Die Vorteile sind recht gut bestimmte Rückstreuleistungen und weitgehende Unabhängigkeit von systematischen Fehlern durch hohe Mittelung der Spektren. Bei geringen Rückstreuleistungen kann es jedoch zu unsicheren Schätzwerten kommen, die zu größeren statistischen Fehlern führen, da die Anzahl der erzeugten Wasserdampfprofile mit 40 s-Werten in größeren zeitlichen Auflösungen klein bleibt.

⇒ Die 10s-Methode: Alle Spektren werden in Paaren dazu verwendet, Wasserdampf mit der Auflösung von 10 s zu erzeugen. Der statistische Fehler wird auch hier aus deren Standardabweichung bestimmt. Die stabile Statistik und die relative Unabhängigkeit von systematischen Einflüssen wird durch unsichere Schätzwerte erkauft, die bei zu geringen Signalstärken die Korrelation zu den eigentlichen Rückstreuleistungen völlig verlieren können.

Die Messungen werden mit jeder der vorgestellten Methode untersucht, um die jeweiligen Vor- und Nachteile, Probleme und Limitationen der einzelnen Methoden herauszuarbeiten.

# Literaturverzeichnis

- AMERICAN NATIONAL STANDARDS INSTITUTE [1993]. *American National Standard for the Safe Use of Lasers: ANSI Z-136.1.*
- ANSMANN, A. [1984]. *Fehleranalyse der Differential-Absorption-Lidartechnik zur Ermittlung des troposphärischen Wasserdampfes anhand von Modellsimulationen.* Diplomarbeit, Universität Hamburg.
- ANSMANN, A. [1985]. *Errors in Ground-Based Water-Vapor DIAL-Measurements due to Doppler-Broadened Rayleigh Backscattering.* *Appl. Opt.*, 24:3476–3480.
- BELMILOUD, D.; SCHERMAUL, R.; SMITH, K. M.; ZOBOV, N. F.; BRAULT, J. W.; LEARNER, R. C. M.; NEWNHAM, D. A. & TENNYSON, J. [2000]. *New Studies of the Visible and Near-Infrared Absorption by Water Vapour and Some Problems with the HITRAN Database.* *Geophys. Res. Lett.*, 27(22):3703–3706.
- BERGMANN, L. & SCHÄFER, C. [1987]. *Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd.III: Optik.* De Gruyter, Berlin, eighth edition.
- BORN, M. & WOLF, E. [1993]. *Principles of Optics.* Pergamon, Oxford, sixth edition.
- BÖSENBERG, J. [1991]. *A differential absorption lidar system for high resolution water vapor measurements in the troposphere.* MPI-Report 71, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg.
- BÖSENBERG, J. [1998]. *Ground-based differential absorption lidar for water vapor and temperature profiling: methodology.* *Appl. Opt.*, 37:3845–3860.
- BÖSENBERG, J. [2001]. *personal communication.*
- BÖSENBERG, J.; ALPERS, M.; ALTHAUSEN, D.; ANSMANN, A.; BÖCKMANN, C.; EIXMANN, R.; FRANKE, A.; FREUDENTHALER, V.; GIEHL, H.; JÄGER, H.; KREIPL, S.; LINNÉ, H.; MATTHIAS, V.; MATTHIS, I.; MÜLLER, D.; SARKÖZI, J.; SCHNEIDENBACH, L.; SCHNEIDER, J.; TRICKL, T.; VOROBIEVA, E.; WANDINGER, U. & WIEGNER, M. [2001]. *The German Aerosol Lidar Network: Methodology, Data, Analysis.* Abschlußbericht, Lidarnetzwerk im AFS.

- BÖSENBERG, J.; LEHMANN, S.; LINNÉ, H.; THRO, P. & WULFMAYER, V. [1996]. *Backscatter Lidar Measurements in Hamburg and Itzehoe during ELITE-94*. In *ELITE-94, Final Results Workshop Proceedings, ESA WPP-107*, 65–70.
- CHA, S.; CHAN, K. P. & KILLINGER, D. K. [1991]. *Tunable 2.1- $\mu\text{m}$  Ho lidar for simultaneous range-resolved measurements of atmospheric water vapor and aerosol backscatter profiles*. *Appl. Opt.*, 30:3938–3943.
- CLIFFORD, S. F. & LADING, L. [1983]. *Monostatic diffraction-limited lidars: the impact of optical refractive turbulence*. *Appl. Opt.*, 22:1696–1701.
- CLIFFORD, S. F. & WANDZURA, S. [1981]. *Monostatic heterodyne lidar performance: the effect of the turbulent atmosphere*. *Appl. Opt.*, 20:514–516.
- ELTERMAN, L. [1968]. *UV, Visible, and IR Attenuation for Altitudes to 50 km, 1968*. Environmental Research Papers 285, AFCRL-68-0153, Environmental Research.
- FAIRALL, C. W. & FRISCH, A. S. [1991]. *Diurnal and Annual Variations in Mean Profiles of  $C_n^2$* . Technical Memorandum ERL WPL-195, NOAA.
- FANTE, R. L. [1983]. *Inner-scale size effect on the scintillations of light in the turbulent atmosphere*. *J. Opt. Soc. Am.*, 73:277–281.
- FOSTER, J. D. & OSTERINK, L. M. [1970]. *Thermal effects in a Nd:YAG laser*. *Appl. Phys.*, 41:3656–3663.
- FREHLICH, R. [1993]. *Cramer-Rao Bound for Gaussian random processes and applications to radar processing of atmospheric signals*. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 31:1123–1131.
- FREHLICH, R.; HANNON, S. M. & HENDERSON, S. W. [1994]. *Performance of a 2- $\mu\text{m}$  coherent Doppler lidar for wind measurements*. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 11:1517–1528.
- FREHLICH, R.; HANNON, S. M. & HENDERSON, S. W. [1997]. *Coherent Doppler lidar measurements of winds in the weak signal regime*. *Appl. Opt.*, 36:3491–3499.
- FREHLICH, R. G. & KAVAYA, M. J. [1991]. *Coherent laser radar performance for general atmospheric refractive turbulence*. *Appl. Opt.*, 30:5325–5352.
- FREHLICH, R. G. & YADLOWSKY, M. J. [1994]. *Performance of mean-frequency estimators for Doppler radar and lidar*. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 11:1217–1230.
- FRIED, D. L. [1967]. *Optical heterodyne detection of an atmospherically distorted signal wave front*. *Proc. IEEE*, 55:57–66.

- FRIED, D. L. & MEVERS, G. E. [1974]. *Evaluation of  $r_0$  for Propagation Down Through the Atmosphere*. *Appl. Opt.*, 13(11):2620–2622.
- GEUSIC, J.; MARCOS, H. & UITERT, L. V. [1964]. *Laser oscillations in Nd-doped yttrium aluminium, yttrium gallium and gadolinium garnets*. *Appl. Phys. Lett.*, 4:182–184.
- GIEZ, A.; EHRET, G.; SCHWIESOW, R. L.; DAVIS, K. J. & LENSCHOW, D. H. [1999]. *Water Vapor Flux Measurements from Ground-Based Vertically Pointed Water Vapor Differential Absorption and Doppler Lidars*. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 16:237–250.
- GIVER, L. P.; JR., C. C. & VARANASI, P. [2000]. *Visible and near-infrared  $H_2^{16}O$  line intensity corrections for Hitran-96*. *J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer*, 66:101–105.
- GOODMAN, J. W. [1965]. *Some effects of target-induced scintillation on optical radar performance*. *Proc. IEEE*, 53:1688–1700.
- GROSSMANN, B. & BROWELL, E. V. [1989a]. *Spectroscopy of water vapor in the 720 nm wavelength region: line strengths, self-induced pressure broadenings and shifts, and temperature dependence of linewidths and shifts*. *J. Mol. Spectrosc.*, 136:264–294.
- GROSSMANN, B. & BROWELL, E. V. [1989b]. *Water-vapor line broadening and shifting by air, nitrogen, oxygen, and argon in the 720-nm wavelength region*. *J. Mol. Spectrosc.*, 138:562–595.
- GRUND, J.; COHN, S. A. & MAYOR, S. D. [1997]. *The High Resolution Doppler Lidar: Boundary Layer Measurements Applications and Performance*. In *9th Conf. on Coherent Laser Radar*, Linköping, Sweden, 308–311.
- HARDESTY, M. [1997]. *personal communication*.
- HARDESTY, R. M. [1984a]. *Coherent DIAL measurement of range-resolved water vapor concentration*. *Appl. Opt.*, 23:2545–2553.
- HARDESTY, R. M. [1984b]. *Measurement of range-resolved water vapor concentrations by coherent  $CO_2$  differential absorption lidar*. NOAA Technical Memorandum ERL WPL-118, NOAA, Wave Propagation Laboratory, Boulder, Colorado, USA.
- HARDESTY, R. M.; KEELER, R. J.; POST, M. J. & RICHTER, R. A. [1981]. *Characteristics of coherent lidar returns from calibration targets and aerosols*. *Appl. Opt.*, 20:3763–3769.

- HEINE, F. [1995]. *Diodengepumpte Festkörperlaser für Kommunikationselektronik und Fernerkundung*. Dissertation, Universität Hamburg.
- HENDERSON, S. W.; HALE, C. P.; MAGEE, J. R.; KAVAYA, M. J. & HUFFAKER, A. V. [1991]. *Eye-safe coherent laser radar system at 2.1  $\mu\text{m}$  using Tm, Ho:YAG lasers*. *Opt. Lett.*, 16:773–775.
- HENDERSON, S. W.; SUNI, P. J. M.; HALE, C. P.; HANNON, S. M.; MAGEE, J. R.; BRUNS, D. L. & YUEN, E. H. [1993]. *Coherent Laser Radar at 2  $\mu\text{m}$  Using Solid-State Lasers*. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 31:4–15.
- HIRSCH, L. [2000]. *Bestimmung des turbulenten Impulsflusses mit Hilfe von Doppler- und Interferometriemessungen eines Radar-Rass-Systems*. Dissertation, Universität Hamburg.
- HOLMES, J. F. & RASK, B. J. [1995]. *Optimum optical local-oscillator power levels for coherent detection with photodiodes*. *Appl. Opt.*, 34:927–933.
- HUFNAGEL, R. E. [1974]. *Variations of atmospheric turbulence*. In *Dig. Tropical Meeting on Optical Propagation through turbulence*. Washington, D.C.
- IPCC [1996]. *Climate Change 1995: The Science of Climate Change*. Contribution of Working Group I to the Second Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, World Meteorological Organisation, Genf.
- ISMAIL, S. & BROWELL, E. V. [1989]. *Airborne and spaceborne lidar measurements of water vapor profiles: a sensitivity analysis*. *Appl. Opt.*, 28:3603–3615.
- JAKEMAN, E.; OLIVER, C. J. & PIKE, E. R. [1975]. *Optical homodyne detection*. *Adv. Phys.*, 24:349–405.
- KAMINSKII, A. [1990]. *Laser Crystals*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 2 edition.
- KMETEC, J. D.; KUBO, T. S.; KANE, T. J. & GRUND, C. J. [1994]. *Laser performance of diode-pumped thulium-doped  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (Y, Lu) $_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ , and  $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  crystals*. *Opt. Lett.*, 19:186–188.
- KOECHNER, W. [1970]. *Thermal lensing in a Nd:YAG laser rod*. *Appl. Opt.*, 9:2548–2553.
- KOECHNER, W. [1988]. *Solid state laser engineering*. Springer-Verlag Berlin.
- KOECHNER, W. [1996]. *Solid state laser engineering*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 4 edition.

- KOGELNIK, H. & LI, T. [1966]. *Laser beams and resonators. Appl. Opt.*, 5:1550–1567.
- KORB, C. L.; GENTRY, B. M.; LI, S. X.; FLESIA, C.; CHEN, H. & MATHUR, S. [1998]. *The Double Edge Technique for Doppler lidar wind measurements. In Proc. 19<sup>th</sup> Int. Laser Radar Conf., Anapolis, 691–694. NASA/CP-1998-207671/PT2.*
- KÜCK, S. [1999]. *Angewandte Physik, Universität Hamburg.* Die Daten der Nd:YAG-Absorption wurden mir in dankenswerter Weise von Stephan Kück zur Verfügung gestellt.
- LEVIN, M. J. [1965]. *Power spectrum parameter estimation. IEEE Trans. Inform. Theory*, IT-11:100–107.
- LINNÉ, H. & BÖSENBERG, J. [1998]. *Heterodyne DIAL at high repetition rate: a solution for the data acquisition problem.. In Nineteenth International Laser Radar Conference July 6 - 10, 1998, 759 – 762.*
- LINNÉ, H. & BÖSENBERG, J. [1998a]. *personal communication.*
- LINNÉ, H. & BÖSENBERG, J. [1999]. *personal communication.*
- LINNÉ, H.; BÖSENBERG, J. & HASSELMANN, D. [1999]. *Realtime spectral analysis of heterodyne DIAL signals at very high repetition rate.. In Coherent Laser Radar Conference June 28 - July 2, 1999, 72 – 75.*
- MATTHIAS, V. [2000]. *Vertikalmessung der Aerosolextinktion und des Ozons mit einem UV-Raman-Lidar.* Dissertation, Universität Hamburg.
- MCNEIL, W. & CARSWELL, A. [1975]. *Lidar polarisation studies of the troposphere. Appl. Opt.*, 14(9):2158–2168.
- MIDDLETON, W. E. K. & SPILHAUS, A. F. [1953]. *Met. Instruments.* Univ. of Toronto Press.
- MIE, G. [1908]. *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. Ann. Physik*, 25:377–455.
- MURTY, S. S. R. [1976]. *Laser Doppler systems in atmospheric turbulence.* NASA TM X-73354, Marshall Space Flight Center, AL, USA.
- MURTY, S. S. R. [1984]. *Refractive turbulence effects on truncated Gaussian beam heterodyn lidar. Appl. Opt.*, 23:2492–2497.



- OUSTROUMOV, V. [1995]. *Angewandte Physik, Universität Hamburg*. Die Daten der stimulierten Emission von Nd:YAG wurden mir in dankenswerter Weise von V. Oustroumov zur Verfügung gestellt.
- PRUPPACHER, H. R. & KLETT, J. D. [1978]. *Microphysics of clouds and precipitation*. D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht.
- REMSBERG, E. E. & GORDLEY, L. L. [1978]. *Analysis of Differential Absorption Lidar from the Space Shuttle*. *Appl. Opt.*, 17:624–630.
- ROTHMAN, L. S.; GAMACHE, R. R.; GOLDMAN, A.; BROWN, L. R.; TOTH, R. A.; PICKETT, H. M.; POYNTER, R. L.; FLAUD, J.-M.; CAMY-PEYRET, C.; BARBE, A.; HUSSON, N.; RINSLAND, C. P. & SMITH, M. A. H. [1996]. *The HITRAN database: 1996 edition*.
- ROTHMAN, L. S.; GAMACHE, R. R.; GOLDMAN, A.; BROWN, L. R.; TOTH, R. A.; PICKETT, H. M.; POYNTER, R. L.; FLAUD, J.-M.; CAMY-PEYRET, C.; BARBE, A.; HUSSON, N.; RINSLAND, C. P. & SMITH, M. A. H. [2000]. *The HITRAN database: 2000 edition*.
- RYE, B. J. [1979]. *Antenna parameters for incoherent backscatter heterodyne lidar*. *Appl. Opt.*, 18(9):1390–1398.
- RYE, B. J. [1982]. *Primary aberration contribution to incoherent backscatter heterodyne lidar returns*. *Appl. Opt.*, 21:839–844.
- RYE, B. J. & HARDESTY, R. M. [1993]. *Discrete Spectral Peak Estimation in Incoherent Backscatter Heterodyne Lidar. I: Spectral Accumulation and the Cramer-Rao Lower Bound*. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 31:16–27.
- SCHAWLOW, A. L. & TOWNES, C. H. [1958]. *Infrared and optical masers*. *Phys. Rev.*, 112:1940.
- SCHOTLAND, R. D. [1966]. *Some observations of the vertical profile of water vapor by means of a ground based optical radar*. In *Proceedings of 4<sup>th</sup> Symposium on Remote Sensing of the Environment*, 273–283. Ann Arbor, Mich., Environmental Research Inst. of Michigan, University of Michigan.
- SCHOTLAND, R. M. [1974]. *Errors in the lidar measurements of atmospheric gases by differential absorption*. *J. Appl. Meteor.*, 13:71–77.
- SENF, C. [1993]. *Messung des Wasserdampfesflusses in der konvektiven Grenzschicht mit DIAL und RADAR-RASS*. Dissertation, Universität Hamburg.

- SHAPIRO, J. H.; CAPRON, B. A. & HARNEY, R. C. [1981]. *Imaging and target detection with a heterodyne-reception optical radar*. *Appl. Opt.*, 20(19):3292–3313.
- SIEGMAN, A. E. [1966]. *The Antenna Properties of Optical Heterodyne Receivers*. *Appl. Opt.*, 5(10):1588–1594.
- SIEGMAN, A. E. [1986]. *Lasers*. University Science Books, Mill Valley.
- SINGH, S.; SMITH, R. & UITERT, L. V. [1974]. *Stimulated emission cross section and fluorescent quantum efficiency of Nd<sup>3+</sup> in yttrium aluminum garnet at room temperature*. *Phys. Rev.*, 10(6):2566–2572.
- SMITH, R. [1968]. *New room temperature CW laser transitions in YAlG:Nd*. *IEEE J. Quantum Electron. (corresp.)*, QE-4:505–506.
- STULL, R. B. [1988]. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publisher, Dordrecht.
- SUNI, P. J. & HENDERSON, S. W. [1991]. *1-mJ/pulse Tm:YAG laser pumped by a 3-W diode laser*. *Opt. Lett.*, 16:817–819.
- TATARSKII, V. I. [1971]. *The Effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation*. IPST Catalog 5319, U.S. Department of Commerce, National Technical Information Service, Springfield, VA 22151, USA.
- TAYLOR, G. I. [1938]. *The spectrum of turbulence*. *Proc. R. Soc.*, A 164:476–490.
- THEOPOLD, F. A. [1990]. *Bestimmung des Temperaturprofils der Troposphäre mit einem Zwei-Frequenz-Lidar*. Dissertation, Universität Hamburg.
- THOMSON, A. & DORIAN, M. F. [1967]. *Heterodyne Detection of Monochromatic Light Scattered from a Cloud of Moving Particles*. General Dynamics Convair Division Report GNC-ERR-Nov-1090, General Dynamics Convair Division, San Diego, CA, USA.
- UNITED STATES COMMITTEE ON EXTENSION TO THE STANDARD ATMOSPHERE [1976]. *U. S. Standard Atmosphere, 1976*. Washington: National Oceanic and Atmosphere [sic] Administration.
- UNIVERSITÄT BERLIN, INSTITUT FÜR METEOROLOGIE, F. [1998]. *Berliner Wetterkarte, Amtsblatt des Instituts für Meteorologie der FU Berlin, Nr. 47-219, Freitag, 7.8.1998*. Verlag D. von Reimer, Berlin.
- VÖLGER, P. [1993]. *Optische Eigenschaften von Aerosolpartikeln und deren Auswirkungen auf Ozonmessungen mit einem LIDAR*. Diplomarbeit, Universität Hamburg.

- WANG, J. Y. [1982]. *Heterodyne laser radar SNR from a diffuse target containing multiple glints*. *Appl. Opt.*, 21:464–476.
- WANG, J. Y. [1984]. *Detection efficiency of coherent optical radar*. *Appl. Opt.*, 23:3421–3427.
- WANG, L.-G.; RIRIS, H.; CARLISLE, C. B. & GALLAGHER, T. F. [1988]. *Comparison of approaches to modulation spectroscopy with GaAIAs semiconductor lasers: application to water vapor*. *Appl. Opt.*, 27:2071–2077.
- WILKERSON, T. D. [2001]. *personal communication*.
- WILKERSON, T. D. & MCKAY, J. A. [1996]. *Implications of new Alexandrite Ring Laser Technology for Spaceborne Lidar*. In ANSMANN, A.; NEUBER, R.; RAIROUX, P. & WANDINGER, U., editors, *Advances in Atmospheric Remote Sensing with Lidar*, 217–220.
- WULFMEYER, V. [1998]. *Ground-based differential absorption lidar for water vapor and temperature profiling: Requirements, development, and specifications of a high-performance laser transmitter*. *Appl. Opt.*, 37:3804–3824.
- WULFMEYER, V. & BÖSENBERG, J. [1998]. *Ground-based differential absorption lidar for water vapor profiling: Assessment of accuracy, resolution, and meteorological applications..* *Appl. Opt.*, 37:3825–3844.
- YURA, H. T. [1979]. *Signal-to-noise ratio of heterodyne lidar systems in the presence of atmospheric turbulence*. *Optica Acta*, 26:627–644.
- ZHAO, Y.; POST, M. J. & HARDESTY, R. M. [1990]. *Receiving efficiency of monostatic pulsed coherent lidars, 2: Applications*. *Appl. Opt.*, 29:4120–4132.

# Danksagung

*Ich möchte Herrn Prof. Graßl meinen Dank für die Überlassung dieses interessanten Themas und das fördernde Interesse an der Arbeit danken.*

*Mein besonderer Dank gilt Dr. Jens Bösenberg, dessen uneingeschränkte Unterstützung, die vielen fruchtbaren Diskussionen und seine gelassene Haltung, wenn wiedereinander ein teures Gerät nicht bis zum Abschreibungsdatum hielt, für diese Arbeit unverzichtbar waren.*

*Ebenso unersetzlich war Holger Linné, dessen von ihm entwickelte Datenerfassung und seine Unterstützung in allen Softwarefragen das Gelingen dieser Arbeit erst ermöglichte. Dafür meinen herzlichen Dank.*

*Für die ausgiebige fachliche und menschliche Unterstützung möchte ich Friedel und den Volkers danken, auch mußte Klaus oft sein Ohr verleihen. Ebenso waren Monika und Margrit in dankenswerter Weise an vielen Teilaspekten der Arbeit beteiligt.*

*Ich danke Barbara und Andrea für die Reformation meiner Rechtschreibung in dieser Arbeit.*

*Vielen Dank auch an die Belegschaft der Feinmechanikwerkstatt, die es fertigbrachte, auch die kryptischsten Zeichnungen oft in Rekordzeit noch erstklassig umzusetzen.*

*Nicht zuletzt danke ich meinen Kindern Leon und Lasse, die mich immer wieder daran erinnerten, warum ich das alles mache. Auch möchte ich Jutta danken, die mir über einen Großteil der Zeit 'den Rücken frei halten' konnte.*