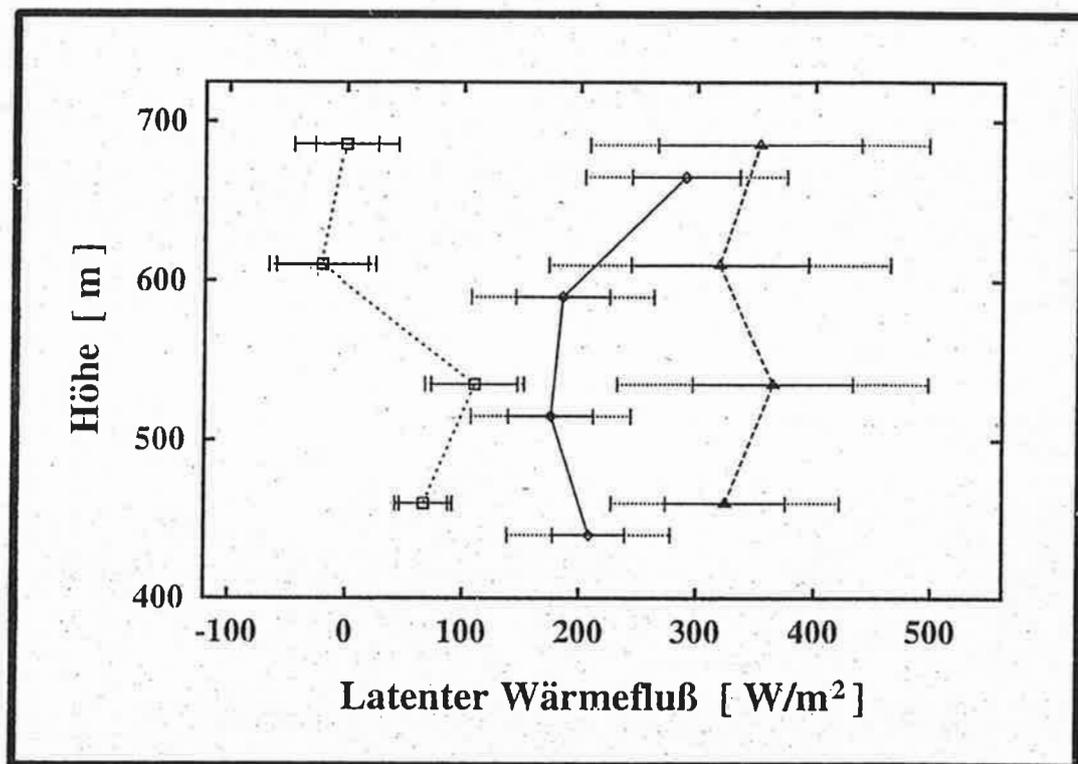




Max-Planck-Institut für Meteorologie

EXAMENSARBEIT Nr. 17



MESSUNG DES WASSERDAMPFFLUSSES
IN DER KONVEKTIVEN GRENZSCHICHT
MIT DIAL UND RADAR-RASS

von

CHRISTOPH SENFF

HAMBURG, SEPTEMBER 1993

Hamburg
MPI

DISSERTATION IM RAHMEN DES PROMOTIONSVERFAHRENS

AUTOR:

Christoph Senff

Max-Planck-Institut
für Meteorologie

MAX-PLANCK-INSTITUT
FÜR METEOROLOGIE
BUNDESSTRASSE 55
D-20146 HAMBURG
F.R. GERMANY

Tel.: +49 (040) 4 11 73-0
Telex: 211092 mpime d
Telemail: MPI.METEOROLOGY
Telefax: +49 (40) 4 11 73-298

Max-Planck-Institut für Meteorologie
- Bibliothek -

Messung des Wasserdampfflusses
in der konvektiven Grenzschicht
mit DIAL und RADAR-RASS

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

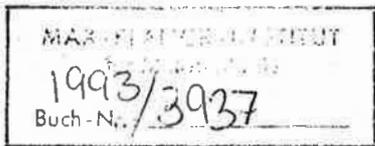
vorgelegt von
Christoph Senff
aus Wuppertal



Hamburg

1993

ISSN 0938-5177



Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften
der Universität Hamburg

aufgrund der Gutachten von Prof. Dr. H. Graßl
und Dr. J. Bösenberg

Hamburg, den 12. 5. 1993

Prof. Dr. M. Dunst
Sprecher des Fachbereiches Geowissenschaften

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein aktives, bodengebundenes Fernerkundungsverfahren zur Bestimmung von Wasserdampfströmen in der konvektiven Grenzschicht beschrieben. Das Meßsystem besteht aus einem Wasserdampf-DIAL und einem RADAR-RASS-Gerät, mit denen simultan und hochaufgelöst Wasserdampf und Vertikalwind bestimmt werden. Daraus läßt sich mit Hilfe der Eddy-Correlation-Methode der vertikale turbulente Wasserdampfstrom ermitteln. Der Meßbereich des DIAL-RASS-Systems in seinem derzeitigen Aufbau erstreckt sich von 400 bis 700 m Höhe. Die zeitliche und räumliche Auflösung des Meßsystems beträgt 60 s bzw. 75 m. Letzteres beschränkt die Einsatzmöglichkeiten des Systems auf die konvektive Grenzschicht, wo anzunehmen ist, daß die Skalen der für den Fluß relevanten Wirbel größer als die Systemauflösung sind.

Es werden daher die Ergebnisse einer Messung vorgestellt, die im Juli 1991 unter konvektiven Bedingungen durchgeführt wurde. Aus den Daten werden für 3 Meßabschnitte zwischen 30 min und 3 h Dauer, die sich durch unterschiedlich starke Konvektion auszeichnen, Vertikalprofile des Wasserdampfstromes zwischen 400 und 700 m Höhe bestimmt und die mittlere Wasserdampfstromdivergenz ermittelt. Der statistische Fehler der Wasserdampfstromwerte liegt bei ca. 20%, der Samplingfehler beträgt je nach Länge des Mittelungsintervalles 30-40%. Aufgrund der Größe der Wirbel in der konvektiven Grenzschicht und ihrer ausgeprägten zeitlichen und räumlichen Variabilität können mit einem bodengebundenen Meßsystem bei Mittelungszeiten bis zu 3 h keine repräsentativeren Meßwerte bestimmt werden. Eine Verringerung des Samplingfehlers läßt sich durch Mittelung über mehrere Meßabschnitte, die an verschiedenen Tagen unter ähnlichen meteorologischen Bedingungen aufgenommen wurden, erreichen.

Einen zentralen Punkt nimmt die Klärung der Frage ein, ob die Systemauflösung ausreichend ist, um den Hauptbeitrag zum Wasserdampfstrom in einer konvektiven Grenzschicht zu erfassen. Die Varianzspektren der Vertikalwind- und Feuchtedaten zeigen am hochfrequenten Ende einen für den Inertialbereich typischen Abfall $\sim f^{-5/3}$. Dies ist ein deutlicher Hinweis darauf, daß die Wirbel, die vom Meßsystem nicht mehr aufgelöst werden, im Inertialbereich liegen und somit keinen signifikanten Beitrag zum Wasserdampfstrom leisten. Zusätzlich wird der Wasserdampfstrom im Höhenbereich zwischen 400 und 700 m mittels zweier indirekter

Methoden abgeschätzt und mit den gemessenen Flußprofilen verglichen. Es zeigt sich, daß im Rahmen der statistischen Fehler und der Samplingfehler die gemessenen und abgeschätzten Flüsse in derselben Größenordnung liegen.

Diese Ergebnisse demonstrieren, daß mit einer Kombination aus DIAL und RADAR-RASS die wesentlichen Beiträge zum Wasserdampffluß in der konvektiven Grenzschicht erfaßt werden können.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Grenzschicht	3
2.1	Die konvektive Grenzschicht über Land	4
2.2	Grenzschichtturbulenz	6
2.2.1	Statistische Beschreibung	6
2.2.2	Das Turbulenzspektrum	9
2.3	Wasserdampffluß in der konvektiven Grenzschicht	11
2.4	Anforderungen an ein Wasserdampffluß-Meßsystem für die konvektive Grenzschicht	16
3	Meßsysteme	20
3.1	Das Wasserdampf-DIAL	20
3.1.1	Meßprinzip	20
3.1.2	DIAL-Gleichung	22
3.1.3	Aufbau des Wasserdampf-DIALs	30
3.2	Das RADAR-RASS-System	34
3.2.1	Meßprinzip	34
3.2.2	Aufbau des RADAR-RASS	36
4	Wasserdampfflußbestimmung mit DIAL und RADAR-RASS	42
4.1	Eddy-Correlation-Methode	42
4.2	Indirekte Methoden zur Wasserdampfflußbestimmung	48
5	Auswertung einer Grenzschichtmessung	52
5.1	Meßstandort und -aufbau	52
5.2	Wetterlage	55

5.3	Aufbereitung der DIAL- und RADAR-RASS-Daten	60
5.3.1	Bestimmung des Aerosolrückstreuoeffizienten und der Grenz- schichthöhe mit DIAL	61
5.3.2	Bestimmung des Wasserdampfgehaltes mit DIAL	64
5.3.3	Bestimmung der Schallgeschwindigkeit mit RADAR-RASS	74
5.4	Bestimmung des Wasserdampfflusses mit der Eddy-Correlation- Methode	76
5.4.1	Hochpaßfilterung der Zeitreihen	76
5.4.2	Fehlerbetrachtung	79
5.4.3	Ergebnisse	88
5.5	Abschätzung des Wasserdampfflusses mit indirekten Methoden	94
6	Abschlußbetrachtung	102
	Verzeichnis der Symbole	106
	Literaturverzeichnis	110
	Danksagung	115

1 Einleitung

Der Austausch von physikalischen Eigenschaften zwischen dem Erdboden und der planetarischen Grenzschicht sowie ihr Transport innerhalb der Grenzschicht finden zu einem wesentlichen Teil durch turbulente Prozesse statt. Die Kenntnis des turbulenten Wasserdampfstromes ist für das Verständnis der dynamischen Prozesse in der Grenzschicht von besonderer Bedeutung. Der Wasserdampfstrom in einigen hundert Metern Höhe über dem Boden hängt vom mittleren Bodenwasserdampfstrom eines großen, meist heterogenen Gebietes ab. Seine Messung gibt daher Aufschluß über den regionalen Wasserdampfstrom, der von punktuellen Messungen des Wasserdampfstromes am Boden nicht repräsentativ erfaßt werden kann, da diese stark von den Bodeneigenschaften in unmittelbarer Nähe des Meßstandortes abhängen. Regionale Wasserdampfströme sind wichtige Eingangsgrößen für Wettervorhersage- und Klimamodelle. Der latente Wärmestrom in der oberen Grenzschicht wird durch die Einmischung von trockener Luft aus der freien Troposphäre beeinflußt. Seine Messung liefert Erkenntnisse über die dynamischen Prozesse, die bei der Wechselwirkung der Grenzschicht mit der freien Troposphäre eine Rolle spielen. Außerdem ist die Kenntnis des Wasserdampfstromes von entscheidender Bedeutung für das Verständnis der Prozesse, die zur Bildung und Auflösung von Wolken führen. Bisher werden Wasserdampfströme in der Grenzschicht durch Messungen an meteorologischen Türmen, mit denen allerdings meist nur die untere Grenzschicht erfaßt werden kann, und durch in-situ Messungen vom Flugzeug aus bestimmt.

In der vorliegenden Arbeit wird ein aktives Fernerkundungsverfahren vorgestellt, das sich zur Messung von Vertikalprofilen des Wasserdampfstromes in einer konvektiven Grenzschicht eignet. Das Meßsystem besteht aus dem Wasserdampf-DIAL (Differential Absorption LIDAR) des Max-Planck-Instituts für Meteorologie in Hamburg und dem RADAR-RASS (Radio Acoustic Sounding System) des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg. Vorausgegangene Messungen haben gezeigt, daß mit dem DIAL der Wasserdampfgehalt und mit dem RADAR-RASS der Vertikalwind in der Grenzschicht zeitlich und räumlich hoch aufgelöst bestimmt werden können (Bösenberg 1991, Peters 1990). Eine Simultanmessung mit DIAL und RADAR-RASS, bei der beide Systeme dasselbe Meßvolumen erfassen, eröffnet daher die Möglichkeit, Wasserdampfströme in der Grenzschicht mit der

Fluktuationmethode (Eddy-Correlation-Methode) zu bestimmen. Zur Zeit wird beim simultanen Betrieb der beiden Meßsysteme eine Vertikalauflösung von 75 m und eine Zeitauflösung von 60 s erreicht. Deshalb ist ein Einsatz dieses Meßverfahrens nur in einer stark durchmischten, konvektiven Grenzschicht sinnvoll, wo die räumlichen und zeitlichen Skalen der für den Wasserdampffluß relevanten Wirbel größer als die Systemauflösung sind. Ein entscheidender Vorteil dieses Verfahrens ist die Möglichkeit, Wasserdampf Flüsse gleichzeitig in verschiedenen Höhen zu ermitteln. Außerdem gibt es keine störenden Einflüsse der Meßfühler bzw. der Meßplattform (meteorologischer Turm, Flugzeug) auf die zu messenden Größen, da die Feuchte und der Vertikalwind berührungslos gemessen werden.

Schwerpunkte der vorliegenden Arbeit sind die Ableitung von Wasserdampf-flußprofilen aus den DIAL- und RADAR-RASS-Daten für ein Meßbeispiel vom Juli 1991 und die Untersuchung der Frage, ob die Systemauflösung ausreicht, den wesentlichen Teil des turbulenten Wasserdampf flusses in einer konvektiven Grenzschicht zu erfassen. Außerdem wird eine Bewertung dieses neuen Verfahrens im Hinblick auf seine Genauigkeit und auf seine Einsatzmöglichkeiten gegeben.

Die Arbeit gliedert sich in 6 Kapitel. Nach der Einleitung werden im zweiten Kapitel einige grundlegende Aspekte der Turbulenztheorie für die konvektive Grenzschicht dargestellt, sowie die Anforderungen an ein Meßgerät erläutert, mit dem Wasserdampf Flüsse in der konvektiven Grenzschicht gemessen werden sollen. In Kapitel 3 werden das Meßprinzip und der Aufbau des DIAL- und des RADAR-RASS-Systems beschrieben. Kapitel 4 befaßt sich damit, wie aus den simultan gemessenen DIAL- und RADAR-RASS-Daten der Wasserdampf fluß mittels der Eddy-Correlation-Methode abgeleitet werden kann. Außerdem werden zwei indirekte Methoden vorgestellt, mit denen der Wasserdampf fluß unter Benutzung der DIAL-Daten abgeschätzt werden kann. In Kapitel 5 wird die Auswertung einer Messung in der konvektiven Grenzschicht beschrieben und die Ergebnisse der Wasserdampf flußmessung diskutiert. Abschließend wird in Kapitel 6 eine Zusammenfassung der zentralen Ergebnisse dieser Arbeit und ein Ausblick auf mögliche Verbesserungen und zukünftige Anwendungen des hier vorgestellten Verfahrens gegeben.

2 Die Grenzschicht

Als planetarische Grenzschicht bezeichnet man den unteren Teil der Troposphäre, der direkt von den Eigenschaften der Erdoberfläche beeinflusst wird und der auf Änderungen der physikalischen Bedingungen am Erdboden schnell reagiert. Die Höhe der Grenzschicht ist zeitlich und räumlich sehr variabel und liegt, abhängig von den meteorologischen Bedingungen, zwischen wenigen Dekametern und einigen Kilometern. Oberhalb der planetarischen Grenzschicht schließt sich die freie Troposphäre an, die von der Grenzschicht durch einen Bereich stabiler Schichtung getrennt ist. Daher ist der Vertikalaustausch zwischen Grenzschicht und freier Troposphäre im allgemeinen nur gering, und Änderungen der Bodeneigenschaften machen sich nur schwach und stark verzögert in der freien Troposphäre bemerkbar.

Bedingt durch den Einfluß des Erdbodens ist die Strömung in der planetarischen Grenzschicht turbulent. Die Kopplung zwischen Erdboden und Atmosphäre sowie der Vertikalaustausch in der Grenzschicht finden im wesentlichen durch turbulente Transportvorgänge statt. Nur in den untersten Millimetern der Grenzschicht, in der sog. molekular-viskosen Schicht, spielt die Turbulenz eine untergeordnete Rolle, und der Austausch von Feuchte, Wärme, Energie und Impuls zwischen dem Boden und der Atmosphäre wird durch molekulare Diffusion bewerkstelligt. Oberhalb der molekular-viskosen Schicht sorgt dann die Turbulenz für den weiteren Transport und die Verteilung in der Grenzschicht. An die molekular-viskose Schicht schließt sich nach oben die Bodenschicht an, die auch als Prandtl-Schicht bezeichnet wird und etwa die untersten 10% der Grenzschicht umfaßt. Die Grenzschicht oberhalb der Bodenschicht wird als Ekman- bzw. Ober-schicht oder auch als Mischungsschicht bezeichnet.

Turbulenzen in der Grenzschicht werden durch die Überströmung von Hindernissen am Boden, durch Windscherungen und durch konvektive Prozesse ausgelöst. Während die Verwirbelungen, die durch die Überströmung von Hindernissen am Boden und durch Windscherungen entstehen, oft auf Teilbereiche der Grenzschicht beschränkt sind, erfaßt die von konvektiven Prozessen erzeugte Turbulenz meist die gesamte Grenzschicht. Konvektion tritt auf, wenn an einem klaren Tag der Erdboden durch die Sonneneinstrahlung aufgeheizt oder wenn kalte Luft über eine warme Oberfläche advehiert wird. Die warmen, bodennahen Luftpakete steigen in der relativ kühleren Umgebungsluft auf, und gleichzeitig sinken aufgrund der

Massenerhaltung andere Luftpakete ab. Dadurch wird eine turbulente Durchmischung der Grenzschicht in Gang gesetzt. Die Intensität der Turbulenz hängt in entscheidendem Maße von der thermischen Schichtung der Grenzschicht ab. Bei labiler oder neutraler Schichtung ist die Turbulenz deutlich kräftiger als in einer stabil geschichteten Grenzschicht, in der Vertikalbewegungen unterdrückt werden.

Abhängig vom turbulenzinduzierenden Prozeß, der Temperaturschichtung der Grenzschicht und den großräumigen meteorologischen Bedingungen beobachtet man ganz unterschiedliche Grenzschicht-Typen. Im folgenden soll näher auf die konvektive Grenzschicht eingegangen werden, die sich bei sommerlichen Hochdrucklagen über Land einstellt, da die in Kap.5 beschriebenen Messungen des Wasserdampf-flusses mit DIAL und RADAR-RASS unter solchen Bedingungen gemacht wurden.

2.1 Die konvektive Grenzschicht über Land

Es sind zahlreiche experimentelle und theoretische Untersuchungen über die konvektive Grenzschicht durchgeführt worden (siehe z.B. *André et al.* 1978, *Clarke et al.* 1971, *Deardorff und Willis* 1985, *Stull und Eloranta* 1984), die zu einem Verständnis ihrer Struktur und der physikalischen Prozesse in der konvektiven Grenzschicht geführt haben. Im folgenden soll ein kurzer Überblick über den Aufbau und die tageszeitliche Entwicklung einer typischen konvektiven Grenzschicht gegeben werden.

Die Grenzschicht über Land bei sommerlichen Hochdruckwetterlagen hat eine wohldefinierte Struktur, die einen ausgeprägten Tagesgang zeigt. In Abb.2.1 ist die Entwicklung einer solchen Grenzschicht im Laufe eines Tages (von 12h bis 12h des nächsten Tages) schematisch dargestellt (*Stull* 1988a). Kurz nach Sonnenaufgang setzt aufgrund der Aufheizung des Erdbodens durch die Sonneneinstrahlung Konvektion ein, die mit zunehmender Einstrahlung immer intensiver wird. Den konvektiven Bereich der Grenzschicht bezeichnet man auch als Mischungsschicht, da die kräftige Turbulenz für eine gleichmäßige Durchmischung sorgt. Die in der Mischungsschicht aufsteigenden Warmluftblasen mit dem stärksten Auftrieb durchbrechen die Zone stabiler Schichtung, die die Mischungsschicht von den darüberliegenden, weniger turbulenten Luftmassen trennt. Dabei kommt es gleichzeitig zu einem Eindringen von Luft aus den oberen Schichten in die Mischungsschicht, die dort aufgrund der starken Turbulenz sofort eingemischt wird. Dieser

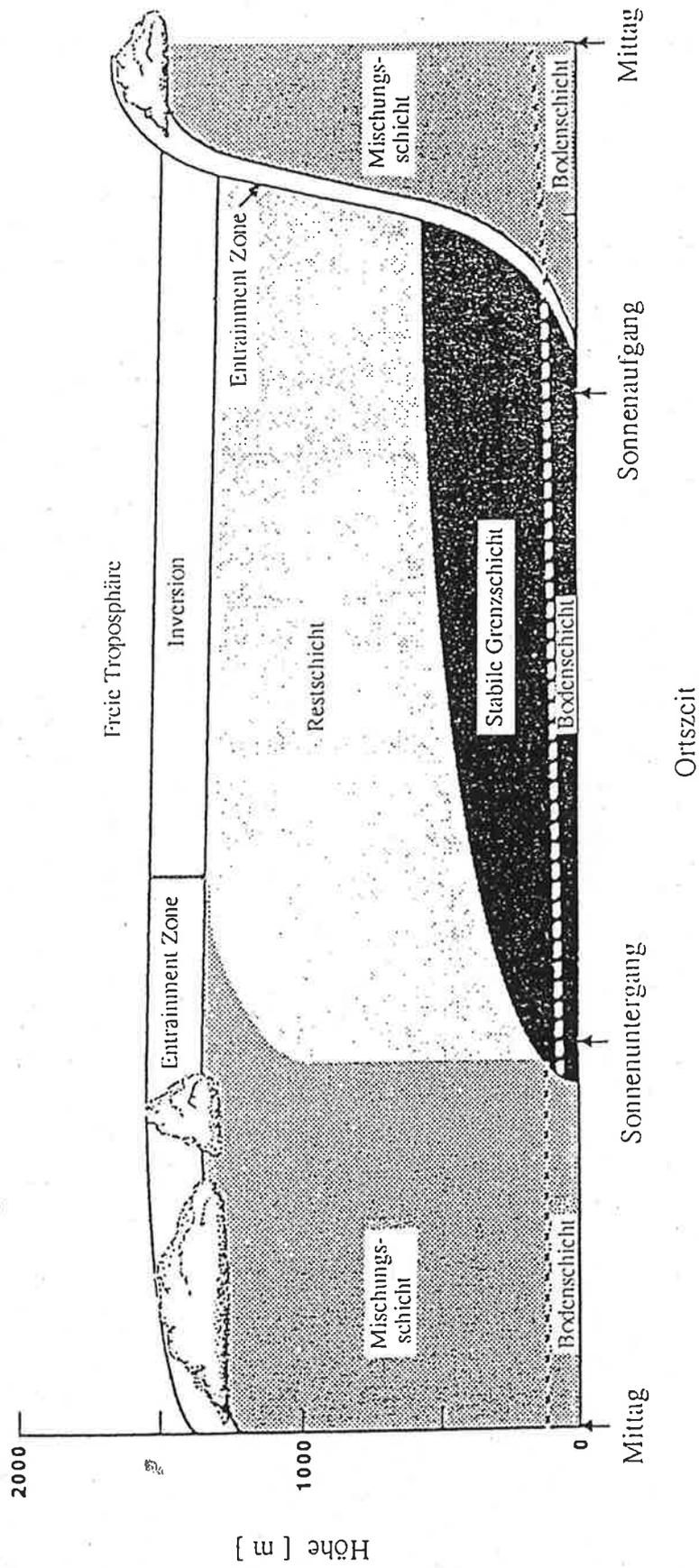


Abb. 2.1: Tageszeitliche Entwicklung der Grenzschicht über Land bei Hochdruckwetterlagen (in Anlehnung an Stull (1988 a)).

Prozeß wird als *Entrainment* und die stabil geschichtete Zone am Oberrand der Mischungsschicht als *Entrainment-Zone* bezeichnet. Die Thermikblasen aus der Mischungsschicht, die durch die *Entrainment-Zone* vorgestoßen sind, sinken aufgrund ihres negativen Auftriebs zurück in die Mischungsschicht, ohne sich mit der schwach turbulenten Umgebungsluft nennenswert zu vermischen. Auf diese Weise wächst die Mischungsschicht bis zum Mittag schnell auf 1 bis 2 Kilometer an. Dabei werden zunächst die nächtliche Grenzschicht und die darüberliegende Restschicht, d.h. der Überrest der Mischungsschicht vom Vortag, komplett eingemischt. Dann wächst die Mischungsschicht weiter in die freie Troposphäre hinein. Liegt das Kondensationsniveau innerhalb der Mischungsschicht oder knapp darüber, so daß es von Luftpaketen, die durch die *Entrainment-Zone* vorstoßen, erreicht werden kann, bilden sich die typischen Schönwetter-Cumulus-Wolken. Am Nachmittag, wenn die Sonneneinstrahlung schwächer wird, nimmt die Intensität der konvektiven Turbulenz ab, die Grenzschicht wächst nicht mehr an, und die Cumulus-Wolken lösen sich allmählich auf. Kurz vor Sonnenuntergang wird die Strahlungsbilanz am Boden negativ. Der Boden und die unteren Luftschichten kühlen ab, wodurch es zu einer stabilen Temperaturschichtung kommt. Im weiteren Verlauf der Nacht entwickelt sich eine flache, stabile Grenzschicht mit einer neutral geschichteten Restschicht darüber, die aus der Mischungsschicht hervorgeht. Die Turbulenz während der Nacht ist nur schwach, da der Hauptantrieb, die Konvektion durch Sonneneinstrahlung, fehlt.

Der hier skizzierte idealisierte Tagesgang der Entwicklung der Grenzschicht über Land wird in der Natur oftmals durch Advektionsvorgänge modifiziert. Im Einflußbereich eines Hochdruckgebiets herrscht oft großräumiges Absinken, wodurch das Anwachsen der Mischungsschicht gebremst wird. Durch horizontale Advektion kann es sowohl zu einer Verstärkung als auch einer Abschwächung des Anwachsens der Grenzschicht kommen.

2.2 Grenzschichtturbulenz

2.2.1 Statistische Beschreibung

Die zeitliche und räumliche Entwicklung der turbulenten Strömung in der neutralen Grenzschicht wird vollständig durch die Navier-Stokes- und die Kontinuitätsgleichung beschrieben. Dennoch ist es nicht möglich, exakte Vorhersagen zu machen,

da die verschiedenen Wirbel in der Grenzschicht auf komplexe Weise miteinander wechselwirken und die zeitliche und räumliche Entwicklung äußerst empfindlich von den Anfangsbedingungen abhängig ist, die man nicht mit der erforderlichen Genauigkeit messen kann.

Um dieses scheinbar zufällige Verhalten der turbulenten Strömung in der Grenzschicht zu beschreiben, benutzt man statistische Methoden. Man verzichtet also darauf, Aussagen über eine meteorologische Größe zu einer bestimmten Zeit an einem bestimmten Ort zu machen, sondern man macht Aussagen über die statistischen Eigenschaften eines Ensembles von Werten einer meteorologischen Größe. Das Ensembledittel einer meteorologischen Größe φ in der turbulenten Grenzschicht läßt sich schreiben als

$$\bar{\varphi} = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi W(\varphi) d\varphi, \quad (2.1)$$

wobei $W(\varphi)$ die Wahrscheinlichkeit angibt, einen Wert im Intervall $[\varphi, \varphi+d\varphi]$ anzutreffen. Der Momentanwert φ läßt sich als Summe aus Ensembledittel $\bar{\varphi}$ und turbulenter Fluktuation φ' auffassen:

$$\varphi = \bar{\varphi} + \varphi'. \quad (2.2)$$

Die zentralen Momente des Ensembles von φ ergeben sich zu

$$\overline{\varphi'^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} (\varphi - \bar{\varphi})^n W(\varphi) d\varphi, \quad (2.3)$$

die Momente zweier meteorologischer Größen φ und ψ erhält man gemäß

$$\overline{\varphi'^m \psi'^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} (\varphi - \bar{\varphi})^m (\psi - \bar{\psi})^n W(\varphi, \psi) d\varphi d\psi, \quad (2.4)$$

wobei die gemeinsame Wahrscheinlichkeitsdichte $W(\varphi, \psi)$ die Wahrscheinlichkeit angibt, φ im Intervall $[\varphi, \varphi+d\varphi]$ und gleichzeitig ψ im Intervall $[\psi, \psi+d\psi]$ anzutreffen. In der Praxis werden zur statistischen Beschreibung meteorologischer Größen in einer turbulenten Grenzschicht neben den Mittelwerten hauptsächlich Varianzen $\overline{\varphi'^2}$ und Kovarianzen $\overline{\varphi'\psi'}$ benutzt.

Ensembledittel bzw. Ensembledimente lassen sich nicht messen. Messungen liefern stets zeitliche oder räumliche Mittel, die auf einer Stichprobe des Ensembles beruhen. Für große zeitliche bzw. räumliche Mittelungsintervalle konvergieren die gemessenen Werte gegen die Ensembledimente unter der Voraus-

setzung, daß die Turbulenz zeitlich bzw. räumlich konstant ist (*Lumley und Panofsky* 1964). Homogenität bzw. Stationarität der Turbulenz ist in der planetarischen Grenzschicht nicht gegeben. In der Vertikalen ist die Grenzschicht stark inhomogen, da sie unten durch den Erdboden und an der Oberkante durch die freie Troposphäre begrenzt ist. Oft ist die Grenzschicht auch in der Horizontalen inhomogen, da die Bodeneigenschaften ortsabhängig sind (z.B. unterschiedlicher Bewuchs, variable Albedo, unterschiedliche Feuchte etc.). Wie der in Kap.2.1 beschriebene ausgeprägte Tagesgang zeigt, ist die Turbulenz in einer konvektiven Grenzschicht auch nicht stationär. Man kann jedoch annehmen, daß die Änderung der Eigenschaften der turbulenten Grenzschicht über quasistationäre Zustände erfolgt. Es gibt daher bei Messungen von statistischen Größen in der turbulenten Grenzschicht ein optimales zeitliches bzw. räumliches Mittelungsintervall, das einerseits groß genug ist, um eine genügend gute Repräsentanz der gemessenen Stichprobe zu gewährleisten, und das andererseits klein genug ist, um noch von einem quasistationären bzw. quasihomogenem Zustand sprechen zu können (*Lumley und Panofsky* 1964).

In einer Vielzahl von Situationen lassen sich für die statistischen Eigenschaften der turbulenten Strömung in der Grenzschicht keine exakten gesetzmäßigen Beziehungen ableiten. Mit Hilfe der sog. Dimensionsanalyse, die erstmals von *Buckingham* (1914) systematisch benutzt und die bei der Beschreibung der Turbulenz in der planetarischen Grenzschicht erfolgreich angewandt wurde (siehe z.B. *Caughey* 1982, *Holtslag und Nieuwstadt* 1986, *Sorbjan* 1986), kann man jedoch zumindest empirische Beziehungen aufstellen. Dabei werden die meteorologischen Größen, die einen bestimmten Prozeß in der Grenzschicht beschreiben, durch Potenzieren und passende Multiplikation zu dimensionslosen Gruppen zusammengefaßt, wodurch sich die Zahl der Variablen, die für den betrachteten Prozess relevant sind, reduziert. Die Dimensionsanalyse liefert nicht die explizite Form der Beziehung zwischen den dimensionslosen Variablen. Sie muß entweder aus physikalischen Überlegungen abgeleitet werden oder aber allgemein, z.B. in Form eines Polynoms, angesetzt werden. Die unbekanntenen Koeffizienten in der Gleichung werden durch Anpassung an experimentell bestimmte Werte der dimensionslosen Variablen ermittelt. Auf diese Weise läßt sich oftmals eine Fülle von Meßdaten durch eine empirische sog. Ähnlichkeitsbeziehung beschreiben.

2.2.2 Das Turbulenzspektrum

Die turbulente Strömung in der Grenzschicht ist charakterisiert durch Wirbel unterschiedlichster Größe - von einigen Kilometern bis zu Millimetern. Die spektrale Verteilung der Wirbel, wie sie typischerweise in einer konvektiven Grenzschicht zu finden ist, soll im folgenden anhand des Spektrums der turbulenten kinetischen Energie veranschaulicht werden. Die turbulente kinetische Energie E pro Masseneinheit ist definiert als

$$E = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}), \quad (2.5)$$

wobei u' und v' die Fluktuationen der Horizontalgeschwindigkeit in Richtung bzw. senkrecht zur Richtung der mittleren Horizontalgeschwindigkeit \bar{u} und w' die Vertikalwindfluktuationen sind. In Abb.2.2 ist der theoretische Verlauf des Spektrums von E als Funktion der Wellenzahl k skizziert. Es gliedert sich in 3 unterschiedliche Bereiche: den Energie enthaltenden Bereich, den Inertialbereich und den Dissipationsbereich. Die Lage dieser Bereiche im Spektrum wird durch Größenskalen festgelegt, welche die physikalischen Prozesse in dem jeweiligen Spektralbereich charakterisieren.

Der *Integral Scale* l_φ für eine meteorologische Größe $\varphi(\vec{r})$ ist definiert als

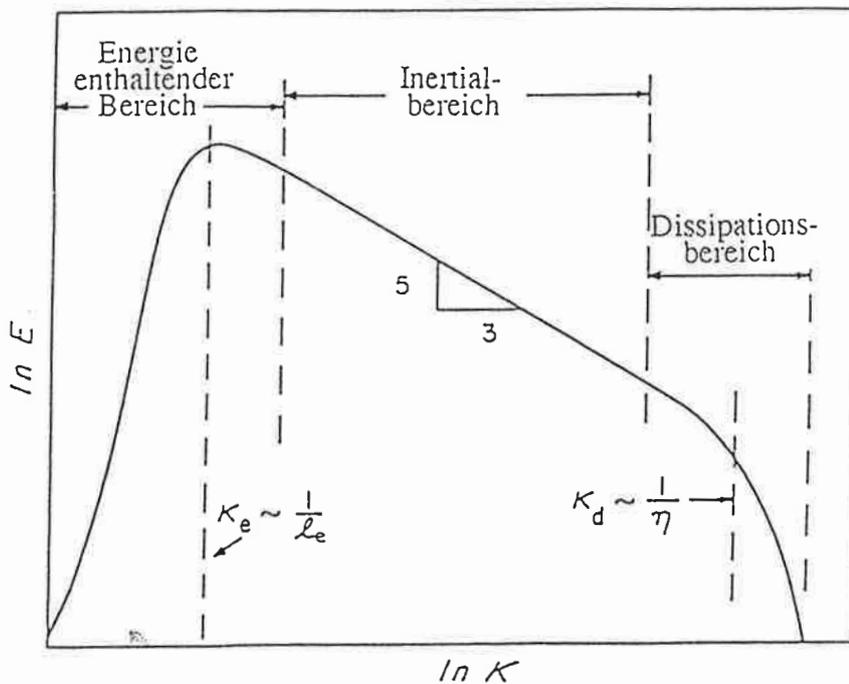


Abb.2.2: Schematischer Verlauf des Spektrums der turbulenten kinetischen Energie E (in Anlehnung an Wyngaard (1991)).

das Integral der Autokorrelationsfunktion von $\varphi(\vec{r})$ normiert mit der Varianz $\overline{\varphi'(\vec{r}_0)^2}$ am Ort \vec{r}_0 (Lumley und Panofsky 1964):

$$l_\varphi = \int_0^\infty \frac{\overline{\varphi'(\vec{r}_0) \varphi'(\vec{r}_0 + \vec{r})}}{\overline{\varphi'(\vec{r}_0)^2}} dr . \quad (2.6)$$

l_φ läßt sich als diejenige Strecke auffassen, über die die Größe φ mit sich selbst korreliert ist. Die Wirbel, die in der Größenordnung des Integral Scales l_e der turbulenten kinetischen Energie E liegen, enthalten den Hauptanteil der kinetischen Energie. Wie anhand Abb.2.2 ersichtlich, weist das Spektrum der turbulenten kinetischen Energie ein Maximum für Wellenzahlen $k_e \approx 1/l_e$ auf. Die Größe des Integral Scale ist abhängig vom Abstand zum Boden, der Schichtung der Grenzschicht und der Richtung der Messung (in oder senkrecht zur Richtung der mittleren Windrichtung) (Lenschow und Stankov 1986).

Die turbulente Strömung in der Grenzschicht ist im allgemeinen weder homogen noch isotrop. Kleinere Bereiche der Grenzschicht jedoch, die genügend weit vom Erdboden und der Entrainment-Zone entfernt sind, kann man als lokal homogen und isotrop ansehen. Die großen Wirbel in der Grenzschicht spalten sich in einer Art Kaskadenprozeß in immer kleinere Wirbel auf. Die ursprünglichen Eigenschaften der großen Wirbel gehen dabei verloren, und die kleineren Wirbel werden mehr und mehr isotrop. Kolmogorov (1941) schloß daraus, daß es einen Bereich geben muß, in dem die mittleren Eigenschaften der turbulenten Strömung nur von der Energiedissipationsrate ε , d.h. dem mittleren Energieverlust durch Reibung, und der Wellenzahl k abhängen. Dieser Bereich wird als Inertialbereich bezeichnet, da die atmosphärischen Bewegungsgleichungen von Inertialkräften dominiert werden. Im Inertialbereich wird Energie weder erzeugt noch dissipiert, sie wird lediglich von größeren zu kleineren Wirbeln mit der Dissipationsrate ε übertragen. Für die spektrale Abhängigkeit von der turbulenten kinetischen Energie im Inertialbereich ergibt sich das Potenzgesetz (Kolmogorov 1941):

$$E \sim \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} . \quad (2.7)$$

Das obere Ende des Inertialbereichs wird durch den Taylor-Microscale η markiert. η ist definiert als

$$\eta = \left(\frac{\nu E}{\varepsilon} \right)^{1/2} , \quad (2.8)$$

wobei ν die kinematische Zähigkeit ist. Von Wellenzahlen $k_d \approx 1/\eta$ an beginnen vis-

viskose Effekte bei der Bewegung der Luftteilchen eine Rolle zu spielen mit der Folge, daß das Spektrum der turbulenten kinetischen Energie stärker als mit $k^{-5/3}$ abfällt.

Die dritte charakteristische Wirbelgrößenzahl ist der *Kolmogorov-Microscale*

$$\mu = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (2.9)$$

Die Wirbel in diesem Größenbereich setzen ihre kinetische Energie durch viskose Reibung in Wärmeenergie um. Das Spektrum von E fällt steil auf Null ab.

In einer konvektiv angetriebenen Grenzschicht liegt die Dissipationsrate ε typischerweise bei etwa $3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ (Wyngaard 1991). Mit einer kinematischen Zähigkeit der Luft von $\nu \approx 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und einem typischen Wert für die turbulente kinetische Energie von $E \approx 2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (Wyngaard 1991) ergibt sich für den Taylor-Microscale gemäß Gl. (2.8) ein Wert von $\eta \approx 0.1 \text{ m}$. Der Integral Scale liegt meist bei einigen hundert Metern bis zu einigen Kilometern (Lenschow und Stankov 1986), d. h. der Inertialbereich überdeckt etwa 3 Größenordnungen von einigen hundert Metern bis zu ca. 0.1 m. Die Größe der Energie dissipierenden Wirbel liegt gemäß Gl. (2.9) bei etwa 1 mm.

Das $k^{-5/3}$ -Potenzgesetz im Inertialbereich gilt auch für die Varianzspektren der Einzelkomponenten der Windgeschwindigkeit und die Varianzspektren von Skalaren wie z. B. Feuchte oder Temperatur (Kaimal et al. 1976). Das Spektrum der Kovarianz $\overline{w's'}$ zwischen Vertikalwindchwankungen w' und den Fluktuationen einer skalaren Größe s' nimmt im Inertialbereich proportional zu $k^{-7/3}$ ab (Wyngaard und Coté 1972). Der Beitrag zur Kovarianz zwischen w' und s' , d. h. der Beitrag zum vertikalen turbulenten Skalarfluß, nimmt also für größer werdende Wellenzahlen schnell ab. Dies ist konsistent mit der ursprünglichen Annahme von lokaler Isotropie für genügend große Wellenzahlen, da bei isotroper Turbulenz der Skalarfluß verschwinden muß.

Dies bedeutet, daß die Wirbel in der Größenordnung des Integral Scale nicht nur den Hauptanteil der turbulenten kinetischen Energie beinhalten, sondern auch für den wesentlichen Teil des turbulenten Flusses verantwortlich sind.

2.3 Wasserdampffluß in der konvektiven Grenzschicht

Die Kenntnis des turbulenten Wasserdampfflusses ist von besonderem Interesse für das Verständnis von dynamischen Prozessen in der Grenzschicht. Die Größe

des Wasserdampfes in der Grenzschicht und seine Variation mit der Höhe hängen von vielen Faktoren ab. Der Wasserdampfstrom im unteren Teil der Grenzschicht wird praktisch ausschließlich durch den turbulenten Transport von Feuchtigkeit vom Erdboden in die Atmosphäre beeinflusst. Unter konvektiven Bedingungen kommt es zum Aufsteigen von bodennahen, warmen und durch die Verdunstung am Erdboden angefeuchteten Luftpaketen und gleichzeitig - aufgrund der Massenerhaltung - zu einem Absinken von kühleren und weniger feuchten Luftpaketen. Der Bodenwasserdampfstrom ist also nach oben gerichtet, was definitionsgemäß einen positiven Fluß bedeutet. Im oberen Teil einer konvektiven Grenzschicht wird durch Entrainment trockene Luft aus der freien Troposphäre von oben in die Grenzschicht eingemischt. Dies ist gleichbedeutend mit einem positiven, vertikalen Wasserdampfstrom, der als Entrainment-Wasserdampfstrom bezeichnet wird. Die Bildung oder Auflösung von Wolken führt zu einer Änderung der Wasserdampfstromdivergenz im Bereich der Wolken. Zusätzlich wird die Wasserdampfstromdivergenz in der Grenzschicht durch Advektion von feuchter oder trockener Luft beeinflusst. Im folgenden soll anhand der Kontinuitätsgleichung für Wasserdampf untersucht werden, welche Wasserdampfstromprofile sich unter dem Einfluß der obengenannten Prozesse in einer konvektiven Grenzschicht einstellen können.

Die Kontinuitätsgleichung folgt aus der Massenerhaltung und besagt, daß die Summe aus lokaler Dichteänderung und der Divergenz der Massenstromdichte \bar{j} durch die Oberfläche eines Volumens gleich der im Volumen erzeugten bzw. vernichteten Masse ist. Für Wasserdampf in der Atmosphäre gilt also:

$$\frac{\partial \rho_w}{\partial t} + \frac{\partial j_i}{\partial x_i} = S_w, \quad i = 1, 2, 3. \quad (2.10)$$

j_i bezeichnet die Komponenten des Massenstromdichtevektors \bar{j} und x_i die Komponenten des Ortsvektors \vec{r} . Die Größe S_w repräsentiert Quellen und Senken des Wasserdampfes im betrachteten Volumen. In dieser wie in allen folgenden Gleichungen wird die Einsteinsche Summenkonvention benutzt, d.h. über doppelt auftretende Indizes wird summiert.

Die Komponenten der Massenstromdichte des Wasserdampfes lassen sich schreiben als

$$j_i = \rho_w u_i - D \frac{\partial \rho_w}{\partial x_i}, \quad (2.11)$$

wobei u_i die Komponenten der Windgeschwindigkeit repräsentiert und D die Diffusionskonstante ist. In der turbulenten Grenzschicht lassen sich die Komponenten der Windgeschwindigkeit und die Wasserdampfdichte als Summe aus Ensemblemittelwert und Fluktuation auffassen:

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad , \quad \rho_w = \bar{\rho}_w + \rho_w' \quad . \quad (2.12)$$

Einsetzen von Gl.(2.11) und (2.12) in Gleichung (2.10) liefert

$$\frac{\partial \rho_w}{\partial t} + \frac{\partial \rho_w'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \bar{\rho}_w \bar{u}_i + \rho_w' \bar{u}_i + \bar{\rho}_w u_i' + \rho_w' u_i' - D \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_w + \rho_w') \right\} = S_w \quad . \quad (2.13)$$

Der Quellenterm S_w wird dabei als nicht fluktuierend angenommen. Zeitliche Mittelung von Gl.(2.13) liefert

$$\frac{\partial \bar{\rho}_w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \bar{\rho}_w \bar{u}_i + \overline{\rho_w' u_i'} - D \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{\rho}_w \right\} = S_w \quad , \quad (2.14)$$

da $\overline{\rho_w'} = 0$ und $\overline{u_i'} = 0$. Gl.(2.14) besagt, daß die Summe aus mittlerer lokaler Änderung der Wasserdampfdichte $\bar{\rho}_w$ und der Divergenz des Gesamtwasserdampfstromes gleich der Menge Wasserdampf S_w ist, die im betrachteten Volumen erzeugt oder vernichtet wird. Der Gesamtwasserdampfstrom setzt sich aus einem advektiven Fluß $\bar{\rho}_w \bar{u}_i$, einem turbulenten Fluß $\overline{\rho_w' u_i'}$ und einem diffusiven Fluß $(-D \partial \bar{\rho}_w / \partial x_i)$ zusammen. Diffusionsprozesse spielen nur in der molekular-viskosen Schicht eine Rolle. Sie können daher bei Betrachtungen des Wasserdampfstromes in der Grenzschicht vernachlässigt werden. Außerdem läßt sich die Luft in der Grenzschicht in guter Näherung als inkompressibel ansehen (*Businger* 1982), also

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad . \quad (2.15)$$

Damit vereinfacht sich Gl.(2.14) zu

$$\frac{\partial \bar{\rho}_w}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\rho}_w}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\rho}_w}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{\rho_w' u_i'} = S_w \quad . \quad (2.16)$$

Dabei ist die x -Achse in Richtung der mittleren Windrichtung gelegt. Nimmt man des weiteren horizontale Homogenität und damit verschwindende Horizontalflüsse an, vereinfacht sich Gl.(2.16) weiter zu

$$\frac{\partial \bar{\rho}_w}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\rho}_w}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\rho}_w}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{w' \rho'_w} = S_w \quad (2.17)$$

Im allgemeinen ist horizontale Homogenität in der Grenzschicht nicht gegeben. Die horizontale Inhomogenität ist jedoch verglichen mit der starken vertikalen Inhomogenität oftmals nur gering, so daß die Horizontalflüsse bzw. ihre Divergenz nicht sehr ins Gewicht fallen.

Wolken in der Grenzschicht stellen Senken bzw. Quellen des Wasserdampfs dar, je nachdem ob Wasserdampf bei der Bildung von Wolken kondensiert oder aber Wolkentröpfchen bei der Auflösung der Wolken verdunsten. Der Quellterm S_w läßt sich daher durch die negative zeitliche Änderung des mittleren Flüssigwassergehaltes ρ_f im betrachteten Volumen beschreiben. Für die vertikale Wasserdampf-flußdivergenz ergibt sich daher:

$$\frac{\partial}{\partial z} \overline{w' \rho'_w} = - \frac{\partial \bar{\rho}_f}{\partial t} - \frac{\partial \bar{\rho}_w}{\partial t} - \underbrace{\bar{u} \frac{\partial \bar{\rho}_w}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\rho}_w}{\partial z}}_{\text{Feuchteadvektion}} \quad (2.18)$$

Eine lokale Zunahme des Wasserdampf- bzw. des Flüssigwassergehaltes bedeutet also eine Abnahme des turbulenten Wasserdampfstromes mit der Höhe und umgekehrt, vorausgesetzt der Advektionsterm ist vernachlässigbar. Betrachtet man den Horizontaladvektionsterm $(-\bar{u} \partial \bar{\rho}_w / \partial x)$ für sich, so führt die Advektion von trockener Luft zu einem negativen Gradienten des vertikalen Wasserdampfstromes und umgekehrt. Der Vertikalgradient der Feuchte $\partial \bar{\rho}_w / \partial z$ in einer konvektiven Grenzschicht ist trotz der kräftigen Durchmischung meist nicht Null, sondern es stellt sich ein leicht negativer Feuchtegradient ein, da vom Erdboden her durch Verdunstung ständig Feuchtigkeit in die Grenzschicht eingebracht wird, während in die obere Grenzschicht durch Entrainment trockene Luft aus der freien Troposphäre eingemischt wird (Wyngaard 1991). Großräumiges Absinken ($\bar{w} < 0$) würde also zu einer Abnahme, großräumige Konvergenz ($\bar{w} > 0$) dagegen zu einer Zunahme des Wasserdampfstromes mit der Höhe führen. In der Summe ist die Wirkung der 4 Terme auf der rechten Seite von Gl. (2.18) auf den Gradienten des Wasserdampfstromes von Fall zu Fall sehr unterschiedlich, zumal die lokale Feuchteänderung und die Horizontaladvektion oftmals betragsmäßig in der gleichen Größenordnung liegen. In einer konvektiven Grenzschicht kann der Wasserdampfstrom daher mit der Höhe abnehmen, zunehmen oder auch höhenkonstant sein.

Zur Untersuchung der Höhenabhängigkeit des Wasserdampfdruckes wird die 2. Ableitung $\frac{\partial^2}{\partial z^2} \overline{w'p'_w}$ betrachtet. Nochmaliges Differenzieren von Gl.(2.18) bzgl. z liefert

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \overline{w'p'_w} = - \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \overline{p}_f}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \overline{p}_w}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \overline{u} \frac{\partial \overline{p}_w}{\partial x} + \overline{w} \frac{\partial \overline{p}_w}{\partial z} \right\}. \quad (2.19)$$

Die Vertikalgradienten des Flüssigwassergehaltes und des Wasserdampfdruckes kann man in guter Näherung während des Mittelungszeitraums als quasistationär ansehen, d.h. die zeitlichen Ableitungen verschwinden. Damit vereinfacht sich Gl.(2.19) zu

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \overline{w'p'_w} = - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \overline{u} \frac{\partial \overline{p}_w}{\partial x} + \overline{w} \frac{\partial \overline{p}_w}{\partial z} \right\}. \quad (2.20)$$

Ist die Höhenabhängigkeit des Feuchteadvektionsterms vernachlässigbar klein, ergibt sich

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \overline{w'p'_w} \approx 0, \quad (2.21)$$

d.h. der vertikale Wasserdampfdruck ändert sich linear mit der Höhe. Im Falle eines ausgeprägten Vertikalgradienten der Feuchteadvektion, z. B. bei einer kräftigen Windscherung, weicht das Flußprofil gemäß Gl.(2.20) vom linearen Verlauf ab.

In einer konvektiven, wolkenfreien Grenzschicht ist also zu erwarten, daß bei vernachlässigbarer Höhenabhängigkeit der Feuchteadvektion sich der Wasserdampfdruck linear zwischen dem Bodenwasserdampfdruck und dem Entrainment-Wasserdampfdruck an der Oberkante der Grenzschicht ändert. Dies wird durch Flugzeugmessungen von Wasserdampfdruckprofilen in der konvektiven Grenzschicht bestätigt (*Stull 1988 b*). Liegt das Kondensationsniveau innerhalb der Grenzschicht, so kommt es zur Wolkenbildung und einer Erhöhung des Flüssigwassergehaltes. Gemäß Gl.(2.18) bedeutet dies, daß der Vertikalgradient des Wasserdampfdruckes oberhalb des Kondensationsniveaus abnehmen muß. Messungen und Simulationsrechnungen (*Nicholls et al. 1982*) zeigen darüberhinaus, daß die Wolken auch einen Einfluß auf den Wasserdampfdruck unmittelbar unterhalb der Wolkenbasis haben, und zwar nimmt der Druck dort mit zunehmender Wolkenaktivität zu. Umgekehrt bedeutet die Auflösung von Wolken in der Grenzschicht eine Abnahme des Flüssigwassergehaltes, womit gemäß Gl.(2.18) eine Zunahme des Vertikalgradienten des Wasserdampfdruckes verbunden ist.

2.4 Anforderungen an ein Wasserdampffluß-Meßsystem für die konvektive Grenzschicht

Im folgenden soll betrachtet werden, welche Meßmethoden für die Bestimmung des Wasserdampfflusses in der konvektiven Grenzschicht in Frage kommen und welche meßtechnischen Besonderheiten dabei zu erwarten sind.

Die am häufigsten angewandte Methode zur Bestimmung des Wasserdampfflusses ist die direkte Messung mittels der Eddy-Correlation-Methode. Dabei werden Wasserdampf und Vertikalwind simultan und zeitlich hochaufgelöst gemessen. Durch geeignete Hochpaßfilterung der Daten erhält man Wasserdampf- und Vertikalwindfluktuationen, die dann miteinander multipliziert und zeitlich gemittelt werden, um den turbulenten Wasserdampffluß $\overline{w'\rho'_w}$ zu erhalten. Die Eddy-Correlation-Methode stellt hohe Anforderungen an die Meßgeräte, da zum Teil sehr kleine Fluktuationen mit hoher zeitlicher Auflösung gemessen werden müssen.

Wie in Kapitel 2.2 bereits dargelegt, wird der wesentliche Teil des turbulenten Wasserdampftransportes in der konvektiven Grenzschicht durch die großen Wirbel am langwelligen Ende des Spektrums bewerkstelligt, im Bereich des Maximums der spektralen Dichte. Nach *Kaimal et al.* (1976) läßt sich die Lage der Maxima für Vertikalwindspektren in einer konvektiven Grenzschicht durch die empirische Beziehung

$$\lambda_{\max} = 1.5 z_i \left(1 - e^{-5z/z_i} \right) \quad \text{für } 0.1 z_i < z < 0.9 z_i \quad (2.22)$$

beschreiben, wobei z_i die Höhe der Grenzschicht und z die Höhe über Grund ist. In der Mitte der Grenzschicht ($z = 0.5 z_i$) kann man also erwarten, daß das spektrale Maximum bei einer Wellenlänge $\lambda_{\max} \approx 1.4 z_i$ liegt. Dies wird auch durch Messungen von *Young* (1987) bestätigt, wonach in Höhen zwischen $0.2 z_i$ und $0.8 z_i$ die Maxima der spektralen Dichte in den Vertikalwindspektren bei Wellenlängen von etwa $1.5 z_i$ liegen. Die Höhe einer sommerlichen, konvektiven Grenzschicht über Land beträgt typischerweise 1 bis 2 km (*Boers et al.* 1984). Die für den turbulenten Wasserdampftransport entscheidenden Wirbel haben somit eine Größe von ca. 1.5 bis 3.0 km. Dies bedeutet, daß die Anforderungen an die Zeitauflösung des Meßsystems nicht so hoch sind wie z.B. bei Messungen des Bodenwasserdampfflusses, wo die für den Fluß relevanten Wirbel deutlich kleiner sind. Die zeitlichen Perioden, mit denen die großen Wirbel in einer konvektiven Grenzschicht am Meßsystem registriert werden, hängen von der Geschwindigkeit ab, mit der der Sensor an den

Wirbeln vorbeigeführt wird. Bei Flugzeugmessungen ist dies die Fluggeschwindigkeit, bei einem bodengebundenen Wasserdampfflußsystem werden die Wirbel vom Wind am Sensor vorbeitransportiert. Bei einem Horizontalwind von 5 - 10 m/s, wie er typischerweise in einer konvektiven Grenzschicht herrscht, werden die für den Wasserdampffluß dominanten Wirbel von einem bodengebundenen Meßsystem im Mittel in Zeitabständen von 2.5 bis 10 min detektiert. Dabei wird angenommen, daß die Wirbel während des Transports durch den Wind ihre Struktur nicht ändern und daher quasi wie eingefroren am Meßsystem vorbeitransportiert werden. Diese Hypothese, die auf Taylor (1938) zurückgeht, ist genaugenommen nur erfüllt, wenn der Sensor mit einer deutlich größeren Geschwindigkeit als den wirbeltypischen Geschwindigkeitsfluktuationen an den Wirbeln vorbeigeführt wird. Bei Schwachwindlagen können die Geschwindigkeitsfluktuationen der Wirbel und die Horizontalwindgeschwindigkeit in der gleichen Größenordnung liegen. Taylors Hypothese ist dann nicht erfüllt, und damit ist die Zuordnung von Wirbelgrößen und zeitlichen Fluktuationen am Meßsystem nicht mehr eindeutig möglich. Um zu einer Abschätzung der Zeitskalen der für den Wasserdampffluß relevanten Wirbel zu kommen, läßt sich Taylors Hypothese jedoch benutzen.

Eine weitere Konsequenz, die sich aus der Größe der Wirbel in der konvektiven Grenzschicht ergibt, ist, daß eine im Vergleich zu Messungen des Bodenwasserdampfflusses deutlich längere Mittelungszeit nötig ist, um aussagekräftige Meßwerte des Wasserdampfflusses zu erhalten. Die Intensität der großen, für den Wasserdampffluß verantwortlichen Wirbel sowie ihre zeitliche und räumliche Verteilung sind äußerst variabel. Um zu einer repräsentativen Messung des Wasserdampfflusses zu kommen, muß man daher eine relativ große Anzahl dieser Wirbel erfassen, was aber wegen ihrer beträchtlichen Größe bedeutet, daß man über lange Zeiträume mitteln muß. Ausgehend von den Überlegungen von Lumley und Panofsky (1964) ergibt sich für den Samplingfehler $\sigma_s(\overline{w'\rho'_w})$ eines gemessenen Wasserdampfflußwertes bezüglich des Ensemblemittelwertes

$$\sigma_s(\overline{w'\rho'_w}) = \left\{ \frac{2(1 + 1/\kappa^2) l_{wp}}{L_m} \overline{w'\rho'_w}^2 \right\}^{1/2} = \left\{ \frac{2(1 + 1/\kappa^2) l_{wp}}{\bar{u} T_m} \overline{w'\rho'_w}^2 \right\}^{1/2}, \quad (2.23)$$

wobei L_m die Mittelungslänge, l_{wp} der Integral Scale für die Kovarianz zwischen Vertikalwind und Wasserdampfgehalt und $\kappa = \overline{w'\rho'_w} / (\overline{w'^2} \overline{\rho_w'^2})^{1/2}$ der entsprechende Korrelationskoeffizient ist. Auf der rechten Seite von Gl.(2.23) wurde unter Annahme der Gültigkeit von Taylors Hypothese die Mittelungslänge durch das Produkt aus Mittelungszeit T_m und mittlerer Windgeschwindigkeit \bar{u} , mit der die

Wirbel an einem bodengebundenen Meßsystem vorbeitransportiert werden, ersetzt. Gemäß *Lenschow und Stankov* (1986) gilt in einer konvektiven Grenzschicht für den Integral Scale l_{wp} im Höhenbereich $0.01 z_i \leq z \leq z_i$ die Ähnlichkeitsbeziehung

$$l_{wp} = 0.16 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{1/3} z_i . \quad (2.24)$$

Der Integral Scale der Vertikalwind-Wasserdampf-Kovarianz nimmt also mit der Höhe zu, über die gesamte Grenzschicht etwa um einen Faktor 5. Der Korrelationskoeffizient α ist ebenfalls in der mittleren und oberen Grenzschicht geringer als in Bodennähe (*Wyngaard* 1983). Wie anhand von Gl. (2.23) ersichtlich, bedeutet dies, daß bei gleicher Mittelungslänge bzw. -zeit der Samplingfehler von Meßwerten des Wasserdampfstromes in der mittleren bzw. oberen Grenzschicht größer ist als derjenige von bodennah gemessenen Wasserdampfströmen. Um eine Meßgenauigkeit von 10% zu erreichen, muß gemäß *Lenschow und Stankov* (1986) die Mittelungslänge

$$L_m = 430 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{2/3} z_i \quad (2.25)$$

betragen. Für $z = 0.5 z_i$ und bei einem typischen Wert der Grenzschichthöhe von $z_i = 1.5 \text{ km}$ ergibt dies eine Mittelungslänge von ca. 400 km bzw. für ein bodengebundenes System bei einem mittleren Wind von $u = 10 \text{ m/s}$ eine Mittelungszeit von etwa 11 h. Da für solch große Mittelungslängen bzw. -zeiten keine stationären Bedingungen herrschen, läßt sich diese Genauigkeit nur dadurch erreichen, daß man Meßabschnitte, die an verschiedenen Tagen unter gleichen meteorologischen Bedingungen aufgenommen wurden, zusammenmittelt. Bei kürzeren Mittelungszeiten muß man sich mit einer deutlich schlechteren Genauigkeit als 10% zufriedengeben.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß zur Bestimmung des Wasserdampfstromes in der konvektiven Grenzschicht mittels der Eddy-Correlation-Methode weniger hohe Anforderungen an das Zeitaufklärungsvermögen des Meßsystems zu stellen sind, als dies z. B. bei Messungen des Bodenwasserdampfstromes der Fall ist. Repräsentative Werte für den mittleren Wasserdampfstrom lassen sich allerdings nur durch Mittelung über große horizontale Bereiche der Grenzschicht gewinnen.

Als Alternative zu einer direkten Messung mittels der Eddy-Correlation-Methode gibt es auch die Möglichkeit, den Wasserdampfstrom in der Grenzschicht mittels indirekter Methoden zu bestimmen. Indirekt bedeutet, daß man einen bekannten Zusammenhang zwischen dem Wasserdampfstrom und anderen meteorolo-

gischen Größen ausnutzt, deren Messung weniger aufwendig ist als die direkte Messung von w' und ρ'_w , und die bei vergleichsweise geringen Mittelungszeiten repräsentativ gemessen werden können. Dies bedeutet, daß prinzipiell mit relativ einfachen Meßmethoden repräsentative Werte des Wasserdampfflusses gewonnen werden können. Mögliche Ansatzpunkte zur Bestimmung des Wasserdampfflusses in der Grenzschicht mit indirekten Methoden sind Ähnlichkeitsbeziehungen (Caughey 1982) oder die aus der Kontinuitätsgleichung des Wasserdampfgehaltes abgeleitete Beziehung (2.18). Der Nachteil der indirekten Methoden ist, daß die abgeleiteten Flußwerte nur so genau sein können wie die zugrundeliegende Beziehung zwischen dem Wasserdampffluß und den Meßgrößen. Die Genauigkeit von Ähnlichkeitsbeziehungen ist im allgemeinen nicht besser als ca. 20% (Wyngaard 1991). Gl.(2.18) wurde unter Annahme vernachlässigbarer Horizontalflüsse abgeleitet, und ihre Anwendung erfordert oftmals die Abschätzung der Advektionsterme, da diese sich nur schwer messen lassen. Dennoch sind indirekte Methoden eine Alternative zu Eddy-Correlation-Messungen, insbesondere wenn es um eine Abschätzung des mittleren Wasserdampfflusses geht.

3 Meßsysteme

Mit dem Wasserdampf-DIAL des Max-Planck-Instituts für Meteorologie und dem RADAR-RASS-System des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg lassen sich der Wasserdampfgehalt bzw. der Vertikalwind in der Grenzschicht zeitlich und räumlich hochaufgelöst bestimmen. Ein Einsatz dieser beiden Meßsysteme zur Ermittlung des Wasserdampfflusses in der Grenzschicht unter Benutzung der Eddy-Correlation-Methode erscheint daher erfolgversprechend. Im folgenden werden die Meßprinzipien erläutert, die dem Wasserdampf-DIAL und dem RADAR-RASS-System zugrundeliegen. Außerdem werden der Aufbau beider Geräte sowie systembedingte Besonderheiten bei der Auswertung beschrieben.

3.1 Das Wasserdampf-DIAL

3.1.1 Meßprinzip

Das DIAL-Verfahren ist ein aktives, optisches Fernerkundungsverfahren, mit dem Gaskonzentrationen in der Atmosphäre zeitlich und räumlich hochaufgelöst gemessen werden können. Das Meßprinzip beruht auf der Tatsache, daß Licht unterschiedlicher Wellenlänge von dem zu untersuchenden Gas verschieden stark absorbiert wird. Als Lichtquelle wird ein durchstimmbarer Laser benutzt. Die Abkürzung DIAL steht für Differential Absorption LIDAR, wobei LIDAR das Kürzel für Light Detection and Ranging ist. In Abb. 3.1 ist das DIAL-Prinzip schematisch für eine monostatische Meßanordnung dargestellt, d.h. Sender und Empfänger befinden sich am selben Ort. Der Sender, bestehend aus einem Lasersystem, emittiert in kurzem zeitlichen Abstand zwei Lichtpulse unterschiedlicher Wellenlänge λ in die Atmosphäre. Die Wellenlänge λ_{on} des Online-Pulses ist dabei auf das Maximum einer Absorptionslinie des zu untersuchenden Gases abgestimmt, während die Wellenlänge λ_{off} des Offline-Pulses auf einen Bereich geringer Absorption eingestellt wird, wie in der eingeschobenen Skizze in Abb. 3.1 dargestellt. Auf dem Weg durch die Atmosphäre werden On- und Offline-Pulse durch Streuung an Luftmolekülen und Aerosolteilchen abgeschwächt, der Online-Puls wird darüberhinaus noch durch Absorption durch das zu untersuchende Gas geschwächt. Ein Teil des Laserlichts wird von den

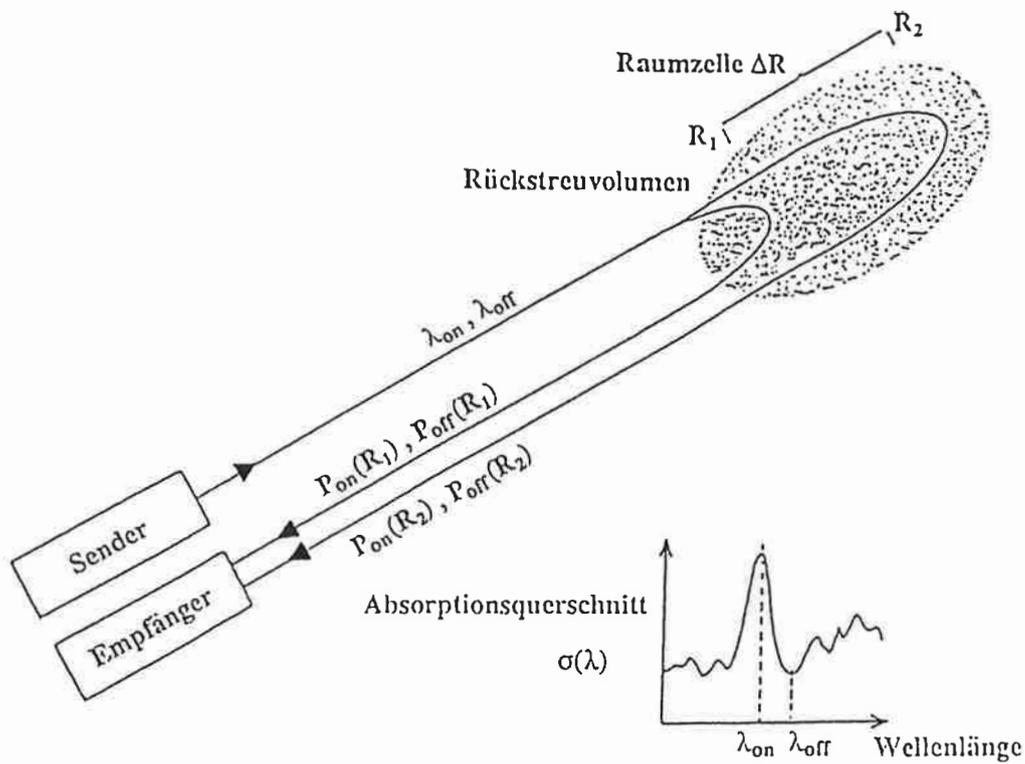


Abb. 3.1: Das DIAL-Prinzip nach Collis und Russell (1976). Das eingeschobene Bild zeigt den Absorptionsquerschnitt σ schematisch als Funktion der Wellenlänge λ .

Luftmolekülen und Aerosolteilchen elastisch zurückgestreut und vom Empfänger detektiert. Der Anteil des Laserlichts, der nach Mehrfachstreuung in den Empfänger gelangt, ist demgegenüber vernachlässigbar gering. Über die Laufzeit läßt sich daher für jedes empfangene Signal eindeutig die Entfernung des Rückstreuervolumens bestimmen. Die maximal erreichbare räumliche Auflösung wird durch die Länge des emittierten Laserpulses festgelegt. Liegen die Wellenlängen von On- und Offline-Puls dicht beieinander und werden beide Pulse in einem hinreichend kurzen Zeitraum emittiert, so sind die Streuquerschnitte für On- und Offline-Puls gleich, und die Unterschiede in der Signalintensität der empfangenen On- und Offline-Pulse sind nur auf die unterschiedliche Absorption durch das zu untersuchende Gas zurückzuführen. Kennt man die spektrale Verteilung des Laserlichts sowohl für den Hinweg als auch für den Rückweg zum Empfänger und ist der Absorptionsquerschnitt des zu untersuchenden Gases entlang des Meßweges bekannt, so läßt sich aus den Intensitäten der in den Entfernungen R_1 und R_2 rückgestreuten On- und Offline-Signale, P_{on} und P_{off} , die Gaskonzentration im Meßvolumen zwischen R_1 und R_2 bestimmen.

3.1.2 DIAL-Gleichung

Die Ausbreitung der vom Wasserdampf-DIAL emittierten On- und Offline-Lichtpulse auf dem Weg zum Rückstreuolumen und zurück zum Empfänger wird durch die LIDAR-Gleichung beschrieben. Bei Vernachlässigung von Mehrfachstreuung gilt für die Intensität P_i des in der Entfernung R rückgestreuten Signals

$$P_i(R) = P_{o_i} \zeta \frac{F}{R^2} \Delta R \left(\beta_{m_i}(R) + \beta_{a_i}(R) \right) \tau_i^2(R) A_i(R) B_i(R) , \quad (3.1)$$

$$\text{mit} \quad \beta_{m_i}(R) = \beta_m(\lambda_i, R), \quad \beta_{a_i}(R) = \beta_a(\lambda_i, R), \quad i=1,2 .$$

Der Index $i=1$ steht dabei für den Online- und $i=2$ für den Offline-Puls. P_{o_i} ist die Intensität des emittierten Laserpulses, ζ die Systemeffizienz und F die Empfängerfläche. ΔR bezeichnet die Ausdehnung des Rückstreuolumens, β_{m_i} ist der Rückstreckoeffizient für elastische Rückstreuung an Luftmolekülen (Rayleighstreuung) und β_{a_i} der Rückstreckoeffizient für elastische Aerosolstreuung. Dabei wird vereinfachend angenommen, daß die Rückstreckoeffizienten innerhalb des Rückstreuolumens konstant sind. τ_i ist die Transmission des Laserpulses bezüglich der Streuprozesse in der Atmosphäre, die sich schreiben läßt als

$$\tau_i(R) = e^{-\int_{R_0}^R \gamma_i(r) dr} , \quad \gamma_i(r) = \gamma(\lambda_i, r) , \quad (3.2)$$

wobei $\gamma_i(r)$ der atmosphärische Extinktionskoeffizient ohne Berücksichtigung der Wasserdampfabsorption ist. R_0 bezeichnet den Lidarstandort. Die Terme $A_i(R)$ und $B_i(R)$ in Gleichung (3.1) berücksichtigen die Absorption der Laserpulse durch den atmosphärischen Wasserdampf und lassen sich schreiben als

$$A_i(R) = \int_0^\infty h_i(\lambda, R_0) e^{-\int_{R_0}^R \alpha(\lambda, r) dr} d\lambda , \quad (3.3)$$

$$B_i(R) = \int_0^\infty g_i(\lambda, R) e^{-\int_{R_0}^R \alpha(\lambda, r) dr} d\lambda . \quad (3.4)$$

$A_i(R)$ bezeichnet die Transmission des Laserlichts bezüglich Wasserdampf für den Hinweg vom Sender zum Rückstreuolumen und $B_i(R)$ die Wasserdampftransmission für den Rückweg zum Empfänger. $\alpha(\lambda, r)$ ist der Wasserdampfabsorptionskoeffizient, $h_i(\lambda, R_0)$ das emittierte Laserprofil und $g_i(\lambda, R)$ das Laserprofil nach Rückstreuung in der Entfernung R . Rayleighstreuung führt zu einer merklichen Doppler-Verbreiterung des schmalen Laserlinienprofils, während Aerosolstreuung das Laserlinienprofil

wegen der im Vergleich zu den Luftmolekülen geringen Geschwindigkeit der Aerosolteilchen praktisch unverändert läßt. $g_i(\lambda, R)$ setzt sich daher wie folgt zusammen:

$$g_i(\lambda, R) = \frac{\beta_{a_i}(R)}{\beta_{a_i}(R) + \beta_{m_i}(R)} h_i(\lambda, R) + \frac{\beta_{m_i}(R)}{\beta_{a_i}(R) + \beta_{m_i}(R)} \int_0^{\infty} h_i(\lambda', R) b(\lambda - \lambda', R) d\lambda' . \quad (3.5)$$

Dabei ist $b(\lambda - \lambda', R)$ das Profil der Rayleighrückstreuung für Licht der Wellenlänge λ' .

Sind die Rückstreckkoeffizienten und der Extinktionskoeffizient für On- und Offline-Laserpuls gleich, also

$$\beta_{m_1}(R) = \beta_{m_2}(R) , \quad (3.6)$$

$$\beta_{a_1}(R) = \beta_{a_2}(R) , \quad (3.7)$$

$$\tau_1(R) = \tau_2(R) , \quad (3.8)$$

so ergibt sich für das Verhältnis der Quotienten von Offline- zu Onlinesignal aus zwei Entfernungen R_1 und R_2

$$\frac{P_2(R_2) P_1(R_1)}{P_1(R_2) P_2(R_1)} = \frac{A_2(R_2) B_2(R_2) A_1(R_1) B_1(R_1)}{A_1(R_2) B_1(R_2) A_2(R_1) B_2(R_1)} . \quad (3.9)$$

Das Verhältnis der Signalquotienten hängt dann nur noch von den Wasserdampftransmissionstermen A und B ab. Damit die Bedingungen (3.6) bis (3.8) in guter Näherung erfüllt sind, müssen β_m , β_a und γ im Wellenlängenbereich zwischen Online- und Offlinewellenlänge praktisch konstant sein. Da die Absorptionslinien des Wasserdampfs im Infraroten schmal sind (typischerweise ca. 10 pm Halbwertsbreite bei Standarddruck und -temperatur), kann der Abstand zwischen On- und Offline-Wellenlänge so klein gewählt werden, daß die Wellenlängenabhängigkeit der Rückstreckkoeffizienten und des Extinktionskoeffizienten vernachlässigbar ist. Außerdem muß die Zeit zwischen der Emission des On- und Offline-Pulses so kurz sein, daß das Aerosol im Meßvolumen noch nicht ausgetauscht wurde. Nach einer Abschätzung von *Schotland* (1974) müssen On- und Offlinepuls innerhalb von maximal 1 ms emittiert werden, um dies auch unter ungünstigen meteorologischen Bedingungen (hohe Windgeschwindigkeit, hohe räumliche und zeitliche Variabilität des Aerosolgehalts) zu gewährleisten.

Sind die Voraussetzungen (3.6) bis (3.8) erfüllt, so läßt sich aus Gl.(3.9) die DIAL-Gleichung für den Wasserdampfgehalt ableiten. Nimmt man an, daß das emittierte Laserlicht monochromatisch ist, und vernachlässigt man die Laserlinienverbreiterung durch Rayleighrückstreuung, wie es *Schotland* (1974) in seiner Ableitung

der DIAL-Gleichung getan hat, so ist der Logarithmus des Verhältnisses der Signalquotienten $\ln\{P_2(R_2)P_1(R_1)/P_1(R_2)P_2(R_1)\}$ gleich der doppelten optischen Wasserdampfdicke im Meßvolumen zwischen R_1 und R_2 . Daraus läßt sich bei Kenntnis des Absorptionsquerschnitts der benutzten Wasserdampflinie die Wasserdampfdichte im Meßvolumen bestimmen. Bei Berücksichtigung des Laserlinienprofils und der Verbreiterung der Laserlinie durch Rayleighrückstreuung ergibt sich eine modifizierte DIAL-Gleichung, deren Ableitung in *Ansmann und Bösenberg (1987)* zu finden ist. Darauf aufbauend soll im folgenden eine erweiterte DIAL-Gleichung abgeleitet werden, in der zusätzlich der Effekt der verstärkten Spontanemission von Lasern berücksichtigt ist.

Verstärkte Spontanemission, die in der Fachliteratur mit dem Begriff ASE (Amplified Spontaneous Emission) bezeichnet wird, ist eine unerwünschte Erscheinung bei der Erzeugung von Laserlicht und äußert sich in breitbandigem Licht, das zusammen mit dem schmalbandigen, durch induzierte Emission hervorgerufenen, eigentlichen Laserlicht auftritt. In Abb.3.2 ist das Spektrum eines schmalbandigen Lasers, der gleichzeitig durch ASE hervorgerufenenes, breitbandiges Licht emittiert, dargestellt. Die schmale Laserlinie ist auf das Maximum einer Wasserdampfabsorp-

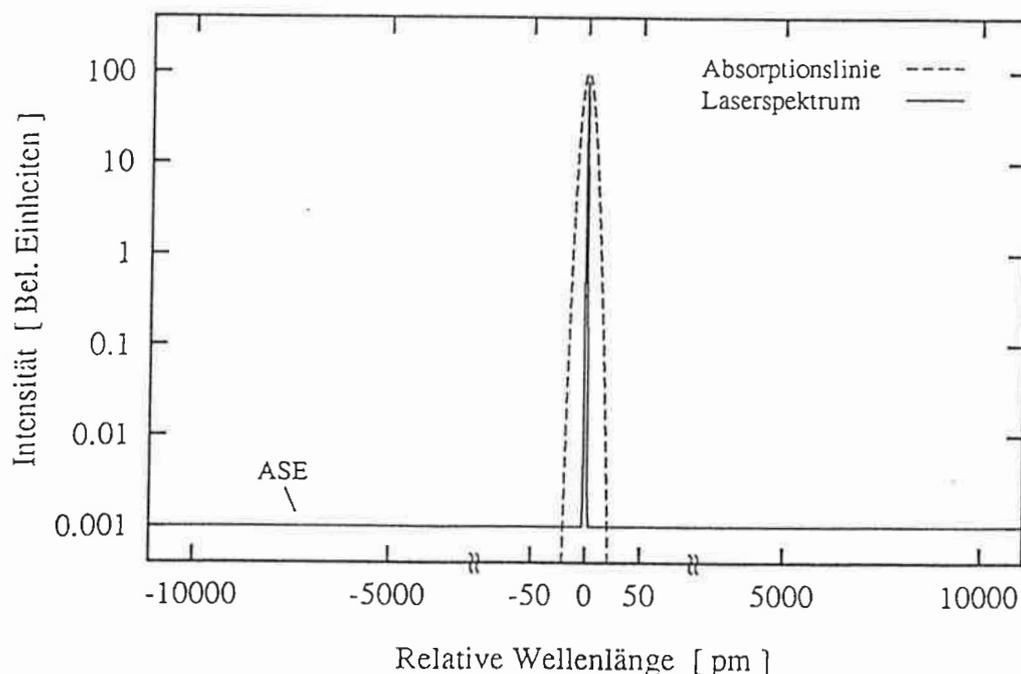


Abb.3.2: Spektrum eines schmalbandigen Lasers, der gleichzeitig breitbandiges Licht (ASE) emittiert, dargestellt in Abhängigkeit von der Wellenlänge relativ zum Intensitätsmaximum der schmalen Laserlinie. Die Laserlinie ist auf das Maximum einer Wasserdampfabsorptionslinie abgestimmt.

tionslinie abgestimmt. Der breitbandige Anteil des Laserlichts erstreckt sich über einen Wellenlängenbereich, der mehrere Zehnerpotenzen größer als die Breite der Laserlinie ist. Da im allgemeinen die Intensität des breitbandigen Laserlichts nur wenige Prozent der Gesamtintensität beträgt, ist seine spektrale Dichte dementsprechend gering. Im Gegensatz zur schmalen Laserlinie liegt das aufgrund von ASE emittierte breitbandige Licht praktisch gänzlich außerhalb der Absorptionslinie, so daß es beim Durchgang durch die Atmosphäre vom Wasserdampf nicht absorbiert wird. Dies führt dazu, daß ein stärkeres Online-Signal gemessen wird, als es dem tatsächlichen Wasserdampfgehalt entspricht, mit der Folge, daß der aus dem Verhältnis der Signalquotienten abgeleitete Wasserdampfgehalt zu gering ausfällt. Selbst geringe ASE-Anteile von wenigen Prozent können zu einer drastischen Unterschätzung des Wasserdampfgehalts führen, insbesondere wenn die optische Wasserdampfdicke zwischen Lidarstandort und Meßzelle groß ist (Bösenberg 1991).

Um den ASE-Anteil in der DIAL-Gleichung zu berücksichtigen, spaltet man On- und Offline-LIDAR-Signal in einen schmalbandigen und einen breitbandigen Anteil auf, also

$$P_{oi} = P_{oi} (\pi_{si} + \pi_{bi}), \quad \pi_{si} + \pi_{bi} = 1, \quad i = 1, 2, \quad (3.10)$$

wobei π_{si} den relativen schmalbandigen und π_{bi} den relativen breitbandigen Anteil bezeichnet. Für den Quotienten aus Off- und Onlinesignal erhält man dann

$$\frac{P_2(R)}{P_1(R)} = \frac{P_{o2}}{P_{o1}} \frac{\pi_{s2} \beta_{s2} \tau_{s2}^2(R) A_{s2}(R) B_{s2}(R) + \pi_{b2} \beta_{b2} \tau_{b2}^2(R) A_{b2}(R) B_{b2}(R)}{\pi_{s1} \beta_{s1} \tau_{s1}^2(R) A_{s1}(R) B_{s1}(R) + \pi_{b1} \beta_{b1} \tau_{b1}^2(R) A_{b1}(R) B_{b1}(R)}, \quad (3.11)$$

mit $\beta = \beta_m + \beta_a$.

Da der breitbandige, durch ASE erzeugte Anteil des Laserlichts praktisch nicht vom Wasserdampf absorbiert wird, gilt für die entsprechenden Wasserdampftransmissionen

$$A_{b1} = A_{b2} = B_{b1} = B_{b2} = 1. \quad (3.12)$$

Ohne einen großen Fehler zu machen, kann man annehmen, daß die spektrale Verteilung $h_b(\lambda)$ des breitbandigen Anteils des Laserlichts für On- und Offline-Puls gleich ist, d. h.:

$$\beta_{b1}(R) = \beta_{b2}(R) = \beta_b(R) = \int_0^\infty h_b(\lambda, R_0) \beta(\lambda, R) d\lambda, \quad (3.13)$$

$$\tau_{b1}(R) = \tau_{b2}(R) = \tau_b(R) = \int_0^\infty h_b(\lambda, R_0) e^{-\int_{R_0}^R \gamma(\lambda, r) dr} d\lambda. \quad (3.14)$$

Bei zusätzlicher Berücksichtigung der DIAL-Approximation

$$\beta_{s_1}(R) = \beta_{s_2}(R) = \beta_s(R) , \quad (3.15)$$

$$\tau_{s_1}(R) = \tau_{s_2}(R) = \tau_s(R) \quad (3.16)$$

vereinfacht sich (3.11) zu

$$\begin{aligned} \frac{P_2(R)}{P_1(R)} &= \frac{P_{o_2}}{P_{o_1}} \frac{\pi_{s_2} \beta_s(R) \tau_s^2(R) A_{s_2}(R) B_{s_2}(R) + \pi_{b_2} \beta_b(R) \tau_b^2(R)}{\pi_{s_1} \beta_s(R) \tau_s^2(R) A_{s_1}(R) B_{s_1}(R) + \pi_{b_1} \beta_b(R) \tau_b^2(R)} \\ &= \frac{P_{o_2}}{P_{o_1}} \frac{\pi_{s_2} A_2(R) B_2(R) + \chi P_{b_2}}{\pi_{s_1} A_1(R) B_1(R) + \chi P_{b_1}} \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\text{mit } \chi = \frac{\beta_b(R) \tau_b^2(R)}{\beta_s(R) \tau_s^2(R)}$$

Der Index s ist der Einfachheit halber bei den Wasserdampftransmissionstermen weggelassen worden. Unter Zuhilfenahme von Gl.(3.2) und Gln.(3.13) und (3.14) läßt sich χ bestimmen. Der Rückstreuoeffizient β_m für Rayleighstreuung ändert sich $\sim \lambda^{-4}$, der Aerosolrückstreuoeffizient β_a variiert $\sim \lambda^0$ bis λ^{-1} , je nach Aerosoltyp. Die spektrale Verteilung $h_b(\lambda)$ des breitbandigen Laserlichts wird als konstant angenommen. Zur Bestimmung von $\beta_b(R)$ und $\tau_b(R)$ muß nicht über den gesamten Wellenlängenbereich integriert werden, über den sich das breitbandige Laserlicht erstreckt, da die Empfangssignale vor der Detektierung üblicherweise ein schmalbandiges Filter passieren (siehe Kap.3.1.3). Dieses Filter wird so gewählt, daß die Wellenlänge der Laserlinie etwa in der Mitte der Transmissionskurve des Filters liegt. Das empfangene, breitbandige Laserlicht ist also annähernd symmetrisch um die schmale Laserlinie verteilt. Für eine typische Filterbreite von 10 nm erhält man für χ Werte zwischen 1.00016 und 1.00022, abhängig vom Aerosoltyp. Die Abweichung von 1 ist vernachlässigbar gering; es wird daher im folgenden mit $\chi = 1$ weitergerechnet.

Ausgehend von Gl.(3.17) erhält man für das Verhältnis der Signalquotienten aus zwei Entfernungen R_1 und R_2

$$\frac{P_2(R_2) P_1(R_1)}{P_1(R_2) P_2(R_1)} = \frac{\{\pi_{s_1} A_1(R_1) B_1(R_1) + \pi_{b_1}\} \{\pi_{s_2} A_2(R_2) B_2(R_2) + \pi_{b_2}\}}{\{\pi_{s_1} A_1(R_2) B_1(R_2) + \pi_{b_1}\} \{\pi_{s_2} A_2(R_1) B_2(R_1) + \pi_{b_2}\}} \quad (3.18)$$

Nach *Ansmann und Bösenberg* (1987) lassen sich die Wasserdampftransmissionen in

der Entfernung R_2 wie folgt schreiben

$$A_i(R) = A_i(R_1) \Delta A_i(R_1, R_2) \quad (3.19)$$

$$B_i(R) = B_i(R_1) \Delta B_i(R_1, R_2) D_i(R_1) , \quad (3.20)$$

$$\text{wobei } D_i(R_1) = \frac{\int_0^\infty g_i(\lambda, R_2) e^{-\int_{R_0}^{R_1} \alpha(\lambda, r) dr} d\lambda}{\int_0^\infty g_i(\lambda, R_1) e^{-\int_{R_0}^{R_1} \alpha(\lambda, r) dr} d\lambda} , \quad i = 1, 2. \quad (3.21)$$

Der Korrekturterm $D_i(R_1)$ berücksichtigt die unterschiedliche Transmission der in R_1 und R_2 rückgestreuten Lichtpulse auf dem Weg zum Empfänger. Einsetzen von (3.19) bis (3.21) in (3.18) liefert

$$\frac{P_2(R_2) P_1(R_1)}{P_1(R_2) P_2(R_1)} = \frac{\{\pi_{s_1} A_1(R_1) B_1(R_1) + \pi_{b_1}\} \{\pi_{s_2} A_2(R_1) B_2(R_1) \Delta A_2 \Delta B_2 D_2(R_1) + \pi_{b_2}\}}{\{\pi_{s_1} A_1(R_1) B_1(R_1) \Delta A_1 \Delta B_1 D_1(R_1) + \pi_{b_1}\} \{\pi_{s_2} A_2(R_1) B_2(R_1) + \pi_{b_2}\}} \quad (3.22)$$

Mit den Näherungen $D_2 = \Delta A_2 = \Delta B_2 \approx 1$ erhält man daraus für den Quotienten der differentiellen Wasserdampftransmissionen

$$\frac{\Delta A_2 \Delta B_2}{\Delta A_1 \Delta B_1} = X(R_1, R_2) D_1(R_1) \frac{(1 - \pi_{b_1}) A_1(R_1) B_1(R_1)}{(1 - \pi_{b_1}) A_1(R_1) B_1(R_1) - \pi_{b_1} (X(R_1, R_2) - 1)} , \quad (3.23)$$

$$\text{mit } X(R_1, R_2) = \frac{P_2(R_2) P_1(R_1)}{P_1(R_2) P_2(R_1)} .$$

Der Ableitung von Ansmann und Bösenberg folgend, erhält man unter den Voraussetzungen, daß

- die Breite der Laserlinie klein gegen die Breite der Wasserdampfabsorptionslinie ist,
- die Absorptionslinie so gewählt ist, daß die optische Wasserdampfdicke zwischen Lidarstandort und maximaler Meßhöhe etwa 1 beträgt (*Remsberg und Gordley 1978*) und

- der Wasserdampfabsorptionsquerschnitt σ für den Bereich einer Raumzelle annähernd konstant ist,

für die Anzahldichte der Wasserdampfmoleküle N_w in einer Raumzelle der Ausdehnung ΔR folgende Beziehung:

$$N_w(\bar{R}) = \frac{1}{2\{\sigma_1(\bar{R}) - \sigma_2(\bar{R})\} \Delta R} \left\{ \ln X(R_1, R_2) + \ln D_1(R_1) + \underbrace{\ln \frac{(1 - \pi_{b_1}) A_1(R_1) B_1(R_1)}{(1 - \pi_{b_1}) A_1(R_1) B_1(R_1) - \pi_{b_1} (X(R_1, R_2) - 1)}}_{\text{ASE-Korrekturterm}} \right\}, \quad (3.24)$$

$$\text{mit} \quad \sigma_1(\bar{R}) = 0.5 \int_0^\infty \{h_1(\lambda, R_0) + g_1(\lambda, R_2)\} \sigma(\lambda, \bar{R}) d\lambda, \quad (3.25)$$

$$\sigma_2(\bar{R}) = \sigma(\lambda_2, \bar{R}) \quad \text{und}$$

$$\bar{R} = 0.5 (R_1 + R_2) .$$

Bei der Bestimmung des Offline-Absorptionsquerschnittes $\sigma_2(\bar{R})$ wird das Laserlinienprofil nicht berücksichtigt, da der Absorptionsquerschnitt im Bereich der Offline-Wellenlänge praktisch konstant ist. Gleichung (3.24) unterscheidet sich von der von Ansmann und Bösenberg abgeleiteten DIAL-Gleichung durch den ASE-Korrekturterm. Der Korrekturterm hängt vom Anteil an breitbandigem Laserlicht des Online-Pulses π_{b_1} , der Wasserdampftransmission $A_1(R_1) \cdot B_1(R_1)$ zwischen Lidarstandort und der Unterkante R_1 der Meßzelle, sowie dem Verhältnis $X(R_1, R_2)$ der Signalquotienten ab. Wird mit dem Online-Puls keine breitbandige Strahlung emittiert ($\pi_{b_1} = 0$), so verschwindet der ASE-Korrekturterm und Gleichung (3.24) geht in die von Ansmann und Bösenberg abgeleitete Form der DIAL-Gleichung über. Ein ASE-Anteil $\pi_{b_1} > 0$ bedeutet, daß ein zu kleines Verhältnis der Signalquotienten gemessen wird und daher bei Nichtberücksichtigung der ASE der Wasserdampfgehalt unterschätzt wird. Dies wird durch den ASE-Korrekturterm kompensiert. Befindet sich Wasserdampf im Meßvolumen, so ist das Verhältnis der Signalquotienten $X(R_1, R_2) > 1$. Der Nenner des ASE-Korrekturterms ist daher kleiner als der Zähler, die Korrektur somit positiv.

Zur korrekten Bestimmung der Wasserdampfdichte mit einem DIAL-System benötigt man also neben den On- und Offline-Signalen aus den Entfernungen R_1

und R_2 folgende Informationen:

- den Wasserdampfabsorptionsquerschnitt $\sigma(\lambda, R)$ entlang des Ausbreitungsweges der Laserlichtpulse,
- den Aerosolrückstreukoeffizienten $\beta_a(R)$, der zur Berechnung des Rückstreuprofils $g_1(\lambda, R)$ gebraucht wird (Gl. (3.5)),
- das Laserlinienspektrum $h_1(\lambda, R_0)$ des Online-Lasers und
- den ASE-Anteil π_{b_1} des Online-Lasers.

Der Absorptionsquerschnitt im Linienzentrum, die Linienstärke sowie die Linienbreite bei Standarddruck und -temperatur sind für eine Vielzahl von Wasserdampfabsorptionslinien aus Labormessungen bekannt (*Wilkerson et al.* 1979). Daraus wird unter Zugrundelegung eines Voigt-Profiles für die Absorptionslinienform (*Unsöld* 1968) der Absorptionsquerschnitt $\sigma(\lambda, R)$ berechnet, wobei die Temperaturabhängigkeit der Linienintensität sowie die Druck- und Temperaturabhängigkeit der Linienbreite berücksichtigt werden (*McClatchey et al.* 1973). Die Druck- und Temperaturverteilung entlang des Ausbreitungsweges des Laserlichts wird entweder durch Zusatzmessungen bestimmt oder aus dem Bodendruck und der Bodentemperatur berechnet. Bei der Auswahl einer geeigneten Absorptionslinie wird darauf geachtet, daß die Linienstärke nur schwach von der Temperatur abhängt, um den systematischen Fehler des Wasserdampfgehaltes aufgrund einer ungenauen Bestimmung der Temperatur im Meßvolumen klein zu halten.

Der Aerosolrückstreukoeffizient $\beta_a(R)$ läßt sich mit ausreichender Genauigkeit aus der LIDAR-Gleichung (3.1) für das Offline-Signal ableiten (*Fernald* 1984, *Klett* 1985). Die Wasserdampfabsorption für den Offline-Laserpuls ist vernachlässigbar, und der Rückstreukoeffizient für Molekülstreuung β_m sowie der auf Extinktion durch Luftmoleküle zurückzuführende Anteil γ_m des atmosphärischen Extinktionskoeffizienten γ lassen sich unter Benutzung der Beziehung von *Elterman* (1968) berechnen, wenn Luftdruck und -temperatur bekannt sind. Die Offline-Lidargleichung enthält also neben dem Aerosolrückstreukoeffizienten $\beta_a(R)$ eine weitere Unbekannte, nämlich den Aerosolextinktionskoeffizienten $\gamma_a(R)$. Um $\beta_a(R)$ bestimmen zu können, muß man daher Annahmen über den Zusammenhang von β_a und γ_a machen. Im allgemeinen wird das Verhältnis von γ_a/β_a als höhenkonstant angesetzt. Da die

Systemeffizienz des DIALs meist nicht bekannt ist, muß zur Berechnung von $\beta_a(R)$ zusätzlich ein Startwert des Aerosolrückstreukoeffizienten in einer Entfernung R_s vorgegeben werden. Mit Hilfe eines Iterationsverfahrens, wie es von *Fernald* (1984) beschrieben worden ist, läßt sich ausgehend von diesem Startwert $\beta_a(R)$ bestimmen. Die für die Anwendung dieses Verfahrens notwendigen Annahmen über die Aerosoleigenschaften führen zu Fehlern bei der Ermittlung des Profils des Aerosolrückstreukoeffizienten, deren Auswirkung auf die Genauigkeit der Bestimmung des Wasserdampfgehaltes jedoch gering ist (siehe Kap. 5.3.1).

Das Laserlinienspektrum $h_1(\lambda, R_0)$ und der ASE-Anteil des Online-Lasers π_{b_1} müssen durch Zusatzmessungen bestimmt werden.

3.1.3 Aufbau des Wasserdampf-DIALs

Der Aufbau des Wasserdampf-DIALs ist in Abb. 3.3 in Form eines Blockdiagramms dargestellt. Das DIAL-System besteht aus 2 schmalbandigen, durchstimmbaren Farbstofflasern, die jeweils von einem Excimer-Laser gepumpt werden. Ein Farbstofflaser wird als Online-Laser auf das Zentrum einer passenden Wasserdampfabsorptionslinie im nahen Infrarot (~ 730 nm) abgestimmt, während der andere als Offline-Laser auf ein Absorptionsminimum dicht neben der Absorptionslinie eingestellt ist. Da die Wasserdampfabsorptionslinien im nahen Infrarot sehr schmal sind (typischerweise 10 pm Halbwertsbreite), genügt es, den Offline-Laser um ca. 50 pm gegenüber der Online-Wellenlänge zu verstellen, um sicherzustellen, daß der Offline-Laserpuls vom Wasserdampf praktisch nicht absorbiert wird. Die Wellenlängenabstimmung von Online- und Offline-Laser erfolgt mit Hilfe von photoakustischen Zellen, die mit Wasserdampf unter niedrigem Druck gefüllt sind. Die Absorptionslinien sind unter diesen Bedingungen deutlich schmaler als bei atmosphärischem Wasserdampf, da die Stoßverbreiterung durch die Luftmoleküle entfällt. Dadurch ist es möglich, den Online-Laser sehr genau auf das Maximum der Absorptionslinie einzustellen und auch geringe Verstimmungen der Laserwellenlänge zu detektieren und zu korrigieren. Das Laserlinienspektrum des Online-Lasers wird mit einem hochauflösenden Fizeau-Interferometer aufgezeichnet. Der Anteil breitbandigen Laserlichts aufgrund von ASE läßt sich wegen der geringen spektralen Dichte mit dem derzeitigen Systemaufbau nicht direkt messen. Der ASE-Anteil wird daher üblicherweise durch eine Wasserdampfmessung in der Atmosphäre bestimmt, bei der nacheinander verschieden starke Absorptionslinien benutzt werden.

Die Benutzung von 2 Lasern erlaubt es, On- und Offline-Laserpuls in einem

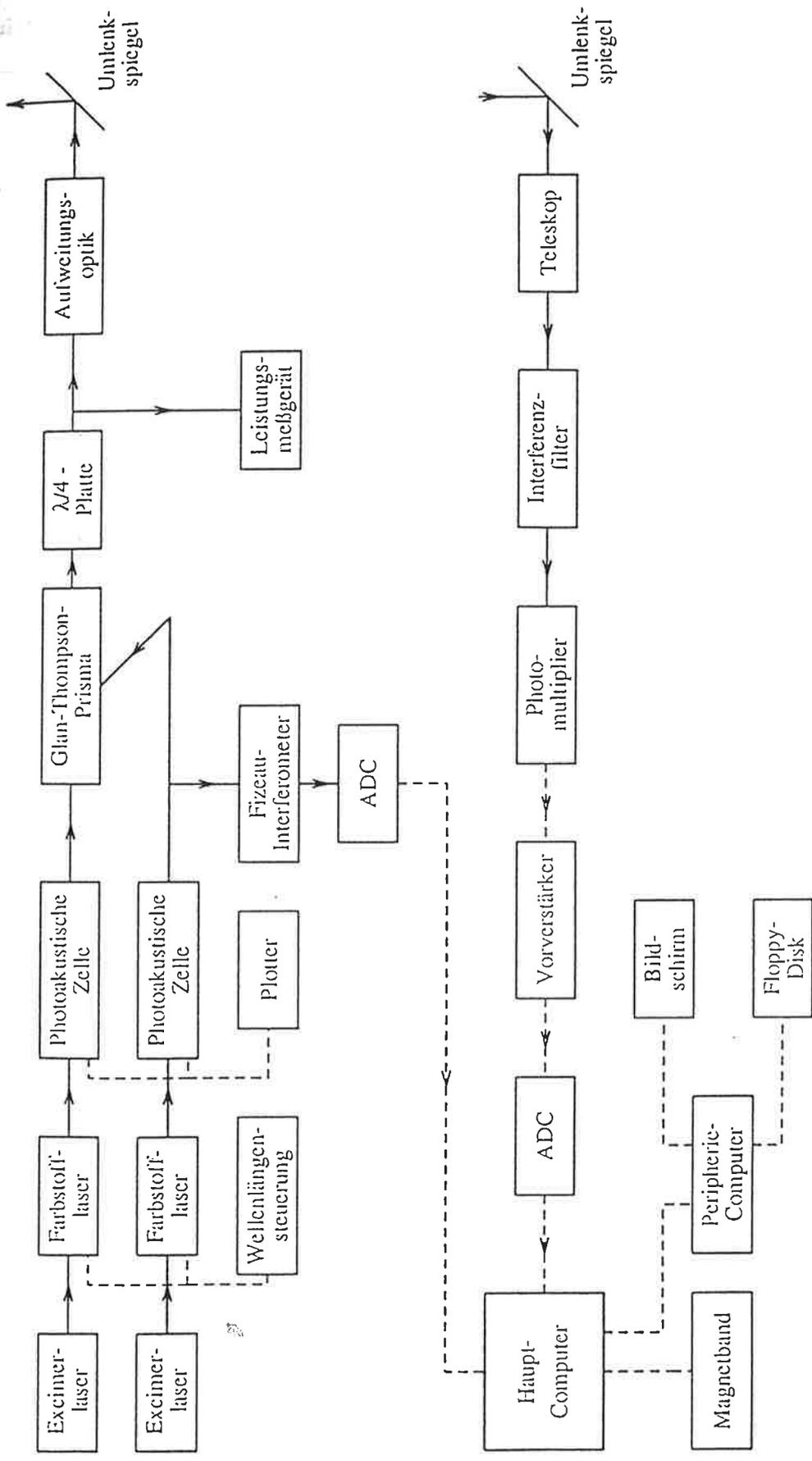


Abb. 3.3: Systemaufbau des DIALs.

zeitlichen Abstand von $200\ \mu\text{s}$ in die Atmosphäre zu schicken. Dieser kurze zeitliche Abstand und der geringe Wellenlängenabstand zwischen On- und Offlinepuls garantieren, daß die DIAL-Approximation (Gln. (3.6) – (3.8)) erfüllt ist und somit die atmosphärischen Bedingungen, abgesehen von der Wasserdampfabsorption, für On- und Offline-Puls praktisch gleich sind. Natürlich muß sichergestellt sein, daß On- und Offline-Laserstrahl dasselbe Meßvolumen beleuchten. Deshalb werden die beiden senkrecht zueinander polarisierten Laserstrahlen mittels eines Glan-Thompson-Prismas zusammengeführt. Die dahinter befindliche $\lambda/4$ -Platte bewirkt eine Zirkularpolarisation des Laserlichts. Dadurch wird sichergestellt, daß die Rückstreuung des Laserlichts in der Atmosphäre nicht durch polarisationsabhängige Streueffekte beeinflusst wird. Anschließend wird der Laserstrahl aufgeweitet und über einen 90° -Umlenkspiegel vertikal in die Atmosphäre emittiert. Die Feinabstimmung der Überlappung beider Laserstrahlen erfolgt durch eine Messung in der Atmosphäre, bei der beide Laser im Offline-Betrieb laufen. Die Ausrichtung der beiden Laserstrahlen zueinander wird solange verändert, bis das Verhältnis der rückgestreuten Signale höhenkonstant ist, was nur dann der Fall ist, wenn beide Laserstrahlen exakt überlappen.

Zum Empfang der rückgestreuten Signale stehen 2 Teleskope (28 cm bzw. 50 cm Durchmesser) zur Verfügung. Durch ein schmalbandiges Interferenzfilter wird störendes Hintergrundlicht unterdrückt. Das gefilterte Signal wird mittels eines Photomultipliers in einen Spannungspuls umgewandelt, der nach Verstärkung von einem 12-Bit-Analog-Digital-Wandler mit einer Wandelrate von 20 MHz digitalisiert wird. Der Hauptcomputer ist für die Steuerung der Datenaufzeichnung verantwortlich. Die Abspeicherung der Meßdaten erfolgt auf Magnetband und Diskette. Um eine möglichst große Mobilität und Robustheit des Meßsystems zu erreichen, ist das DIAL-System in einen 6 m-Standard-Container eingebaut.

Die wichtigsten technischen Daten des DIAL-Systems sind in Tab.3.1 aufgelistet. Weitere technische Details des Wasserdampf-DIALs können der Beschreibung von Bösenberg (1991) entnommen werden.

Das Wasserdampf-DIAL wird typischerweise mit einer Schußrate von 10 Hz betrieben. Um die Signalstatistik zu verbessern und die Datenmenge zu reduzieren, wird noch vor dem Abspeichern eine bestimmte Anzahl von Schüssen, meist 100, zusammengemittelt. Die Wandelrate des ADC von 20 MHz entspricht einer räumlichen Auflösung von 7.5 m. Die Meßdaten werden also typischerweise mit einer zeitlichen Auflösung von 10 s und einer räumlichen Auflösung von 7.5 m aufgezeichnet. Bei der Auswertung müssen die Meßdaten weiter räumlich und zeitlich gemittelt

Sender (2 Excimer gepumpte Farbstofflaser)

Pulsleistung	35 mJ
Pulslänge	20 ns
Laserlinienbreite (FWHM)	1.5 pm
Schußrate	10 Hz (24 Hz getestet)
Strahlabmessungen	2 * 2 mm
Strahldivergenz (vor Strahlaufweitung)	1.5 mrad
Strahlaufweitung	*15 (optional *25 bzw. *35)

Messung des Laserspektrums (Fizeau-Interferometer)

Auflösung der Diodenzeile	0.1 pm
Optische Auflösung	0.8 pm

Empfänger

Schmidt-Cassegrain-Teleskop, Durchmesser	0.28 m
Newton-Teleskop, Durchmesser	0.5 m
Abstand: Sender - Empfänger	0.3 m (3.0 m optional)
Filterbreite	8 nm (0.6 nm optional)

Tab. 3.1: Systemparameter des Wasserdampf-DIALs.

werden, um den statistischen Fehler der Wasserdampfwerte in akzeptablen Grenzen zu halten. Eine Mittelung der Rohdaten ist aber auch aus einem zweiten Grund erforderlich. Wie Bösenberg und Theopold (1988) anhand von Simulationsrechnungen gezeigt haben, kommt es bei der Wasserdampfbestimmung aufgrund des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen Wasserdampfgehalt und DIAL-Signalen (siehe DIAL-Gleichung (3.24)) zu einem systematischen Fehler, dessen Größe vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis der empfangenen Signale und der Mittelungsmethode abhängt. Der systematische Fehler ist dann am kleinsten, wenn zuerst die Signale gemittelt werden und dann die Quotientenbildung und Logarithmierung erfolgen. Auch für diesen günstigsten Fall muß das Signal-zu-Rausch-Verhältnis größer als 30 sein, damit der systematische Fehler unter einem akzeptablen Limit von ca. 1% liegt. Um ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von ≥ 30 zu erreichen, muß je nach Meßsituation unterschiedlich lang gemittelt werden. Typisch für Grenzschichtmessungen sind maximale Auflösungen von etwa 75 m räumlich und 60 s zeitlich (Bösenberg 1991).

Die unterste Meßhöhe des DIALs liegt bei etwa 300 - 400 m, je nach Ausrichtung des Empfangsteleskopes. Darunter läßt die unvollständige Überlappung des Teleskopgesichtsfeldes und des Laserstrahls eine Bestimmung des Wasserdampfgehaltes nicht zu. Die unzureichende Signalstatistik von Signalen aus großen Höhen begrenzt die maximale Meßhöhe des DIALs. Die Höhe, bis zu der eine Bestimmung des Wasserdampfgehaltes möglich ist, hängt daher von den meteorologischen Bedingungen zur Zeit der Messung, von der Einstellung des DIAL-Systems (Pulsleistung, Ausrichtung des Teleskops) und der zeitlichen und räumlichen Auflösung ab, mit der der Wasserdampfgehalt bestimmt werden soll. Bei Grenzschichtmessung läßt sich im allgemeinen die gesamte Grenzschicht oberhalb von etwa 400 m erfassen. Befinden sich allerdings optisch dicke Wasserwolken, z.B. Cumulus-Wolken, über dem DIAL-System, wird die maximale Meßhöhe durch die Wolkenbasis begrenzt, da die Eindringtiefe des Laserlichts in die Wolken nur einige Dekameter beträgt.

3.2 Das RADAR-RASS-System

3.2.1 Meßprinzip

Bei der aktiven Fernerkundung der Atmosphäre mit Radargeräten nutzt man die Rückstreuung elektromagnetischer Strahlung an Brechungsindexinhomogenitäten in der Atmosphäre aus. Brechungsindexinhomogenitäten entstehen auf natürliche Weise in der Atmosphäre durch turbulente Temperatur- und Wasserdampfschwankungen und werden passiv mit dem Wind mitgeführt. Das Frequenzspektrum der Radar-Echosignale ist daher gegenüber dem des Ausgangssignals dopplerverschoben, woraus sich direkt die Windgeschwindigkeit parallel zum Radarstrahl bestimmen läßt. Bei Emission von Radarstrahlung in 3 verschiedene Richtungen kann man auf diese Weise das 3-dimensionale Windfeld in der Atmosphäre vermessen. Brechungsindexinhomogenitäten in der Atmosphäre lassen sich aber auch künstlich durch Emission von Schallwellen erzeugen. Fernerkundungsverfahren, die die Streuung von elektromagnetischen Wellen an Schallwellen ausnutzen, werden mit dem Begriff RASS (Radio Acoustic Sounding System) bezeichnet. In Abb. 3.4 ist das Funktionsprinzip eines RASS-Systems schematisch dargestellt. Parallel zur Radarstrahlung werden von einer Schallquelle, die sich dicht neben der Radarantenne befindet, Schallwellen in die Atmosphäre gesandt. Die elektromagnetischen Wellen werden an den durch die Schallwellen erzeugten Brechungsindexinhomogenitäten

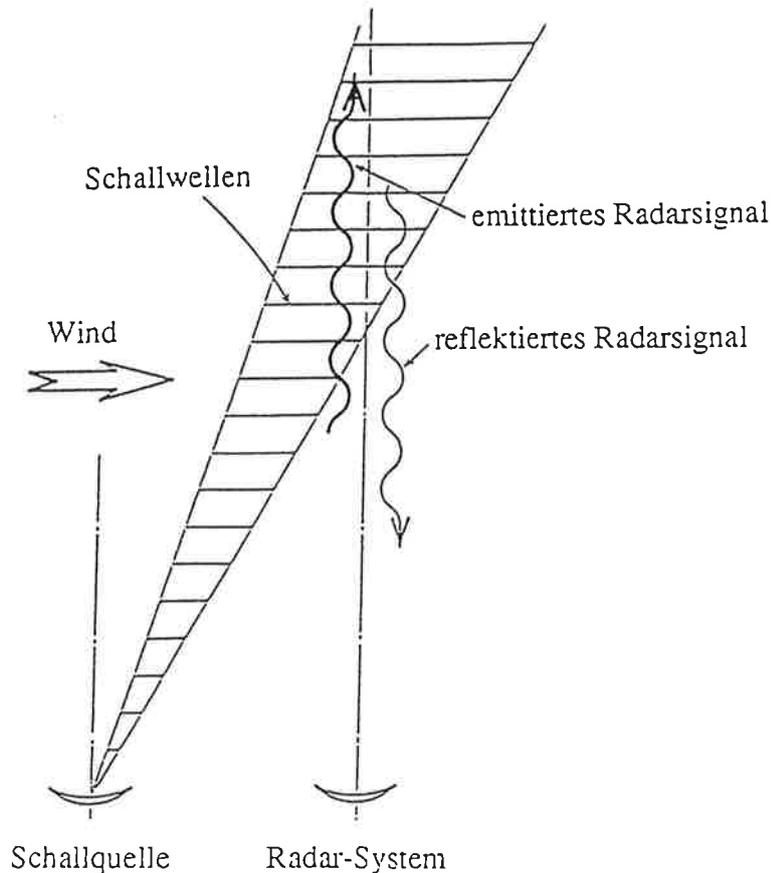


Abb. 3.4: Funktionsprinzip eines RADAR-RASS-Systems.

zurückgestreut und von einer Radarantenne empfangen. Wie in Abb. 3.4 angedeutet, werden die Schallwellen vom Horizontalwind verdriftet. Die Windstärke und die Größe der Schallquelle sowie der Empfangsantenne begrenzen die maximale Höhe, aus der direkt gestreute Radarwellen empfangen werden können. Kon (1983) hat allerdings gezeigt, daß mit einem hochempfindlichen Radar bei ausreichender Turbulenz in der Atmosphäre auch noch oberhalb des geometrisch möglichen Meßbereichs diffuse Echos von den Schallwellen empfangen werden können. Bei sehr großer Empfindlichkeit des Radarsystems wird die Reichweite nicht mehr durch die Verdriftung der Schallwellen sondern durch die Schallabsorption begrenzt. Ähnlich wie bei den an natürlichen Brechungsindexinhomogenitäten rückgestreuten Signalen (Clear-air-Signale) läßt sich im RASS-Betrieb ebenfalls aus der Verschiebung des Frequenzspektrums der Echosignale die Verlagerungsgeschwindigkeit der streuenden Strukturen parallel zum Radarstrahl bestimmen. Wie die Theorie des RASS-Verfahrens zeigt (Nalbandyan 1976, Kon und Tatarskiy 1980, Peters et al. 1983), entspricht

diese Frequenzverschiebung im allgemeinen nicht der Dopplerverschiebung, so daß sich auf diese Weise die Geschwindigkeit der Streuer nicht ableiten läßt. Das Echofrequenzspektrum hängt in komplizierter Weise vom Schallfrequenzspektrum ab. Bei bekannter Form des Schallfrequenzspektrums ist es dennoch möglich, die Geschwindigkeit der Streuer eindeutig aus dem Echofrequenzspektrum zu bestimmen. Die Verlagerungsgeschwindigkeit der streuenden Strukturen ist die Summe aus der Schallgeschwindigkeit und der Radialkomponente der Windgeschwindigkeit. Emittiert man elektromagnetische Wellen in 4 verschiedene Richtungen, lassen sich mit einem RASS-System die 3 Komponenten der Windgeschwindigkeit sowie die Schallgeschwindigkeit eindeutig bestimmen. Da die Schallgeschwindigkeit in Luft, abgesehen von einer schwachen Abhängigkeit von der Feuchte, nur von der Temperatur abhängt (Harris 1971), kann man aus RASS-Echosignalen die Lufttemperatur ableiten.

Ein Vorteil des RASS-Verfahrens ist, daß die Streusignale aus den unteren Meßhöhen nicht durch Echosignale von bodennahen Objekten überlagert sind, da die Echos an Schallwellen aufgrund der hohen Schallgeschwindigkeit von Bodenechos leicht zu unterscheiden sind. Eine Verfälschung der Windmessung durch Bodenechos, wie es bei Clear-Air-Messungen möglich ist, ist daher ausgeschlossen. Beim RASS-Verfahren erfolgt die Streuung der elektromagnetischen Wellen an deterministischen Strukturen, während die Clear-Air-Echosignale durch Rückstreuung an statistisch schwankenden, turbulenzinduzierten Brechungsindexinhomogenitäten entstehen. Dies hat zur Folge, daß die Genauigkeit der Windgeschwindigkeitsmessung mit einem RASS-System oftmals besser ist als bei der Benutzung von Clear-Air-Signalen. Aufgrund der windbedingten Verdriftung und der Absorption der Schallwellen ist die Anwendung des RASS-Verfahrens allerdings auf den unteren Teil der Atmosphäre beschränkt. Ein RASS-System ist daher besonders zur hochauflösenden Messung von Windgeschwindigkeit und Temperatur in der Grenzschicht geeignet.

3.2.2 Aufbau des RADAR-RASS

In Abb.3.5 ist der Aufbau des RADAR-RASS-Systems des Meteorologischen Institutes der Universität Hamburg in Form eines Blockdiagramms dargestellt. Das Diagramm ist aufgeteilt in einen Hochfrequenzteil, in dem die Erzeugung, Emission und der Empfang der Radarstrahlung veranschaulicht ist, und einen Niederfrequenzteil, in dem die Erzeugung der Schallwellen und die Verarbeitung der Empfangssignale nach dem Mischen der hochfrequenten Ausgangs- und Empfangssignale dargestellt ist. Tab.3.2 gibt einen Überblick über die wichtigsten technischen Daten des RADAR-RASS-Systems.

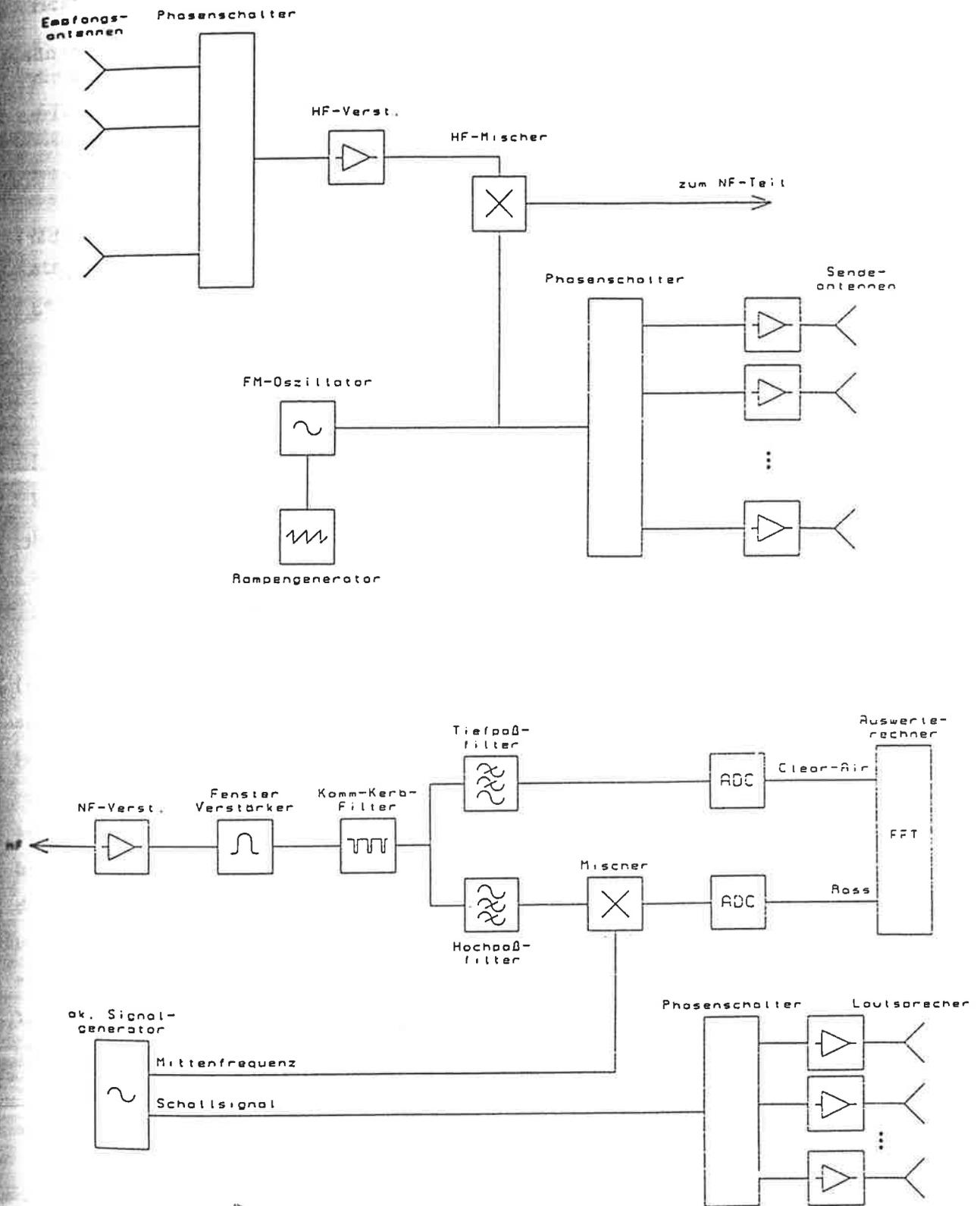


Abb. 3.5: Systemaufbau des RADAR-RASS. Hochfrequenzteil (oben), Niederfrequenzteil (unten).

Radar

Radar-Typ	FM-CW mit getrennter Sende- und Empfangsantenne
Antennen-Typ	Steuerbares Phasenarray mit 4*4 Elementen
Antennengröße	1.6 m * 1.6 m
Leistung	50 W
Mittelfrequenz	1235 MHz
Bandbreite	2 MHz (entsprechend der Höhenauflösung einstellbar)
Modulationsfrequenz	100 Hz (entsprechend der Nyquist-Geschwindigkeit einstellbar)

Schallquelle

Leistung	10 W
Bandbreite	100 Hz = Modulationsfrequenz
Mittelfrequenz	Einstellbar auf $f_s [\text{Hz}] = 165.05 \sqrt{\bar{T} [\text{K}]}$, wobei f_s die Schallfrequenz und \bar{T} die mittlere Temperatur ist.

Tab. 3.2: Systemparameter des RADAR-RASS.

Der Radarsender wird im FM-CW (Frequency Modulated-Continuous Wave) Mode betrieben, d. h., er arbeitet kontinuierlich und wird frequenzmoduliert, um eine Höhenzuordnung der Empfangssignale zu ermöglichen. Die Mittelfrequenz liegt bei 1235 MHz, was einer Wellenlänge $\lambda_e = 0.24$ m entspricht. Die sägezahnförmige Frequenzmodulation bewirkt, daß die Frequenz des Streusignals gegenüber der des Sendesignals proportional zur Entfernung des Streuvolumens verschoben ist und somit zur Entfernungsbestimmung benutzt werden kann. Der Dauerstrichbetrieb erfordert eine separate Sende- und Empfangsantenne. Anstatt die Antennen zu schwenken, um verschiedene Strahlrichtungen einstellen zu können, läßt sich die Strahlschwenkung mittels Phasenschaltern vornehmen. Die Abstrahlung bzw. der Empfang der Radarsignale erfolgt mit einem Satz von 4*4 Hornstrahlern. Im HF-Mischer werden das hochfrequente Sende- und Empfangssignal miteinander multipliziert. Das resultierende Mischsignal enthält die Differenzfrequenzen beider Signale und liegt daher im niederfrequenten Bereich.

Der akustische Signalgenerator emittiert im Dauerstrichbetrieb ein Spektrum, bestehend aus 8 bzw. 16 Linien, dessen Bandbreite der Modulationsfrequenz des Radarsendesignals entspricht. Der Phasenschalter für das Schallsignal wird so eingestellt, daß die Abstrahlrichtung der Schallwellen stets parallel zur Emissions-

richtung der Radarsignale ist. Die Mittenfrequenz des Schallinienspektrums wird so gewählt, daß sie möglichst nahe bei der vermuteten Bragg-Frequenz liegt, da nur diejenigen Schallfrequenzen zum Radarecho beitragen, die die Bragg-Bedingung erfüllen. Die Bragg-Bedingung für Rückstreuung lautet

$$k_B = 2 k_e , \quad (3.26)$$

wobei k_B die Bragg-Wellenzahl der Schallwellen und k_e die Wellenzahl der Radarstrahlung ist. Mit der Dispersionsgleichung für Schallwellen ergibt sich daraus folgende Beziehung zwischen der Schallgeschwindigkeit c_m und der Bragg-Frequenz f_B :

$$c_m = \frac{\omega_B}{k_B} = 2\pi \frac{f_B}{k_B} = 0.5 \lambda_e f_B . \quad (3.27)$$

Läßt sich die Bragg-Frequenz aus dem Frequenzspektrum der Echosignale ableiten, kann mit Gleichung (3.27) direkt die Schallgeschwindigkeit c_m bestimmt werden. Die gemessene Schallgeschwindigkeit c_m ist dabei die Summe aus der Schallgeschwindigkeit c_s in Luft und der Windgeschwindigkeit v_r in Richtung des Radarstrahles, d. h.

$$c_m = c_s + v_r . \quad (3.28)$$

Theoretische Untersuchungen des RASS-Verfahrens (*Peters et al.* 1983) haben gezeigt, daß bei Aussendung eines kontinuierlichen, sinusförmigen Schallsignals die Echofrequenzverschiebung exakt gleich der Schallfrequenz ist. Dies bedeutet, daß die dopplerverschobenen Clear-Air-Signale und die RASS-Signale im Frequenzraum deutlich voneinander getrennt sind. Daher ist es möglich, die Clear-Air- und die RASS-Signale durch Tiefpaß- bzw. Hochpaßfilterung voneinander zu separieren. Wie in Abb. 3.5 dargestellt, wird das Signal nach Verstärkung und Passieren eines Kammkerb-Filters, der zur Unterdrückung von bodennahen Festechos dient, in einen Clear-Air- und RASS-Teil aufgespalten. Die hochpaßgefilterten RASS-Signale werden durch Mischen mit der akustischen Mittenfrequenz in einen bei 0 beginnenden Frequenzbereich transformiert, um bei der nachfolgenden Digitalisierung mit einer geringeren Abtastrate arbeiten zu können. Die RASS-Signale sowie die tiefpaßgefilterten Clear-Air-Signale werden jeweils mit einem 12-Bit-Analog-Digital-Wandler (ADC) digitalisiert und schließlich in Echtzeit von einem Signalprozessor mittels einer FFT (Fast Fourier Transformation)-Routine in Frequenzspektren transformiert. Aus der Dopplerverschiebung der Clear-Air-Signale läßt sich direkt die Komponente der Windgeschwindigkeit v_r in Strahlrichtung ableiten. Für die RASS-Echosignalspektren

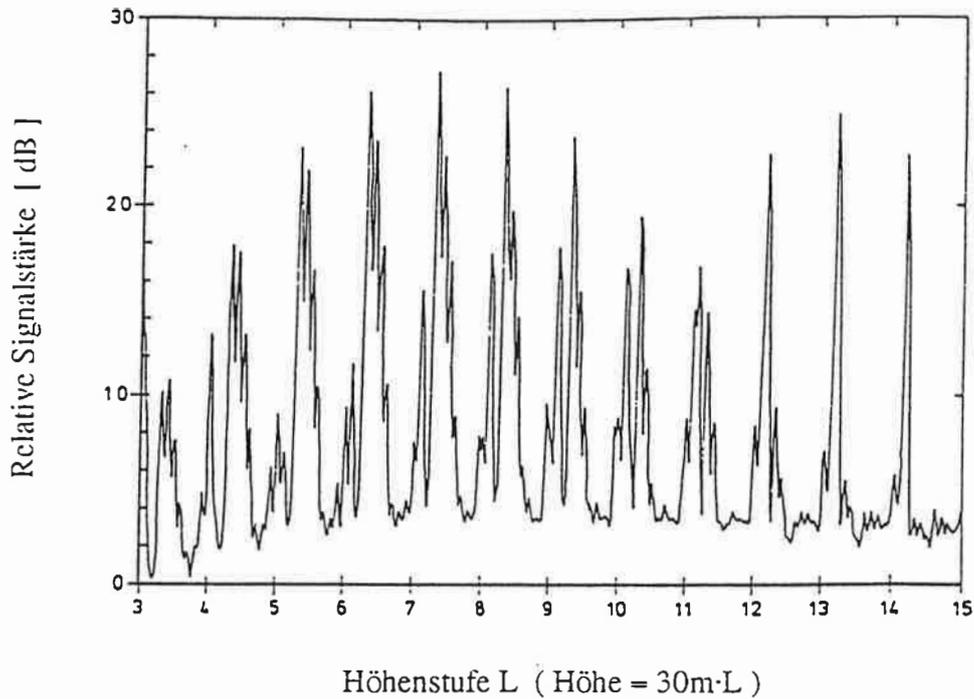


Abb. 3.6: Frequenzspektrum eines RASS-Empfangssignals (nach Peters et al. 1988).
Das emittierte Schallspektrum besteht aus 8 Linien.

ergibt sich ein Bild, wie es exemplarisch in Abb. 3.6 dargestellt ist (Peters et al. 1988). Man erkennt deutlich, wie die Echosignale aus verschiedenen Höhenstufen aufgrund der Sägezahnmodulation der Radarsignale voneinander getrennt sind. Die Echosignale sind jeweils um ganzzahlige Vielfache der Modulationsfrequenz gruppiert. Da die Frequenzverschiebung der Echosignale gleich der Schallfrequenz ist, tauchen die Linienspektren des emittierten Schallsignals im Frequenzspektrum des Empfangssignals wieder auf, und zwar jeweils für jede Höhenstufe. Die Intensität der Linien hängt davon ab, wie nah die zugehörige Schallfrequenz bei der Bragg-Frequenz liegt. Aufgrund von turbulenten Temperatur- und Windgeschwindigkeitsschwankungen innerhalb des Meßvolumens bzw. des Meßintervalls kommt es zu Schwankungen der Bragg-Frequenz. Immer dann, wenn die momentane Bragg-Frequenz mit der Frequenz einer der Schalllinien übereinstimmt, kommt es zur Rückstreuung der Radarstrahlung. Da die Temperatur- und Windgeschwindigkeitsfluktuationen im allgemeinen gaußförmig um einen Mittelwert verteilt sind, sollte sich diese Verteilung auch in der Intensitätsverteilung der Echosignalspektren widerspiegeln. Durch Anpassung einer Gaußverteilung an die Echosignalarintensitäten läßt sich daher für jede Höhenstufe die mittlere Bragg-Frequenz bestimmen. Mittels Gleichung (3.27) wird daraus in Echtzeit die Schallgeschwindigkeit c_m berechnet und aufgezeichnet.

Es hat sich gezeigt, daß im Gegensatz zum Clear-Air-Betrieb beim RASS-Betrieb die per Phasenschalter einstellbaren Winkel, unter denen die Radarstrahlung abgestrahlt wird, nicht groß genug sind, um durch Messung unter verschiedenen Strahlrichtungen die Komponenten der Windgeschwindigkeit und die Schallgeschwindigkeit mit einer zufriedenstellenden Genauigkeit zu ermitteln. Im RASS-Betrieb läßt sich daher, wie in Gl.(3.28) angegeben, lediglich die Summe aus Schallgeschwindigkeit und Radialgeschwindigkeit messen.

Die Echosignale werden mit einer Abtastrate von 6400 Hz digitalisiert, und nachfolgend werden jeweils 2048 Datenpunkte des digitalisierten Signals fouriertransformiert. Die Meßrate der Echosignalspektren und damit der Schallgeschwindigkeit c_m beträgt also ca. 3 Hz. Um eine verlässliche Bestimmung der Bragg-Frequenz zu gewährleisten, muß das Signal-zu-Rausch-Verhältnis so groß sein, daß sich die Echosignallinien im Frequenzspektrum aus dem Untergrundrauschen signifikant herausheben. Durch Mittelung über 30 Spektren, was einer Zeitauflösung von 10 s entspricht, wird dies im allgemeinen erreicht.

Die Höhenauflösung ΔR des RADAR-RASS-Systems kann durch Variation der Modulationsbandbreite B_{Mod} gemäß

$$\Delta R = \frac{c}{2 B_{Mod}} \quad (3.29)$$

eingestellt werden. Bei einer zeitlichen Auflösung von 10 s haben sich räumliche Auflösungen von 25 bis 75 m als sinnvoll erwiesen. Der Meßbereich des RADAR-RASS-Systems beginnt in der Höhe ΔR . Die maximale Meßhöhe ist durch die Verdriftung der Schallwellen mit dem Horizontalwind beschränkt. Die Schallquelle ist auf einem Wagen montiert, der um die Radarantennen herum bewegt werden kann. Der Radialabstand der Schallquelle zu den Radarantennen läßt sich von ca. 2 m bis etwa 6 m variieren. So kann man die Schallquelle in Abhängigkeit von Windgeschwindigkeit und -richtung derart positionieren, daß ein möglichst großer vertikaler Meßbereich abgedeckt wird. Je nach Windgeschwindigkeit lassen sich mit dem RADAR-RASS-System maximale Meßhöhen von 700 bis 1000 m erreichen (*Bauer 1992*).

4 Wasserdampfflußbestimmung mit DIAL und RADAR-RASS

4.1 Eddy-Correlation-Methode

Wie in Kapitel 3 erläutert, lassen sich mit dem DIAL-System der Wasserdampfgehalt und mit dem RADAR-RASS-System die Schallgeschwindigkeit bzw. die Windgeschwindigkeit in der planetarischen Grenzschicht zeitlich und räumlich hochaufgelöst bestimmen. Kombiniert man beide Meßsysteme, so daß sie dasselbe Meßvolumen erfassen, und mit dem DIAL die Fluktuationen ρ'_w der Wasserdampfdichte und simultan damit mit dem RADAR-RASS die Schwankungen des Vertikalwindes w' , so kann man mit Hilfe der Eddy-Correlation-Methode den vertikalen, turbulenten Wasserdampffluß $\overline{w'\rho'_w}$ ableiten. Im folgenden wird die Kombination aus DIAL und RADAR-RASS als DIAL-RASS-System bezeichnet.

Ein solcher Ansatz zur Messung des turbulenten Wasserdampfflusses ist nur dann sinnvoll, wenn die Zeitauflösung von DIAL und RADAR-RASS ausreicht, um diejenigen turbulenten Wirbel zu erfassen, die signifikant zum Fluß beitragen. Wie in Kapitel 2.4 ausgeführt, liegen in einer kräftig durchmischten, konvektiven Grenzschicht die Zeitskalen der großen, für den Hauptteil des Wasserdampfflusses verantwortlichen Wirbel bei 2.5 bis 10 min. Bei einer Zeitauflösung von 60 s, die sowohl für das DIAL- als auch das RADAR-RASS-System realisierbar ist, ist zu erwarten, daß sich mit dieser Methode in einer konvektiven Grenzschicht die wesentlichen Beiträge zum Wasserdampffluß erfassen lassen. Bei kleinskaliger Turbulenz, d. h., wenn die Zeitskalen der für den turbulenten Transport relevanten Wirbel bei 60 s oder weniger liegen, ist die DIAL-RASS-Methode zur Bestimmung des Wasserdampfflusses nicht geeignet.

Bei der Simultanmessung zusammen mit dem DIAL wird das RADAR-RASS im RASS-Modus betrieben, um Störeinflüsse durch Bodenechos zu vermeiden, welche bei Anwendung der Eddy-Correlation-Methode zu großen Fehlern bei der Bestimmung des Wasserdampfflusses führen können. Die maximale Meßhöhe liegt daher je nach Windgeschwindigkeit und Einstellung des RASS-Systems bei 700 - 1000 m. Nach unten ist der Meßbereich durch das DIAL-System eingeschränkt. Dies bedeutet, daß mit dem DIAL-RASS-System in seinem derzeitigen Aufbau Was-

serdampf Flüsse zwischen etwa 400 und 700 bis 1000 m gemessen werden können. Es wird also der mittlere und obere Bereich einer typischen, konvektiven Grenzschicht abgedeckt. Die unterste Meßhöhe des DIALs ist nicht prinzipiell auf 400 m festgelegt, sondern durch den derzeitigen Aufbau des Empfangsteils des DIALs bedingt. Durch eine Modifizierung des Empfangsteils (Verringerung des Abstandes Teleskop - Laserstrahl, Vergrößerung des Dynamikbereichs des Detektors) ließe sich der Wasserdampfgehalt auch in Höhen unterhalb von 400 m bestimmen. Somit sind Messungen des Wasserdampf flusses auch in der unteren Grenzschicht prinzipiell möglich.

Eine weitere Konsequenz aus dem RASS-Betrieb ist, daß nicht die Vertikalgeschwindigkeit sondern die Schallgeschwindigkeit c_m gemessen wird, welche die Summe aus der eigentlichen Schallgeschwindigkeit c_s und dem Vertikalwind w ist (siehe Gl. (3.28)):

$$c_m = c_s + w \quad (4.1)$$

Dennoch läßt sich, wie im folgenden gezeigt wird, aus der Kovarianz von Wasserdampfdichte und Schallgeschwindigkeit c_m der turbulente Wasserdampf fluß ableiten. Die Kovarianz $\overline{c'_m \rho'_w}$ läßt sich schreiben als

$$\overline{c'_m \rho'_w} = \overline{(c'_s + w')} \rho'_w = \overline{c'_s \rho'_w} + \overline{w' \rho'_w} \quad (4.2)$$

$\overline{c'_m \rho'_w}$ ist also die Summe aus dem gesuchten turbulenten Wasserdampf fluß $\overline{w' \rho'_w}$ und der Kovarianz aus Schallgeschwindigkeit c_s und Wasserdampfdichte ρ_w . Die Schallgeschwindigkeit in Luft c_s hängt von der Temperatur und der Feuchte ab. Gemäß Harris (1971) gilt folgende Beziehung

$$c_s = \left\{ R_d \gamma_d T \left\{ 1 + 0.326 \frac{R_w}{p} \rho_w T \right\} \right\}^{1/2} \quad (4.3)$$

wobei R_d und R_w die Gaskonstanten für trockene Luft bzw. Wasserdampf sind, γ_d das Verhältnis der spezifischen Wärmen für trockene Luft ist und p , ρ_w und T Luftdruck, absolute Feuchte und Trockentemperatur sind. Die Fluktuationen der Schallgeschwindigkeit c'_s lassen sich somit schreiben als

$$c'_s = \frac{\partial c_s}{\partial T} T' + \frac{\partial c_s}{\partial \rho_w} \rho'_w \quad (4.4)$$

Der Einfluß von Druckschwankungen auf c'_s ist vernachlässigbar klein. Nach Berech-

nung der Ableitungen anhand von Gl. (4.3) ergibt sich für die Schallgeschwindigkeit-Feuchte-Kovarianz:

$$\overline{c'_s \rho'_w} = 0.5 \frac{\overline{c_s}}{\overline{T}} \overline{T' \rho'_w} + 0.16 \frac{R_w \overline{c_s} \overline{T}}{\overline{p}} \overline{\rho_w'^2}, \quad (4.5)$$

mit den zeitlichen Mittelwerten $\overline{c_s}$, \overline{T} und \overline{p} .

Da zur Bestimmung des Wasserdampfstromes Messungen der Wasserdampfdichte benutzt werden, kommt es aufgrund von Fluktuationen der Luftdichte zu einem systematischen Fehler (*Webb et al.* 1980). Dies läßt sich wie folgt verstehen: Ein Luftpaket, welches wärmer als seine Umgebung ist, steigt aufgrund seines Auftriebes auf, während gleichzeitig ein Luftpaket, welches kälter als die Umgebungsluft ist, absteigt. Dies ist ein elementarer, turbulent-konvektiver Prozeß, der in diesem Fall mit einem positiven turbulenten Wärmefluß verbunden ist. Da kalte Luft schwerer als warme ist, ist bei diesem turbulenten Austausch die Massenerhaltung nicht gewährleistet. Zur Massenerhaltung ist es daher notwendig, daß ein konstanter, nach oben gerichteter Vertikalwind vorhanden ist. Dieser mittlere Vertikalwind ist zwar sehr klein, dennoch führt er zu einem meist nicht vernachlässigbaren, zusätzlichen vertikalen Wasserdampfstrom, welcher proportional zum fühlbaren Wärmefluß $\overline{w'T'}$ ist. Wie von *Webb et al.* (1980) beschrieben, muß der gemessene Wasserdampfstrom $\overline{w'\rho'_w}$ wie folgt korrigiert werden:

$$\overline{w'\rho'_{w\text{corr}}} = \left(1 + \frac{M_d \overline{\rho_w}}{M_w \overline{\rho_d}}\right) \left(\overline{w'\rho'_w} + \frac{\overline{\rho_w}}{\overline{T}} \overline{w'T'}\right). \quad (4.6)$$

Dabei sind M_d und M_w die Molekulargewichte von trockener Luft und Wasserdampf, $\overline{\rho_d}$ die mittlere Dichte von trockener Luft und $\overline{w'T'}$ der fühlbare Wärmefluß. Einsetzen von Gl. (4.2) in Gl. (4.6) unter Beachtung von Gl. (4.5) liefert

$$\overline{w'\rho'_{w\text{corr}}} = \underbrace{\left(1 + \frac{M_d \overline{\rho_w}}{M_w \overline{p}} R_d \overline{T}\right)}_1 \left(\underbrace{\overline{c'_m \rho'_w}}_2 - \underbrace{0.5 \frac{\overline{c_s}}{\overline{T}} \overline{T' \rho'_w}}_3 - \underbrace{0.16 \frac{R_w \overline{c_s} \overline{T}}{\overline{p}} \overline{\rho_w'^2}}_3 + \underbrace{\frac{\overline{\rho_w}}{\overline{T}} \overline{w'T'}}_4 \right). \quad (4.7)$$

Zur korrekten Bestimmung des Wasserdampfstromes aus der Kovarianz zwischen Schallgeschwindigkeit c_m und Wasserdampfdichte ρ_w müssen also 4 Korrekturterme angebracht werden. Korrekturterm 1 und 3 können aus den DIAL und RA-

DAR-RASS-Messungen abgeleitet werden. Den mittleren Wasserdampfgehalt ρ_w und die Feuchtevarianz $\overline{\rho_w'^2}$ liefert die DIAL-Messung, und die mittlere Schallgeschwindigkeit $\overline{c_s}$ ergibt sich aus den RADAR-RASS-Daten, da für einen hinreichend langen Mittelungszeitraum $\overline{w} \approx 0$ ist, und daher $\overline{c_m} \approx \overline{c_s}$ gilt. Somit läßt sich anhand von Gl. (4.3) auch die mittlere Temperatur \overline{T} aus der RASS-Messung ableiten. Der mittlere Luftdruck \overline{p} , der zur Bestimmung von Term 1 und 3 ebenfalls gebraucht wird, kann aus Zusatzmessungen abgeleitet werden, z.B. aus Radiosondenaufstiegen, die parallel zu den DIAL-RASS-Messungen durchgeführt werden, oder aus Bodendruckmessungen. Sind solche Zusatzmessungen nicht vorhanden, kann der Luftdruck in der jeweiligen Meßhöhe auch aus dem Klimamittel des Bodendrucks berechnet werden, ohne daß ein nennenswerter Fehler bei der Bestimmung des Wasserdampfstromes gemacht wird. Die Feuchte-Temperatur-Kovarianz $\overline{T'\rho_w'}$ (in Korrekturterm 2) sowie der fühlbare Wärmefluß $\overline{w'T}$ (in Korrekturterm 4) lassen sich aus der DIAL-RASS-Messung nicht bestimmen. Ihre Größenordnung in Abhängigkeit von der Meßhöhe kann jedoch mit Hilfe von Ähnlichkeitsbeziehungen für die durchmischte Grenzschicht abgeschätzt werden. Eine von *Lenschow et al.* (1980) entwickelte Ähnlichkeitsbeziehung für die Feuchte-Temperatur-Kovarianz lautet

$$\overline{T'\rho_w'} = 1.8 \left(\frac{z}{z_i}\right)^{-2/3} \left(1 - 2\frac{z}{z_i}\right) \frac{(\overline{w'T})_0}{w_*} \frac{(\overline{w'\rho_w'})_0}{w_*} \quad (4.8)$$

z ist die Höhe über Grund, z_i die Grenzschichthöhe, $(\overline{w'T})_0$ der fühlbare Wärmefluß am Boden und $(\overline{w'\rho_w'})_0$ der Bodenwasserdampfstrom. Die konvektive Geschwindigkeit w_* , eine in der Ähnlichkeitstheorie der durchmischten Grenzschicht oft verwendete Skalierungsgröße, ist ein Maß für die Stärke der Konvektion. w_* läßt sich wie folgt durch die Erdbeschleunigung g , die virtuelle Temperatur \overline{T}_v , den Wärmefluß $\overline{w'T}_v$ und die Grenzschichthöhe z_i ausdrücken:

$$w_* = \left(\frac{g}{\overline{T}_v} (\overline{w'T}_v)_0 z_i\right)^{1/3} \quad (4.9)$$

Der fühlbare Wärmefluß ändert sich in einer konvektiven Grenzschicht im allgemeinen linear mit der Höhe zwischen seinem Bodenwert $(\overline{w'T})_0$ und dem Entrainment-Wärmefluß $(\overline{w'T})_{z_i}$ an der Oberkante der Grenzschicht (*Deardorff* 1974). Es läßt sich also schreiben:

$$\overline{(w'T')} = \overline{(w'T')}_o \left(1 + (Q-1) \frac{z}{z_i} \right), \quad (4.10)$$

mit
$$Q = \frac{\overline{(w'T')}_{z_i}}{\overline{(w'T')}_o}. \quad (4.11)$$

Ein typischer Wert des Verhältnisses aus Entrainment- und Bodenwärmefluß in einer konvektiven Grenzschicht ist $Q \approx -0.2$ (Stull 1976). Wie in Kapitel 2.3 gezeigt, verläuft das Vertikalprofil des Wasserdampfes in einer wolkenfreien, konvektiven Grenzschicht ebenfalls annähernd linear, d.h., für die Höhenabhängigkeit des Wasserdampfes ergibt sich analog zum Wärmefluß

$$\overline{w'\rho'_w} = \overline{(w'\rho'_w)}_o \left(1 + (S-1) \frac{z}{z_i} \right), \quad (4.12)$$

mit
$$S = \frac{\overline{(w'\rho'_w)}_{z_i}}{\overline{(w'\rho'_w)}_o}. \quad (4.13)$$

Der relative Fehler, der bei der Bestimmung des Wasserdampfes durch Nichtberücksichtigung von Term 2 und 4 aus Gl.(4.7) hervorgerufen wird, kann also abgeschätzt werden zu

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \overline{w'\rho'_w}}{\overline{w'\rho'_w}} &= \left(1 + \frac{M_L \rho_w}{M_w \bar{p}} R_d \bar{T} \right) \left(\frac{\bar{\rho}_w}{\bar{T}} \overline{w'T'} - 0.5 \frac{\bar{c}_s}{\bar{T}} \overline{T'\rho'_w} \right) / \left\{ \overline{(w'\rho'_w)}_o \left(1 + (S-1) \frac{z}{z_i} \right) \right\} \\ &= \left(1 + \frac{M_L \rho_w}{M_w \bar{p}} R_d \bar{T} \right) \left\{ \frac{\bar{\rho}_w}{\bar{T}} \overline{(w'T')}_o \left(1 - 1.2 \frac{z}{z_i} \right) - \right. \\ &\quad \left. - 0.9 \frac{\bar{c}_s}{\bar{T}} \left(\frac{z}{z_i} \right)^{-2/3} \left(1 - 2 \frac{z}{z_i} \right) \frac{\overline{(w'T')}_o}{w_*} \frac{\overline{(w'\rho'_w)}_o}{w_*} \right\} / \left\{ \overline{(w'\rho'_w)}_o \left(1 + (S-1) \frac{z}{z_i} \right) \right\} \\ &\approx \left(1 + \frac{M_L \bar{\rho}_w}{M_w \bar{p}} R_d \bar{T} \right) \left\{ \frac{\bar{\rho}_w}{\bar{T}} \frac{\overline{(w'T')}_o}{\overline{(w'\rho'_w)}_o} \left(1 - 1.2 \frac{z}{z_i} \right) - \right. \\ &\quad \left. - 0.9 \left(R_d \gamma_d \right)^{1/2} g^{-2/3} z^{-2/3} \left(1 - 2 \frac{z}{z_i} \right) \bar{T}^{1/6} \overline{(w'T')}_o^{1/3} \right\} / \left(1 + (S-1) \frac{z}{z_i} \right). \end{aligned} \quad (4.14)$$

Dabei wird bei der letzten Umformung in Gl.(4.14) angenommen, daß $\overline{(w'T'_v)}_o \approx \overline{(w'T')}_o$. In Tab.4.1 sind Werte des relativen Fehlers $\Delta \overline{w'\rho'_w} / \overline{w'\rho'_w}$ in Abhängigkeit von der Höhe z und dem Verhältnis S von Entrainment- zu Bodenwasserdampfes

aufgelistet. Dabei wird der Höhenbereich berücksichtigt, der günstigstenfalls vom DIAL-RASS-System in seinem derzeitigen Aufbau erfaßt werden kann, also 400 bis 1000 m. Mit den 3 Werten $S=0, 1, 2$ wird die gesamte Bandbreite der bisher in einer konvektiven Grenzschicht gemessenen Verhältnisse aus Entrainment- und Bodenwasserdampffluß abgedeckt (Stull 1988b). Für die übrigen Variablen in Gl. (4.14) werden Werte eingesetzt, die man typischerweise in einer sommerlichen, konvektiven Grenzschicht über Land in den mittleren Breiten findet. Die in Tab. 4.1 angegebenen Werte des relativen, systematischen Fehlers des Wasserdampfes wurden mit $z_i = 1200$ m, $\bar{T} = 288$ K, einer mittleren Feuchte von $\bar{\rho}_w = 10$ g/m³, einem mittleren Luftdruck von $\bar{p} = 1013$ hPa, sowie einem Bodenwärmefluß $(\overline{w'T})_0 = 0.12$ ms⁻¹K und einem Bodenwasserdampffluß von $(\overline{w'\rho_w})_0 = 0.12$ gm⁻²s⁻¹ berechnet. Das Verhältnis der Bodenflüsse entspricht einem Bowen-Verhältnis von etwa 0.5, wie es typischer-

z [m]	$\Delta \overline{w'\rho_w} / \overline{w'\rho_w}$ [%]		
	S = 0	S = 1	S = 2
400	1.8	1.2	0.9
500	0.6	0.3	0.2
600	2.8	1.4	0.9
700	5.3	2.2	1.4
800	8.4	2.8	1.7
900	13.0	3.2	1.9
1000	21.6	3.6	2.0

Tab. 4.1: Relativer Fehler des Wasserdampfes in % bei Nichtberücksichtigung der Korrekturterme 2 und 4 aus Gl. (4.7).

weise tagsüber im Sommer über grasbewachsenem und bewaldetem Boden gefunden wird (Oke 1978a). Wie aus Tab. 4.1 ersichtlich, ist der systematische Fehler aufgrund der Nichtberücksichtigung der Terme 2 und 4 aus Gl. (4.7) für den gesamten Meßbereich des DIAL-RASS-Systems gering. Im Falle $S=0$ erreicht der relative Fehler in der oberen Grenzschicht zwar Werte bis zu 21.6%, dies ist jedoch darauf zurückzuführen, daß der absolute Wasserdampffluß im obersten Teil der Grenzschicht sehr klein ist, wenn kein Entrainment vorhanden ist. Für $S=0$ erhält man in 1000 m Höhe mit den oben angegebenen Werten für die Grenzschichthöhe und den Bodenwasser-

dampffluß einen absoluten Wasserdampffluß von $0.02 \text{ gm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ein relativer Fehler von 21.6% bedeutet daher einen absoluten systematischen Fehler bei der Flußbestimmung von ca. $0.004 \text{ gm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, was einem latenten Wärmefluß von rund 10 W/m^2 entspricht. Dies stellt einen Fehler dar, den man bei einer Wasserdampfflußmessung in Kauf nehmen kann. Für den mittleren Bereich der Grenzschicht bei $S=0$ und für alle übrigen in Tab. 4.1 betrachteten Fälle liegt der relative systematische Fehler unter 5%, was für Wasserdampfflußmessungen ein akzeptabler Fehler ist. Der Einfluß der Korrekturterme 2 und 4 aus Gl. (4.7) läßt sich daher vernachlässigen. Der latente Wärmefluß E_{Lat} kann somit aus den DIAL- und RADAR-RASS-Daten wie folgt bestimmt werden:

$$E_{\text{Lat}} = L_w \overline{w' \rho_w'_{\text{corr}}} \approx L_w \left(1 + \frac{M_L}{M_w} \frac{\overline{\rho_w}}{\overline{p}} R_d \overline{T} \right) \left(\overline{c_m \rho_w'} - 0.16 \frac{R_w \overline{c_s} \overline{T}}{\overline{p}} \overline{\rho_w'^2} \right). \quad (4.15)$$

Dabei bezeichnet L_w die spezifische Verdampfungswärme für Wasser.

4.2 Indirekte Methoden zur Wasserdampfflußbestimmung

Wie in Kap. 2.4 erläutert, hat die Benutzung der Eddy-Correlation-Methode den Nachteil, daß lange Mittelungszeiten erforderlich sind, um zu repräsentativen Wasserdampfflußwerten zu kommen. Eine Alternative, den Wasserdampffluß in der konvektiven Grenzschicht aus den DIAL- und RADAR-RASS-Daten zu bestimmen, ist die Anwendung indirekter Methoden. Dazu bietet sich zum einen die Kontinuitätsgleichung des Wasserdampfes an. Die Integration von Gl. (2.18) zwischen dem Boden ($z=0$) und einer Höhe z in der Grenzschicht liefert

$$\overline{w' \rho_w'}(z) - (\overline{w' \rho_w'})_0 = - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^z (\overline{\rho_f} + \overline{\rho_w}) dz' - \overline{u} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^z \overline{\rho_w} dz' - \frac{\partial \overline{\rho_w}}{\partial z} \int_0^z \overline{w} dz'. \quad (4.16)$$

Der Einfachheit halber werden die Windgeschwindigkeit \overline{u} und der Vertikalgradient der Feuchte $\partial \overline{\rho_w} / \partial z$ als höhenkonstant angenommen. Dies ist in einer konvektiven Grenzschicht in guter Näherung erfüllt. Aus der Inkompressibilitätsbedingung (Gl. 2.15) folgt

$$\frac{\partial w}{\partial z} = - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}, \quad (4.17)$$

und damit $w(z) = - \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right\} \cdot z$, da $w(0) = 0$. (4.18)

Unter der Annahme, daß die Divergenz der Horizontalgeschwindigkeit $\{\partial u/\partial x + \partial v/\partial y\}$ in der Grenzschicht höhenkonstant ist, erhält man für den Wasserdampffluß in der Höhe z

$$\overline{w'\rho'_w}(z) = (\overline{w'\rho'_w})_0 - z \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \langle \bar{\rho}_f + \bar{\rho}_w \rangle + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \langle \bar{\rho}_w \rangle + \frac{\bar{w}(z)}{2} \frac{\partial \bar{\rho}_w}{\partial z} \right\}, \quad (4.19)$$

wobei $\langle \dots \rangle = \frac{1}{z} \int_0^z \dots dz'$ die räumliche Mittelung zwischen dem Boden und der Höhe z bezeichnet.

$\partial/\partial t \langle \bar{\rho}_w \rangle$ sowie der Vertikalgradient der Feuchte lassen sich aus den DIAL-Daten bestimmen. Sind die Änderung des Flüssigwassergehaltes $\partial/\partial t \langle \bar{\rho}_f \rangle$, die horizontale Advektion der Feuchte $\bar{u} \partial/\partial x \langle \bar{\rho}_w \rangle$, die Vertikalgeschwindigkeit $\bar{w}(z)$, sowie der Bodenwasserdampffluß $(\overline{w'\rho'_w})_0$ durch Zusatzmessungen bekannt oder lassen sich diese Größen genügend gut abschätzen, so kann man mittels Gl. (4.19) den Wasserdampffluß in der Höhe z bestimmen. Da das Vertikalprofil des Wasserdampfstromes in einer konvektiven Grenzschicht annähernd linear verläuft (siehe Kap. 2.3), erhält man damit auch eine gute Abschätzung des Wasserdampfflußprofils zwischen dem Boden und der Höhe z in der Grenzschicht.

Eine weitere Möglichkeit, Informationen über den Wasserdampffluß in der Grenzschicht zu bekommen, bietet die Messung der Änderung der Grenzschichthöhe. Durch Entrainment kommt es zu einem Anwachsen der Grenzschicht. Gleichzeitig ist mit der Einmischung von trockenen Luftmassen aus der Troposphäre ein positiver Entrainment-Wasserdampfstrom verbunden. Die Änderung der Grenzschichthöhe und der Entrainment-Wasserdampfstrom müssen folglich miteinander verknüpft sein. Bei der Ableitung des Zusammenhangs wird im wesentlichen den Ausführungen von *Stull* (1988 c) gefolgt.

Da die Luftdichte in der Grenzschicht in erster Näherung als konstant angesehen werden kann, ist neben der Massen- auch die Volumenerhaltung gewährleistet. Die Änderung des Volumens einer Luftsäule mit der Grundfläche A in der Grenzschicht muß also gleich dem Netto-Volumenstrom ξ in diese Luftsäule sein, also

$$A \frac{dz_i}{dt} = \xi \quad (4.20)$$

Ein Volumenstrom in die Grenzschicht-Luftsäule tritt an der Oberkante der Grenzschicht durch Entrainment und in der Grenzschicht durch Horizontalkonvergenz

auf. Der Netto-Volumenstrom ξ läßt sich also schreiben als

$$\xi = w_e A - \int_0^{z_i} \iint_A \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right\} dx dy dz . \quad (4.21)$$

Einsetzen von Gl. (4.17) ergibt

$$\xi = w_e A + \iint_A \int_0^{z_i} \frac{\partial w}{\partial z} dz dx dy = w_e A + w(z_i) A . \quad (4.22)$$

w_e ist die Entrainment-Geschwindigkeit. Da Entrainment nur in einer Richtung stattfindet, nämlich von der freien Troposphäre in die Grenzschicht, wird w_e per Definition stets als positive Größe behandelt. Ein nach unten gerichteter Vertikalwind hat dagegen ein negatives Vorzeichen, da die z-Achse vom Erdboden nach oben positiv gerechnet wird. Einsetzen von Gl. (4.22) in Gl. (4.20) liefert

$$\frac{dz_i}{dt} = w_e + w(z_i) . \quad (4.23)$$

Die totale Änderung der Grenzschichthöhe ist also gleich der Summe aus Entrainment-Geschwindigkeit und Vertikalwind an der Oberkante der Grenzschicht. Der Entrainment-Wasserdampffluß läßt sich als Produkt aus der Entrainment-Geschwindigkeit und der Feuchtedifferenz zwischen der Grenzschicht und der freien Troposphäre schreiben, also

$$\left(\overline{w' \rho_w'} \right)_{z_i} = \bar{w}_e \left\{ \langle \bar{\rho}_w \rangle_{z_i} - \bar{\rho}_w(z_i^+) \right\} = \bar{w}_e \delta \bar{\rho}_w . \quad (4.24)$$

$\langle \bar{\rho}_w \rangle_{z_i}$ ist der über die gesamte Grenzschicht gemittelte Wasserdampfgehalt, und $\bar{\rho}_w(z_i^+)$ bezeichnet den Wasserdampfgehalt in der freien Troposphäre unmittelbar oberhalb der Grenzschicht. Die Kombination von Gl. (4.23) und (4.24) liefert schließlich

$$\left(\overline{w' \rho_w'} \right)_{z_i} = \left\{ \frac{\partial \bar{z}_i}{\partial t} + \bar{u}(z_i) \frac{\partial \bar{z}_i}{\partial x} - \bar{w}(z_i) \right\} \delta \bar{\rho}_w . \quad (4.25)$$

Die Höhe der Grenzschicht \bar{z}_i sowie ihre lokale zeitliche Änderung $\partial \bar{z}_i / \partial t$ lassen sich aus der zeitlichen und räumlichen Verteilung des Aerosolrückstreukoeffizienten $\beta_a(z, t)$ ermitteln, welche sich wiederum aus den Offline-Rückstreusignalen des DIALs berechnen läßt. Die Feuchtedifferenz $\delta \bar{\rho}_w$ zwischen Grenzschicht und freier Troposphäre kann ebenfalls aus den DIAL-Daten bestimmt werden. Der Vertikalwind $\bar{w}(z_i)$ und der Advektionsterm $\bar{u}(z_i) \partial \bar{z}_i / \partial x$ müssen durch Zusatzmessungen ermittelt oder

aber abgeschätzt werden. Ist zusätzlich der Bodenwasserdampffluß bekannt, so läßt sich unter Annahme eines linearen Wasserdampfflußprofils der Wasserdampffluß in der Grenzschicht wie folgt bestimmen:

$$\overline{w'\rho'_w}(z) = (\overline{w'\rho'_w})_o + \left\{ \overline{w'\rho'_w}(z_i) - (\overline{w'\rho'_w})_o \right\} \frac{z}{z_i} . \quad (4.26)$$

Der Nachteil der beiden hier vorgestellten indirekten Methoden zur Bestimmung des Wasserdampfflußprofils ist, daß der Vertikalwind und die Advektionsterme in Gl.(4.19) und (4.25) schwer meßbare Größen sind, die sich auch mit großem Meßaufwand oftmals nur ungenau bestimmen lassen. Man ist daher meist auf Abschätzungen dieser Größen angewiesen. Diese beiden Verfahren sind daher nicht als eigenständige Meßmethoden zu verstehen, sondern sollen dazu dienen, den Wasserdampffluß in der Grenzschicht abzuschätzen.

5 Auswertung einer Grenzschichtmessung

Aufgrund der Systemeigenschaften erscheint die Untersuchung von Wasserdampfströmen mit DIAL und RADAR-RASS in einer konvektiven Grenzschicht am erfolgversprechendsten. Es wurden daher an einigen Tagen im Juli 1991, an denen Hochdruckeinfluß vorherrschte und sich durch die kräftige Sonneneinstrahlung schnell eine gut durchmischte Grenzschicht aufbaute, Simultanmessungen mit beiden Systemen durchgeführt. DIAL und RADAR-RASS sind hochkomplexe Meßsysteme, und es hat sich als schwierig erwiesen, beide Systeme unter den Bedingungen eines Feldexperiments gleichzeitig über mehrere Stunden stabil zu halten. Die Auswertung der Meßdaten hat gezeigt, daß nur in einem Fall die DIAL- und RADAR-RASS-Daten während eines mehrstündigen, kontinuierlichen Meßzeitraumes in einer Qualität vorliegen, die eine Bestimmung des Wasserdampfstromes erlaubt. An den übrigen Meßtagen war dies nur für relativ kurze Teilabschnitte der Meßdatenreihen der Fall, so daß aufgrund der kurzen Mittelungszeiten daraus keine repräsentativen Flußwerte abgeleitet werden können. Im folgenden werden die Ergebnisse der Messung vom 10. Juli '91 vorgestellt, die sich über 6 Stunden von ca. 10:30 bis 16:30 MEZ erstreckt. Dabei werden die Auswertetechniken beschrieben und eine eingehende Fehleranalyse der gemessenen Wasserdampfstromwerte sowie eine Abschätzung des Wasserdampfstromes mit zwei indirekten Meßmethoden vorgenommen.

5.1 Meßstandort und -aufbau

Die Simultanmessungen mit DIAL und RADAR-RASS wurden auf einem Militärflugplatz bei Itzehoe im südwestlichen Schleswig-Holstein durchgeführt. Das Gelände ist in einem weiten Umkreis um den Meßstandort durchweg eben. In der näheren Umgebung ist der Boden vorwiegend mit kurzem Gras bewachsen. Außerhalb des Militärgeländes wird der Boden hauptsächlich landwirtschaftlich genutzt. Die Felder sind durch Knicks voneinander getrennt, und vereinzelt gibt es kleine Waldstücke. Das Gelände in der Umgebung des Meßstandortes kann man zwar nicht als homogen bezeichnen, aber großräumig betrachtet sind Geländestruktur und -bewuchs relativ einheitlich.

DIAL und RADAR-RASS waren in einem Abstand von etwa 15 m nebeneinander aufgestellt. Aufgrund ihres Horizontalabstandes und der unterschiedlichen Raumwinkel, die vom DIAL und RADAR-RASS erfaßt werden, werden Wasserdampf und Schallgeschwindigkeit nicht im selben Raumbereich gemessen. In Abb.5.1 sind die Meßvolumina von DIAL und RADAR-RASS in Abhängigkeit von der Höhe für einen Horizontalabstand von 15 m eingezeichnet. Der Öffnungswinkel des Laserstrahls ist ≤ 0.5 mrad. Der Raumwinkel, der vom RADAR-RASS abgedeckt wird, ergibt sich aus

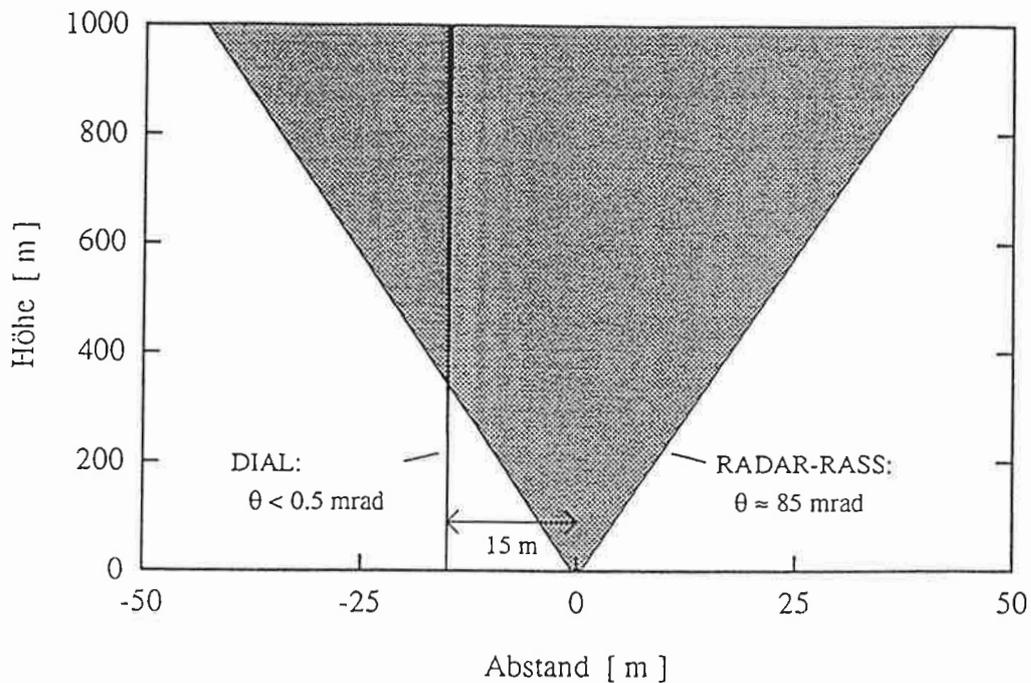


Abb. 5.1: Meßvolumina von DIAL und RADAR-RASS in Abhängigkeit von der Höhe. θ bezeichnet den Raumwinkel der vom DIAL bzw. RADAR-RASS erfaßt wird.

der Faltung der Antennencharakteristika der Schallquelle, der Radar-Sendeantenne und der Empfangsantenne, und beträgt ca. 85 mrad. Die einzelnen Antennencharakteristika und damit auch ihre Faltung werden als gaußförmig angenommen. Derjenige Raumwinkel, unter dem die empfangene Signalleistung auf $1/e$ der maximalen Empfangsleistung abgesunken ist, wird als Begrenzung des Meßvolumens des RADAR-RASS-Systems festgelegt (Bauer 1992). Anhand Abb.5.1 erkennt man, daß in dem mit dem DIAL-RASS-System zugänglichen Höhenbereich zwischen 400 und maximal 1000 m die Meßvolumina von DIAL und RADAR-RASS zwar überlappen, ihre horizontale Erstreckung jedoch deutlich verschieden ist. Die RADAR-RASS-Signale stammen je nach Meßhöhe aus einem Bereich mit einer horizontalen Ausdehnung von 34 bis 85 m, während das DIAL-Meßvolumen einen Durchmesser von ≤ 0.5 m hat. Der Ab-

stand der Schwerpunkte der beiden Meßvolumina ist gleich dem Abstand der Meßsysteme am Boden, also 15 m. Die Vertikalausdehnung der Meßzellen für Wasserdampf und Schallgeschwindigkeit ist durch die mit dem DIAL-RASS-System maximal erreichbare Vertikalauflösung von 75 m gegeben (Kap. 3.1.3).

Die Ausdehnung der Meßzellen sowie ihr Abstand zueinander schränken das Spektrum der turbulenten Wirbel ein, die mit dem DIAL-RASS-System korrekt erfaßt werden können. *Kohsiek* (1984) hat den Einfluß des Abstandes zwischen Temperatur- und Feuchtesensor auf das Kospektrum von Temperatur und Feuchte in der Bodenschicht untersucht. Das zentrale Ergebnis dieser Untersuchung ist, daß das Kospektrum bei einem Sensorabstand δ für Wellenzahlen

$$k \leq \frac{0.3}{\delta} \quad (5.1)$$

unverfälscht bleibt, während bei größeren Wellenzahlen zu geringe spektrale Dichten gemessen werden. Da turbulente Strukturen, die in der Größenordnung des Sensorabstandes δ liegen, prinzipiell nicht korrekt erfaßt werden können, kann man annehmen, daß der Einfluß des Sensorabstandes auf das gemessene Kospektrum auch für andere meteorologische Größen ähnlich ist. *Kohsiek*'s Ergebnis sollte daher auf das Kospektrum zwischen Vertikalwind und Feuchte in der konvektiven Grenzschicht übertragbar sein. Für einen Abstand der Meßvolumina von $\delta = 15$ m erhält man die Einschränkung, daß nur Wirbel mit einer Wellenlänge $\lambda_g \geq 300$ m vom DIAL-RASS-System korrekt erfaßt werden.

Eine Untersuchung über den Einfluß der vertikalen Erstreckung des Meßvolumens auf Messungen von Skalarflüssen ist von *Kristensen und Fitzjarrald* (1984) unternommen worden. Demnach bleibt das Kospektrum von Vertikalwind und einer skalaren Größe unbeeinflusst, wenn

$$k \cdot \Delta R \leq 1 \quad (5.2)$$

Dabei bezeichnet ΔR die vertikale Ausdehnung des Meßvolumens. Mit $\Delta R = 75$ m ergibt sich als Kriterium für eine unverfälschte Messung des Kospektrums, daß $\lambda_{\Delta R} \geq 450$ m sein muß. Dabei ist der Effekt der horizontalen Mittelung bei der Schallgeschwindigkeitsmessung durch das RADAR-RASS nicht berücksichtigt. Da der Durchmesser des Meßvolumens des RADAR-RASS in der mittleren Grenzschicht bei etwa 50 m liegt, wird der Einfluß auf das Kospektrum vermutlich ähnlich wie für die Vertikalmittelung sein.

Die Zeitauflösung des DIAL-RASS-Systems beträgt 60 s. Unter Annahme der

Gültigkeit von Taylors Hypothese liegt somit die kleinste Wellenlänge λ_{\min} , die vom Meßsystem noch erfaßt wird, bei

$$\lambda_{\min} [\text{m}] = \frac{u}{f_{\text{Ny}}} = u \cdot 120 \quad , \quad (5.3)$$

wobei u die horizontale Windgeschwindigkeit in m/s und f_{Ny} die Nyquistfrequenz ist. Für $u = 3 \text{ m/s}$ ist $\lambda_{\min} = 360 \text{ m}$, d. h., die aufgrund der vorgegebenen Zeitauflösung kleinsten noch aufgelösten Wirbel liegen in der Größe der oben angegebenen Grenzwellenlängen, die sich aus der Geometrie des Meßaufbaus ergeben, und werden daher noch korrekt erfaßt. Eine Windgeschwindigkeit von $u = 3 \text{ m/s}$ wird in der mittleren Grenzschicht praktisch immer erreicht oder überschritten. Im vorliegenden Fall lag die mittlere Windgeschwindigkeit bei ca. 4 m/s (Abb. 5.5). Es läßt sich also festhalten, daß die Größe der Meßzellen und die Geometrie des Meßaufbaues kompatibel mit der zeitlichen Auflösung des DIAL-RASS-Systems sind.

Parallel zu den DIAL- und RADAR-RASS-Messungen wurden Temperatur, Luftdruck und Feuchte in 2 m Höhe und Windgeschwindigkeit und -richtung in 10 m Höhe gemessen. Zusätzlich wurde etwa in der Mitte des Meßzeitraumes eine Radio-sonde am Meßstandort gestartet.

5.2 Wetterlage

Zur Illustration der Wetterlage während der Messung sind in Abb. 5.2 und Abb. 5.3 die Bodenwetterkarte bzw. die 850 hPa-Karte vom 10. 7. 91, 13:00 MEZ, dargestellt. In der Bodenkarte erkennt man ein Hochdruckgebiet über Norddeutschland mit Schwerpunkt über dem südöstlichen Niedersachsen. Quer über Süddeutschland entlang des Mains verläuft eine Luftmassengrenze, welche die nach Norddeutschland eingeflossene kühlere Meeresluft von der schwül-warmen Subtropikluft über Süddeutschland trennt. Der Meßstandort bei Itzehoe befindet sich nördlich der Ost-West-Achse des Hochs über Norddeutschland und liegt daher in einer schwachen Westwindströmung. Über die großräumige Wetterlage in Mitteleuropa gibt die 850 hPa-Karte in Abb. 5.3 Auskunft. Über dem westlichen Mitteleuropa hat sich ein kräftiger Höhenhochkeil ausgebildet, dessen Achse von Ostfrankreich nordwärts über die Nordsee bis nach Norwegen gerichtet ist. Verbunden mit dem Druckanstieg an dessen Vorderseite kommt es zu großräumigem Absinken über Deutschland. Gleichzeitig fließt mit einer westnordwestlichen Strömung trockene Luft in den Norden Deutschlands ein.

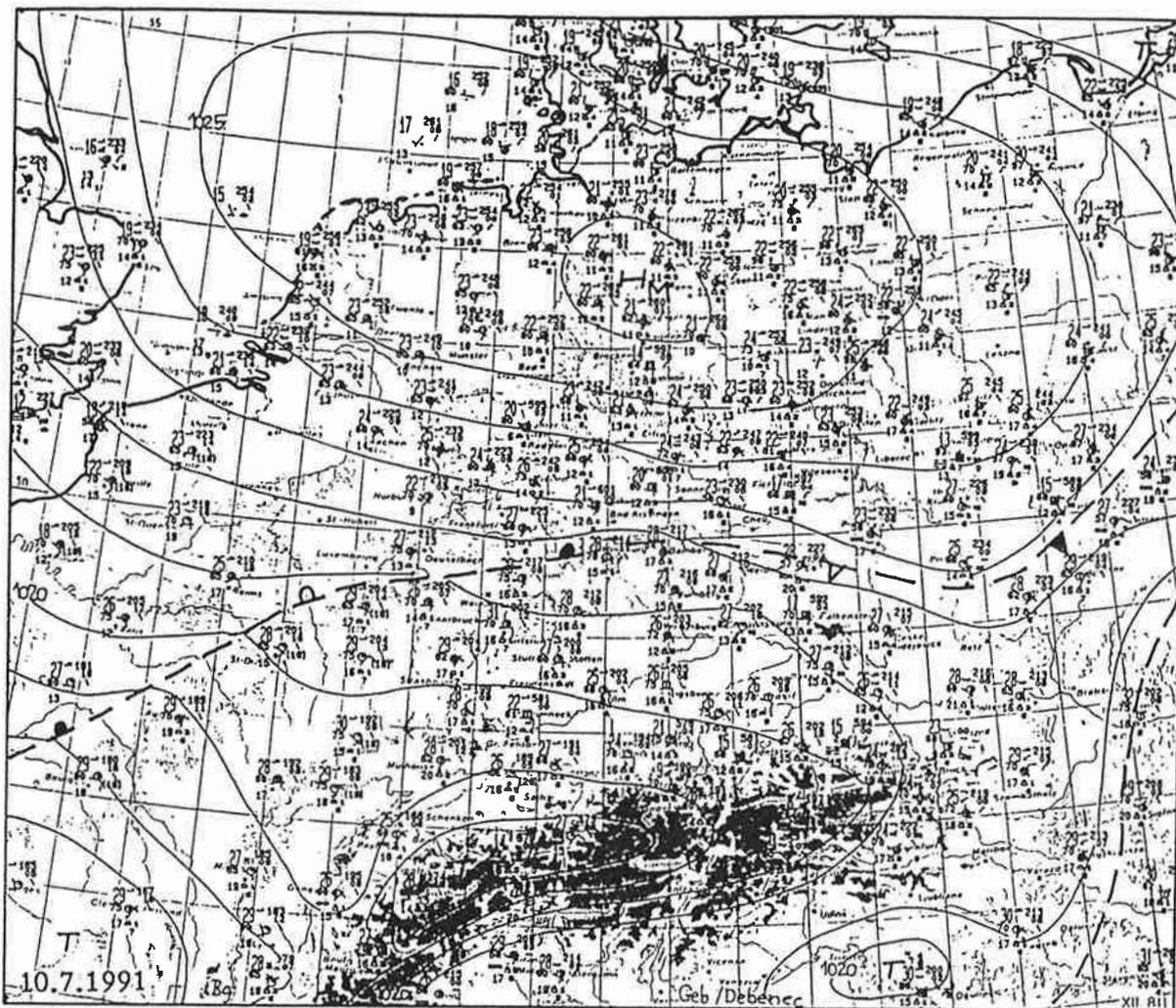


Abb. 5.2: Bodenwetterkarte vom 10. 7. 91, 13:00 MEZ (aus Berliner Wetterkarte, 10. 7. 1991). Der Abstand der Isobaren beträgt 1 hPa.

Die Advektion trockener Luft und das Absinken führen zu einer Austrocknung der Luftschicht im 850 hPa-Niveau und schließlich zur Auflösung der Wolken, die sich in Norddeutschland in der maritimen Luft gebildet hatten. Den Einflusbereich trockener Luft erkennt man in der 850 hPa-Karte anhand der sehr niedrigen Taupunkte über Norddeutschland, den Beneluxländern, Teilen Englands und Zentralfrankreich. Dies wird auch durch den Radiosondenaufstieg bestätigt, der am Meßstandort um 13:32 MEZ vorgenommen wurde. Das von der Radiosonde gemessene Feuchteprofil zeigt eine sehr trockene Schicht zwischen etwa 1600 und 2000 m Höhe, in der die absolute Feuchte bei ca. 1.5 g/m^3 liegt (Abb. 5.5).

In Abb. 5.4 ist das entfernungskorrigierte Rückstreusignal des Offline-Lasers $P_{\text{off}} R^2$ in Abhängigkeit von Zeit und Höhe für den gesamten 6-stündigen Meßzeit-

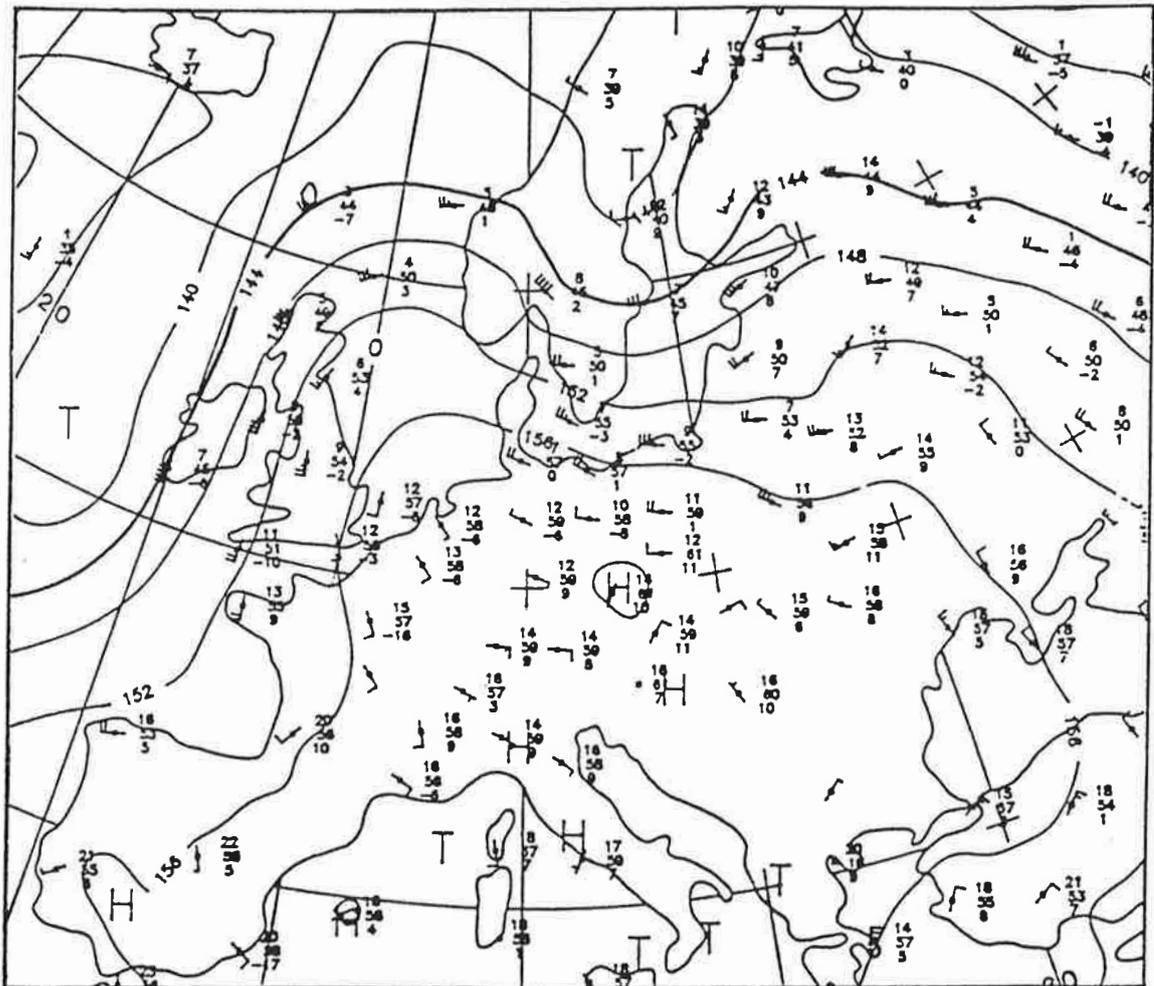


Abb. 5.3: 850 hPa-Karte für Europa vom 10. 7. 91, 13:00 MEZ (Ausschnitt aus der 850 hPa-Karte des Deutschen Wetterdienstes).

raum zwischen ca. 10:30 und 16:30 MEZ dargestellt. Damit erhält man einen Überblick über die meteorologische Situation am Meßort, insbesondere über die Entwicklung der Grenzschicht. Rote Farbtöne repräsentieren eine kräftige Rückstreuung des Lasersignals, während grüne und blaue Farbtöne schwächere Rückstreusignale darstellen. Zur erneuten Abstimmung des Online-Lasers auf das Maximum der Wasserdampfabsorptionslinie wurde das DIAL-System gegen 13:40 MEZ und zwischen 15:40 und 16:00 MEZ ausgeschaltet. Die Unterbrechung der Messung ist in Abb. 5.4 an den beiden vertikalen, dunkelblauen Balken zu erkennen. Aufgrund von Flugbetrieb im Meßbereich der Laser mußte das DIAL-System aus Sicherheitsgründen außerdem zweimal kurz abgeschaltet werden (gegen ca. 14:20 und 16:20 MEZ). Die Oberkante der Grenzschicht läßt sich gut erkennen. Sie befindet sich dort, wo die Rückstreuung intensiv abnimmt. Die freie Troposphäre enthält deutlich weniger Aerosol

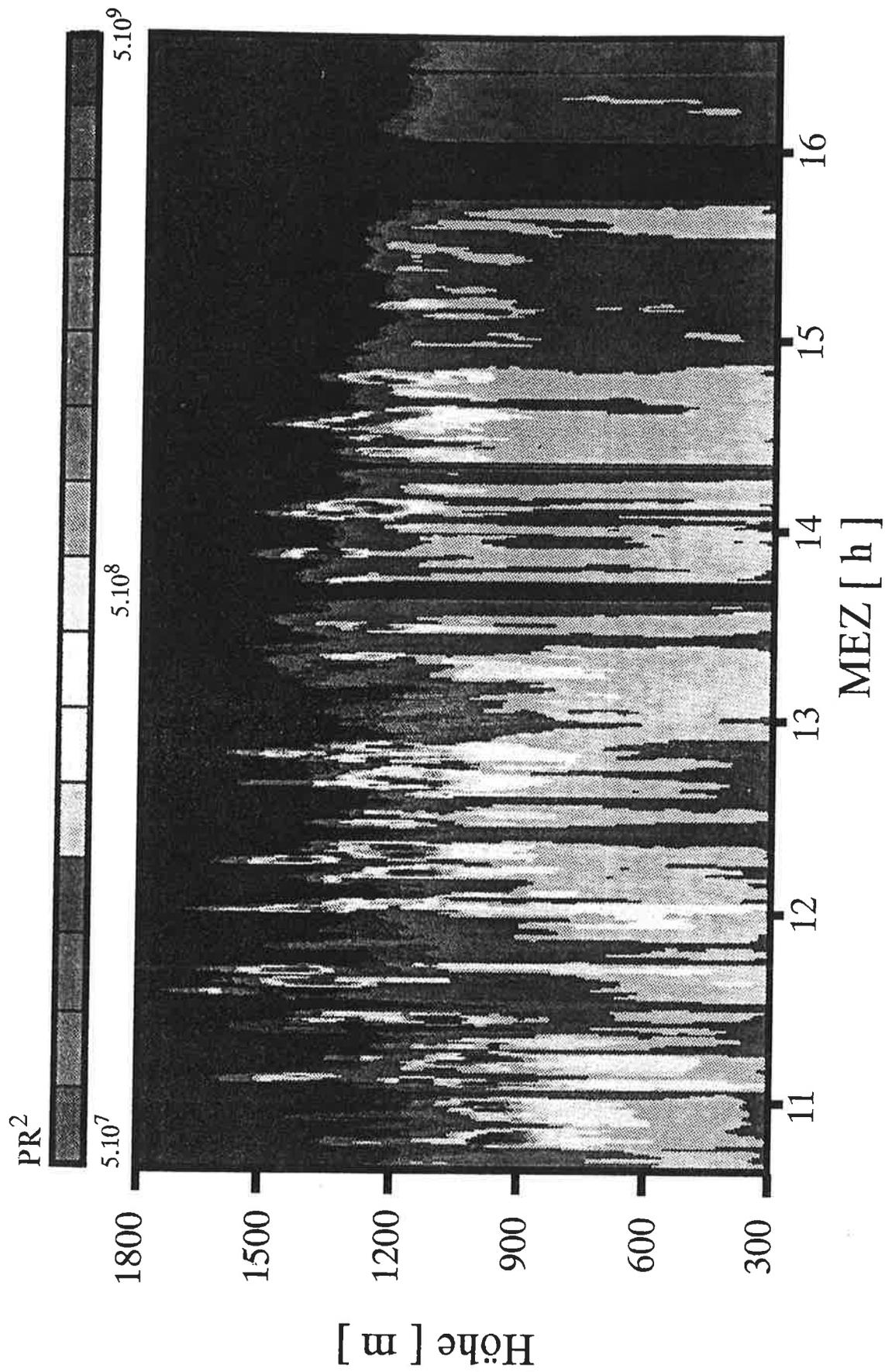


Abb. 5.4: Entfernungskorrigiertes Offline-LIDAR-Signal (bel. Einheiten, logarithmischer Maßstab).

als die Grenzschicht, so daß auch die Intensität der von dort rückgestreuten Lasersignale geringer ist. Cumuluswolken, die über das DIAL-System hinwegziehen, sind als dunkelrote Flecken hoher Rückstreuintensität zu erkennen. Sie bilden sich an der Oberkante von kräftigen Aufwindschläuchen aus. Einige dieser Aufwindschläuche durchstoßen die Grenzschicht und dringen bis zu maximal 1700 m Höhe in die freie Troposphäre vor. Dazwischen wird durch Entrainment trockene, aerosolarme Luft aus der freien Troposphäre in die Grenzschicht eingemischt, wie man anhand der deutlichen Abnahme der Rückstreuintensität zwischen den Wolken im oberen Drittel der Grenzschicht erkennt. Durch Entrainment wächst die Grenzschicht von einer Höhe von ca. 1100 m zu Beginn der Messung bis auf etwa 1350 m um 13:30 MEZ. Danach nimmt die Grenzschichthöhe wieder langsam ab, es werden weniger Cumulus-Wolken beobachtet und der Entrainmentprozeß schwächt sich ab. Gegen Ende des Meßzeitraums haben sich die Cumuluswolken aufgelöst, und die Grenzschichthöhe hat zum Ende der Messung auf etwa 1150 m abgenommen. Die Abschwächung der Konvektion setzt gegen 14:00 MEZ ein, zu einer Tageszeit, wo die Sonneneinstrahlung noch stark genug ist, um eine kräftige Konvektion in der Grenzschicht in Gang zu halten. Dies läßt sich dadurch erklären, daß durch großräumiges Absinken und durch die Advektion trockener, stabil geschichteter Luftmassen die Konvektion erschwert wird.

In Abb. 5.5 sind die von der Radiosonde gemessenen Vertikalprofile von absoluter Feuchte, potentieller Temperatur und der Windgeschwindigkeit dargestellt. Die Radiosonde wurde um 13:32 MEZ gestartet, als die Grenzschicht ihre maximale Höhe von ca. 1350 m erreicht hatte. Die Vertikalprofile von potentieller Temperatur und absoluter Feuchte zeigen einen für eine gut durchmischte Grenzschicht typischen Verlauf. In der Grenzschicht ist die Temperaturschichtung neutral und geht in der Entrainment-Zone in eine sehr stabile Temperaturschichtung über. Darüber in der freien Troposphäre steigt die potentielle Temperatur ebenfalls an, allerdings ist der Gradient geringer als in der Entrainment-Zone. Die kräftige Konvektion in der Grenzschicht führt auch zu einem nahezu höhenkonstanten Feuchteprofil. Da durch die Verdunstung am Boden die Grenzschicht von unten her angefeuchtet und von oben her durch Entrainment trockene Luft aus der freien Troposphäre eingemischt wird, stellt sich ein schwacher Gradient von etwa $-1 \text{ g/m}^3/\text{km}$ ein. In der Entrainment-Zone nimmt die absolute Feuchte von etwa 7.5 g/m^3 bis auf ca. 1.5 g/m^3 stark ab. Nach der Definition von *Deardorff et al.* (1980) liegt die Oberkante der Grenzschicht etwa in der Mitte der Entrainment-Zone, wo die Luft zu 50% aus der freien Troposphäre und zu 50% aus der Grenzschicht stammt. Aus den von der Radiosonde ge-

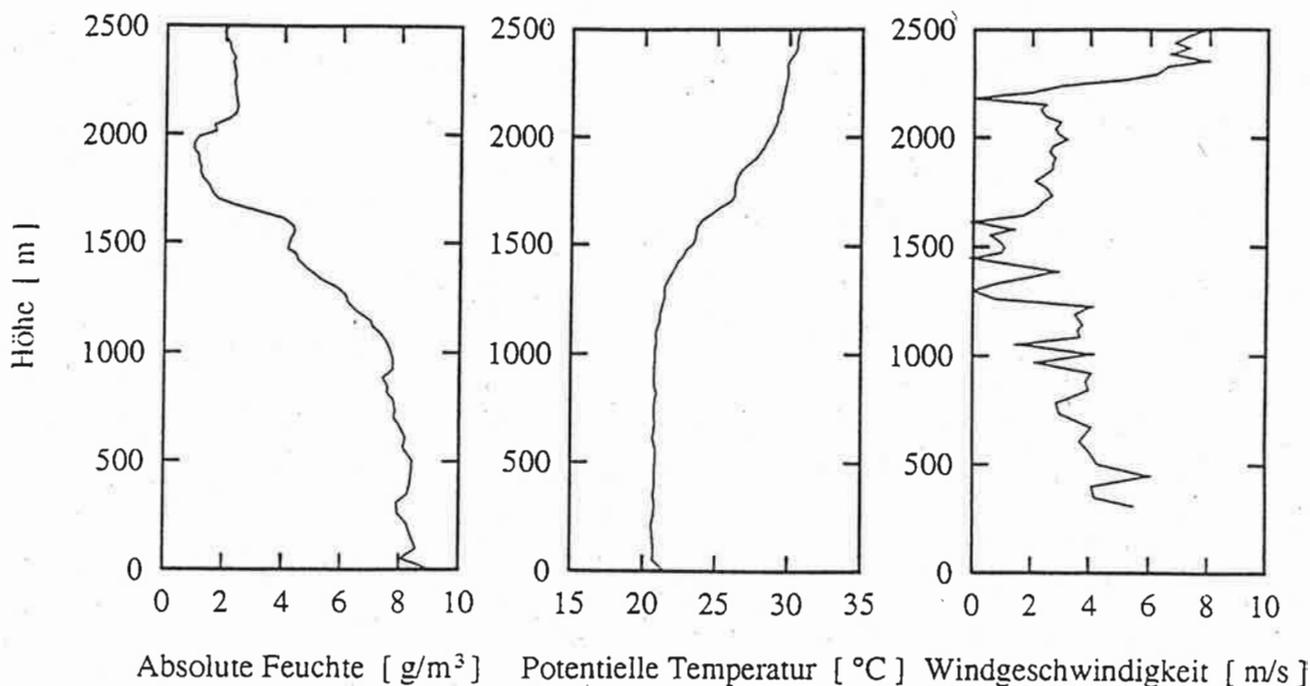


Abb. 5.5: Meßwerte des Radiosondenaufstieges von 13:32 MEZ.

messenen Profilen der potentiellen Temperatur und der Feuchte ergibt sich somit eine Grenzschichthöhe von etwa 1400 m. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der aus den DIAL-Rückstreudaten abgeleiteten Grenzschichthöhe. Dem von der Radiosonde gemessenen Profil der Windgeschwindigkeit entnimmt man, daß in der Grenzschicht Windgeschwindigkeiten von 3 bis 6 m/s herrschten. Die Windgeschwindigkeitsmessung setzt systembedingt erst in einer Höhe von ca. 350 m ein. Bei schwachem Wind ist die Empfindlichkeit des Windmeßsystems der Radiosonde unter Umständen nicht ausreichend, und es wird ein Meßwert von 0 m/s ausgegeben. Dies ist bei der vorliegenden Messung für einige Meßhöhen um 1500 m und oberhalb von 2000 m der Fall.

5.3 Aufbereitung der DIAL- und RADAR-RASS-Daten

Aus der simultanen DIAL- und RADAR-RASS-Messung soll der turbulente Wasserdampffluß mit der Eddy-Correlation-Methode gemäß Gl.(4.15) bestimmt werden. Alternativ dazu soll der Wasserdampffluß mit Hilfe der in Kap.4.2 beschriebenen indirekten Methoden unter Benutzung von Gl.(4.19) und(4.26) abgeschätzt werden.

Um die Kovarianz $\overline{c'_m \rho'_w}$ und die Feuchtevarianz $\overline{\rho'_w{}^2}$ bestimmen zu können, benötigt man hochaufgelöste Zeitreihen des Wasserdampfgehaltes bzw. der Schallgeschwindigkeit. Für die Anwendung der Kontinuitätsgleichung des Wasserdampfgehaltes (Gl. (4.19)) und zur Ermittlung des Entrainmentflusses mittels Gl.(4.25) werden die mittlere zeitliche Variabilität des Wasserdampfgehaltes und der Grenzschichthöhe benötigt. Letztere kann aus der zeitlichen und räumlichen Verteilung des Aerosolrückstreukoeffizienten berechnet werden, welche sich wiederum aus den Rückstreusignalen des Offline-Lasers ableiten läßt (siehe Kapitel 3.1.2).

Um alle benötigten Größen zu erhalten, werden zunächst der Aerosolrückstreukoeffizient β_a , der Wasserdampfgehalt ρ_w , sowie die Schallgeschwindigkeit c_m mit maximaler zeitlicher und räumlicher Auflösung (60 s, 75 m) für den gesamten Meßzeitraum ermittelt. Daraus werden - nach einer Hochpaßfilterung zur Entfernung großskaliger Schwankungen - Varianzen und Kovarianzen bestimmt, während sich mittlere Größen durch eine der gewünschten Zeitauflösung angepaßte Tiefpaßfilterung erzeugen lassen. Da sowohl Mittelwerte und ihre Ableitungen als auch genaue Momentanwerte aus den Daten abgeleitet werden, sind die Anforderungen an die Datenqualität sehr hoch. Zum einen darf es keine hochfrequente Kontamination der Daten geben, da sie durch die Hochpaßfilterung nicht entfernt wird und drastische Fehler bei der Bestimmung der Kovarianz hervorrufen kann. Gleichzeitig müssen die Daten aber auch langfristig stabil sein. Künstliche Trends würden zu einer Verfälschung der Mittelwerte und ihrer Ableitungen führen.

5.3.1 Bestimmung des Aerosolrückstreukoeffizienten und der Grenzschichthöhe mit DIAL

Das Vertikalprofil des Aerosolrückstreukoeffizienten $\beta_a(R)$, welches sowohl zur Ermittlung des Laserrückstreuprofils (Gl.3.5) als auch zur Bestimmung der Grenzschichthöhe benötigt wird, läßt sich aus dem entfernungskorrigierten Rückstreusignal des Offline-Lasers berechnen. Wie in Kap.3.1.2 erläutert, muß der Wert des Aerosolrückstreukoeffizienten in einer Starthöhe festgelegt werden. Dazu wird im allgemeinen ein Bereich oberhalb der Grenzschicht gewählt, in dem die Rückstreuintensität gering ist. Durch Vergleich mit dem theoretischen Verlauf des Offline-Signals für reine Rayleighstreuung läßt sich der Startwert für die Berechnung des Aerosolrückstreukoeffizienten relativ gut abschätzen.

Abb.5.6 zeigt das über 10 min gemittelte Vertikalprofil des logarithmierten, entfernungskorrigierten Offline-Signals $\ln(P_{\text{off}} R^2)$ zwischen 15:32 und 15:42 MEZ.

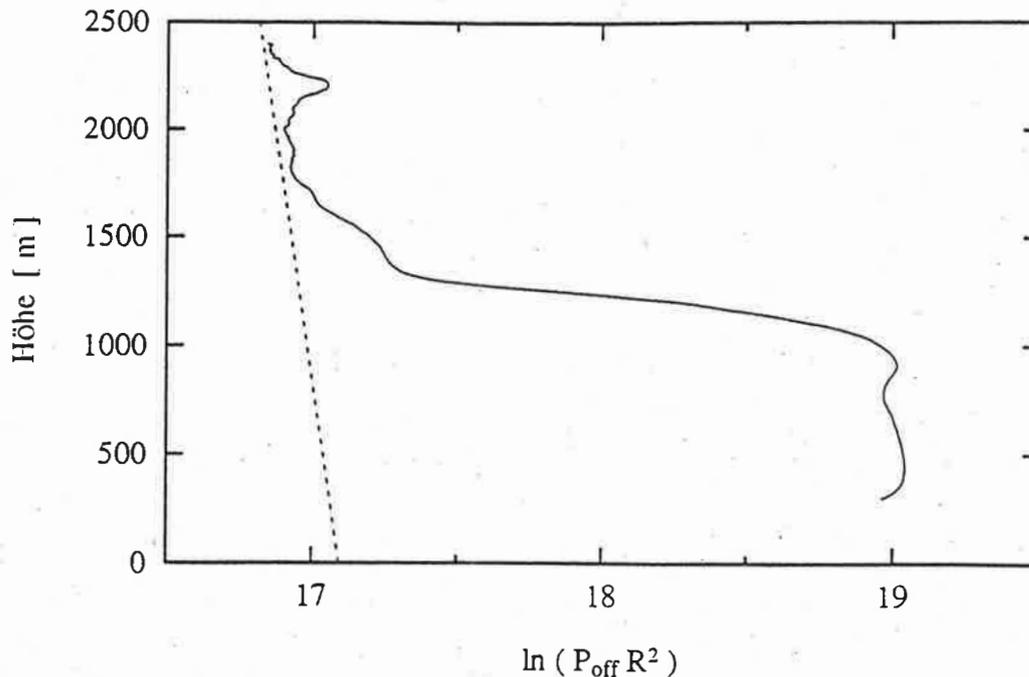


Abb. 5.6: Logarithmiertes entfernungskorrigiertes Offline-Signal für den Zeitraum zwischen 15:32 und 15:42 MEZ. Der Verlauf für reine Rayleighstreuung ist gestrichelt eingezeichnet.

In der Vertikalen ist das Profil über 75 m gleitend gemittelt. Man erkennt deutlich die Oberkante der Grenzschicht anhand der kräftigen Abnahme des Signals in ca. 1200 m Höhe. Gleichzeitig ist der lineare Verlauf von $\ln(P_{\text{off}} R^2)$ für reine Rayleighstreuung eingezeichnet. Da die Systemeffizienz des DIALs nicht bekannt ist, lassen sich für das Rayleighsignal keine korrekten Absolutwerte sondern nur der Vertikalgradient angeben. Man erkennt, daß das gemessene $\ln(P_{\text{off}} R^2)$ -Profil zwischen etwa 1750 und 1950 m Höhe ein lokales Minimum hat und - wie das Profil für reine Rayleighstreuung - linear und etwa mit dem gleichen Vertikalgradienten abnimmt. Dies legt nahe, daß in diesem Höhenbereich der Aerosolgehalt sehr gering ist. Das von der Radiosonde gemessene Feuchteprofil zeigt in dieser Höhe eine äußerst trockene Schicht, wodurch diese Annahme gestützt wird. Für die iterative Berechnung von $\beta_a(R)$ nach der Methode von *Fernald* (1984) wurde daher ein Startwert von $\beta_{a_s} = 0.1 \cdot \beta_m(R_s)$ in der Starthöhe $R_s = 1850$ m angesetzt. Der Wert des Rayleighrückstreuoeffizienten $\beta_m(R_s)$ kann unter Benutzung der Beziehung von *Elterman* (1968) aus den Druck- und Temperaturdaten des Radiosondenaufstiegs bestimmt werden. Für das Verhältnis von Aerosolextinktion zu -rückstreuung wurde der von *Deepak*

und Gerber (1983) angegebene Wert für maritimes Aerosol, $\gamma_a/\beta_a = 23$, gewählt. Die Annahme eines höhenkonstanten Verhältnisses von Aerosolextinktion zu -rückstreuung ist aufgrund der guten Durchmischung der Grenzschicht gerechtfertigt. Die iterative Berechnung des Aerosolrückstreukoeffizienten von einer Starthöhe oberhalb der Grenzschicht läßt sich allerdings nicht für den gesamten Meßzeitraum anwenden, da beim Durchzug von Cumulus-Wolken in der Grenzschicht keine verlässlichen Signale aus der freien Troposphäre vorliegen. Daher wird das Startniveau an den unteren Rand des DIAL-Meßbereichs in eine Höhe von 375 m verlegt. Aus der Bestimmung der Profile des Aerosolrückstreukoeffizienten in den wolkenfreien Zonen ergibt sich ein mittlerer Rückstreukoeffizient von $6.5 \beta_m$ in 375 m Höhe, der als Startwert des Iterationsverfahrens für den gesamten Meßzeitraum verwendet wird. Der Aerosolrückstreukoeffizient ist in dieser Höhe natürlich nicht konstant, sondern unterliegt Schwankungen aufgrund der Turbulenz in der Grenzschicht. Aus den Berechnungen in den wolkenfreien Zonen ergibt sich eine Schwankungsbreite von maximal $\pm 30\%$. Ein falsch gewählter Startwert führt zu einem Aerosolrückstreuprofil, das zu größeren bzw. kleineren Werten hin verschoben ist. Die Profilform bleibt im wesentlichen erhalten. Die Auswirkungen einer solch fehlerhaften Wahl des Startwertes auf die Form des Laserrückstreuprofils sind gering. Berechnungen des Wasserdampfgehaltes gemäß Gl. (3.24) mit einem um 30% größeren bzw. kleineren Startwert des Aerosolrückstreukoeffizienten führen zu vernachlässigbaren Abweichungen von $\leq 0.2\%$.

Anhand von Abb.5.7 soll illustriert werden, wie aus den Aerosolrückstreu-daten die Grenzschichthöhe z_i bestimmt werden kann. Abb.5.7 zeigt das Aerosolrückstreuprofil für den gleichen Zeitpunkt (15:42 MEZ), für den das Offline-Signalprofil in Abb.5.6 dargestellt ist. Die Zeitauflösung beträgt allerdings 60 s und die Vertikalauflösung 30 m. Die Oberkante der Grenzschicht ist anhand des starken Abfalls des Aerosolrückstreukoeffizienten zu erkennen. Um die Höhe der Grenzschicht genau festlegen zu können, wird den Überlegungen von *Deardorff et al.* (1980) folgend die Oberkante der Grenzschicht als diejenige Höhe innerhalb der Entrainment-Zone festgelegt, in der die Luft zu gleichen Teilen aus der Grenzschicht und der freien Troposphäre stammt. Als Kriterium, ob ein Luftpaket der Grenzschicht oder der freien Troposphäre entstammt, wird der Aerosolrückstreukoeffizient benutzt. Für jedes 60 s - Vertikalprofil von β_a werden 2 Niveaus, β_{Grenz} und β_{Trop} , festgelegt. β_{Grenz} erhält man durch Mittelung des Aerosolrückstreukoeffizienten über die untersten 200 m des DIAL-Meßbereichs, β_{Trop} durch räumliche Mittelung des Aerosolrückstreukoeffizienten in der unteren freien Troposphäre unmittelbar über der

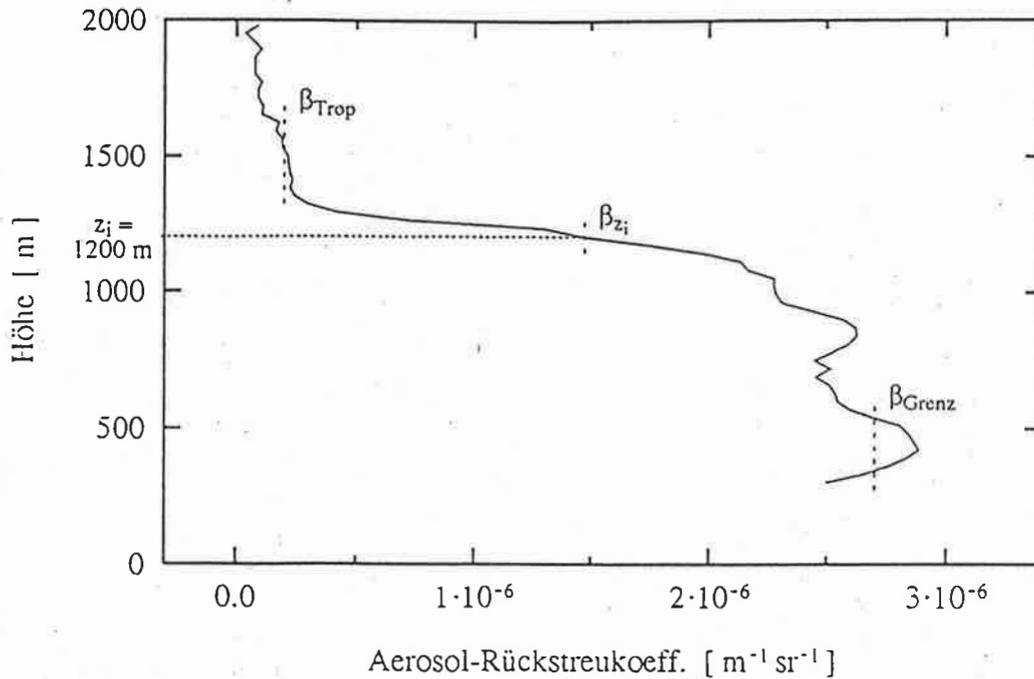


Abb. 5.7: Bestimmung der Grenzschichthöhe z_i aus dem Vertikalprofil des Aerosolrückstreukoeffizienten.

Grenzschicht (siehe Abb. 5.7). $\beta_a \geq \beta_{\text{Grenz}}$ bedeutet, daß die Luft im zugehörigen Meßvolumen der durchmischten Grenzschicht zuzuordnen ist, und $\beta_a \leq \beta_{\text{Trop}}$ heißt, daß das Luftpaket eindeutig der freien Troposphäre angehört. Einen gleichen Anteil an Grenzschichtluft und Luft aus der freien Troposphäre und damit die Oberkante der Grenzschicht z_i findet man in der Höhe, in der $\beta_a = \beta_{\text{Trop}} + 0.5 (\beta_{\text{Grenz}} - \beta_{\text{Trop}})$ ist. Um zu repräsentativen Werten der Grenzschichthöhe zu kommen, wird z_i über mindestens 30 min gemittelt. Diejenigen Zeitabschnitte, für die aufgrund von Übersteuerung des Offline-Signals durch Cumulus-Wolken keine Aerosolrückstreuwerte aus der freien Troposphäre vorliegen, werden zur Bestimmung der Grenzschichthöhe nicht verwendet. Die fehlerhafte Abschätzung des Startwertes für die Berechnung des Aerosolrückstreukoeffizienten hat nur geringen Einfluß auf die Bestimmung der Grenzschichthöhe, da die Profilform von β_a unabhängig vom Startwert im wesentlichen erhalten bleibt.

5.3.2 Bestimmung des Wasserdampfgehaltes mit DIAL

Für die Bestimmung des Wasserdampfgehaltes wurde die Absorptionslinie bei $\lambda = 728.8126$ nm gewählt (Wilkerson et al. 1979). Die Absorptionsstärke dieser Linie

ist gerade so groß, daß die optische Dicke einer typischen, konvektiven Grenzschicht für den Online-Laserpuls etwa 1 ist. Dadurch ist gewährleistet, daß einerseits das Online-Signal genügend stark absorbiert wird, daß andererseits aber auch die Online-Signalintensität aus der oberen Grenzschicht noch ausreichend hoch ist.

Das Spektrum des Online-Lasers wurde mit Hilfe des Fizeau-Interferometers kontinuierlich mit einer Zeitauflösung von ca. 2 min aufgenommen. Änderungen des Spektrums während der Messung, bedingt durch Temperaturänderungen oder durch Alterung des Laserfarbstoffes, können daher bei der Wasserdampfbestimmung berücksichtigt werden. Die durchgezogene Kurve in Abb. 5.8 zeigt ein solches gemessenes Laserspektrum in Abhängigkeit von der Wellenlängendifferenz zur Online-Wellenlänge. Das gemessene Spektrum ist die Faltung aus dem eigentlichen Laserspektrum und der Übertragungsfunktion des Fizeau-Interferometers. Abb. 5.9 zeigt die Übertragungsfunktion des Fizeau-Interferometers für eine Wellenlänge von 728 nm, was in etwa der für die Wasserdampfmessung verwendeten Online-Wellenlänge entspricht. Die Übertragungsfunktion wurde mit einem extrem schmalbandigen, durchstimmbaren Ti-Saphir-Laser gemessen. Zur Bestimmung des Online-Laserspektrums ist es also notwendig, das gemessene Laserspektrum und die Fizeau-Übertragungsfunktion zu entfalten. Eine direkte Entfaltung ist nicht praktikabel, da dieses Verfahren numerisch instabil ist. Es wird daher eine analytische Form des Laserspektrums angenommen, die von einigen variablen Parametern abhängt. Diese Parameter werden dann schrittweise solange variiert, bis die χ^2 -Abweichung zwischen dem gemessenen Spektrum und der Faltung aus Laserspektrum und Fizeau-Übertragungsfunktion ein Minimum annimmt.

Im Idealfall ist der Online-Laser so eingestellt, daß nur eine Resonatormode angeregt ist, deren Wellenlänge genau auf das Maximum der gewünschten Wasserdampfabsorptionslinie abgestimmt ist. Temperaturänderungen führen jedoch zu Schwankungen der Laserresonatorlänge, wodurch zeitweise Nachbarmoden angeregt werden können. Ein über mehrere Laserschüsse gemittelttes Spektrum wird daher im allgemeinen neben der Hauptmode auch eine oder mehrere Nebenmoden aufweisen. Der spektrale Abstand zwischen benachbarten Moden läßt sich aus der Laserresonatorlänge berechnen und beträgt ~ 1 pm. Für das Spektrum des Online-Lasers wählt man daher eine Form, bestehend aus bis zu 5 gaußförmigen Moden, die einen festen Abstand von 1 pm zueinander haben. Bei der χ^2 -Anpassung an das gemessene Spektrum werden die relativen Intensitäten der einzelnen Moden, ihre Breite und die spektrale Position der Hauptmode variiert. In Abb. 5.10 ist das auf diese Weise entfaltete Laserspektrum dargestellt. Es besteht aus 3 Moden: der Hauptmode mit einer

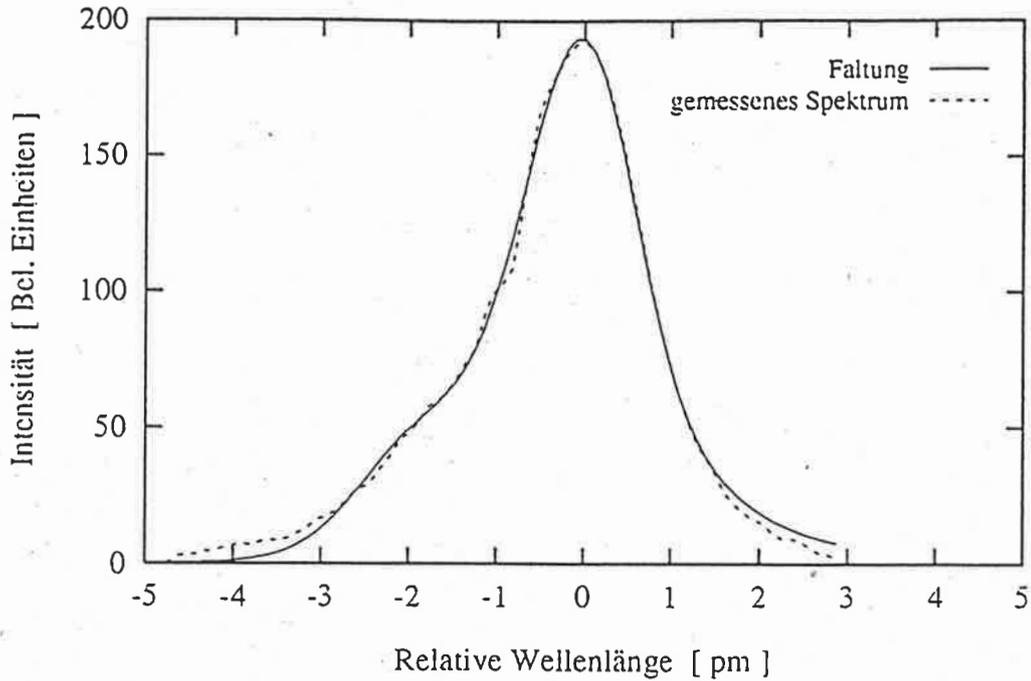


Abb. 5.8: Mit dem Fizeau-Interferometer gemessenes-Laserspektrum und Faltung aus der Fizeau-Übertragungsfunktion (Abb. 5.9) und dem berechneten Laserlinienspektrum (Abb. 5.10). Die relative Wellenlänge ist auf die Online-Wellenlänge bezogen.

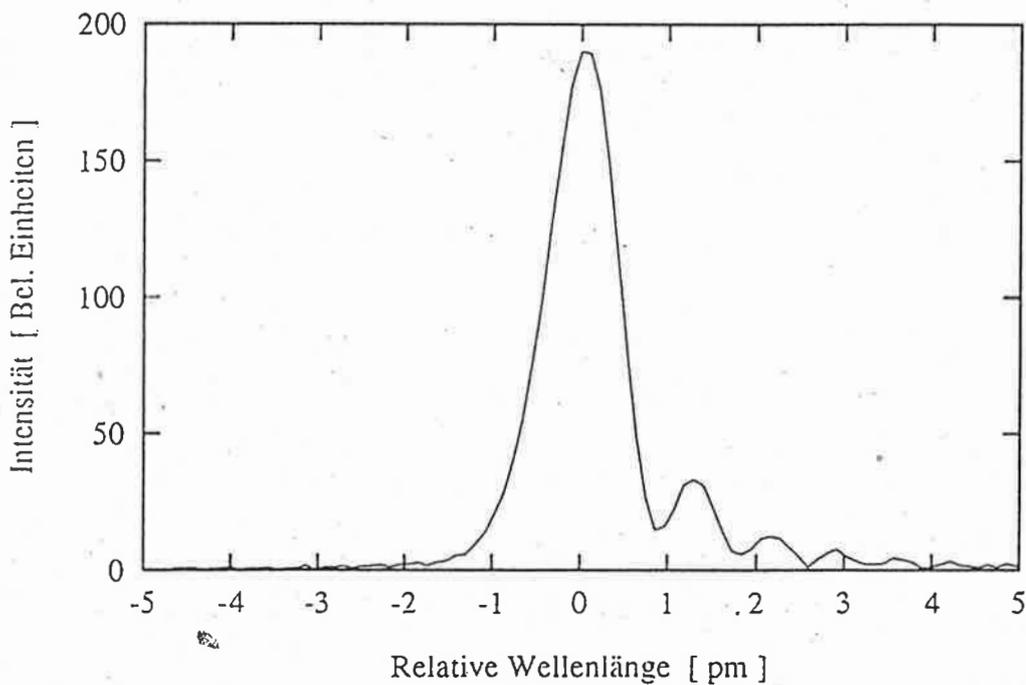


Abb. 5.9: Übertragungsfunktion des Fizeau-Interferometers. Die relative Wellenlänge ist auf das Transmissionsmaximum bezogen.

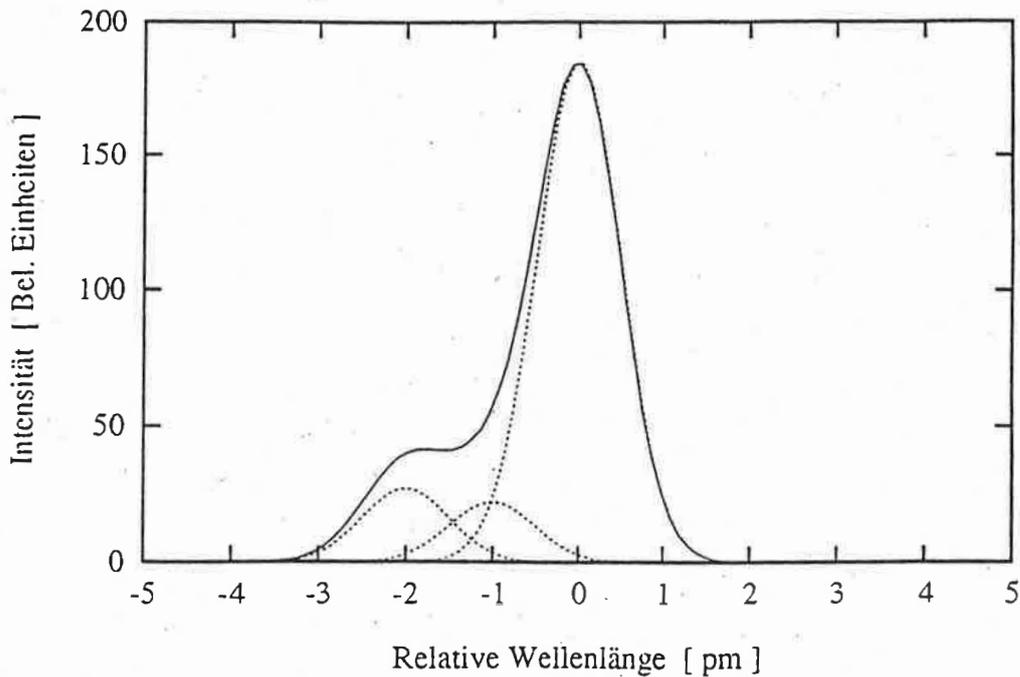


Abb. 5.10: Online-Laserspektrum, bestehend aus 3 Moden im Abstand von 1 pm. Die relative Wellenlänge ist auf die Online-Wellenlänge bezogen.

relativen Intensität von 73%, sowie 2 Nebenmoden mit einer relativen Intensität von 12 bzw. 15%. Die zugehörige Faltung mit der Fizeau-Übertragungsfunktion ist als gestrichelte Kurve in Abb. 5.8 dargestellt. Die Übereinstimmung mit dem gemessenen Spektrum ist sehr gut, abgesehen von den Randbereichen. Diese Diskrepanzen lassen sich dadurch erklären, daß der Verlauf des gemessenen Spektrums in den Randbereichen sehr empfindlich von der Untergrundsubtraktion abhängt. Außerdem könnte dies auch auf Abweichungen der Modenform von der angenommenen Gaußverteilung in den Modenflügeln zurückzuführen sein.

Für eine genaue Bestimmung des Wasserdampfgehaltes aus den DIAL-Daten muß zusätzlich die Einstellung der Überlappung von Online- und Offline-Laser berücksichtigt werden. Zu Beginn der Messung wurden beide Laser offline betrieben und so justiert, daß sie möglichst das gleiche Meßvolumen beleuchten. Am Ende des Meßzeitraumes wurde zur Kontrolle der Einstellung nochmals eine Messung mit beiden Lasern im Offline-Betrieb vorgenommen. In Abb. 5.11 ist der Logarithmus des Quotienten aus Offline- und Onlinesignal dieser abschließenden Kontrollmessung für einen Höhenbereich von 200 bis 1500 m dargestellt. Die zeitliche Mittelung beträgt 6 min, in der Vertikalen wurde über 75 m gleitend gemittelt. Der Logarithmus

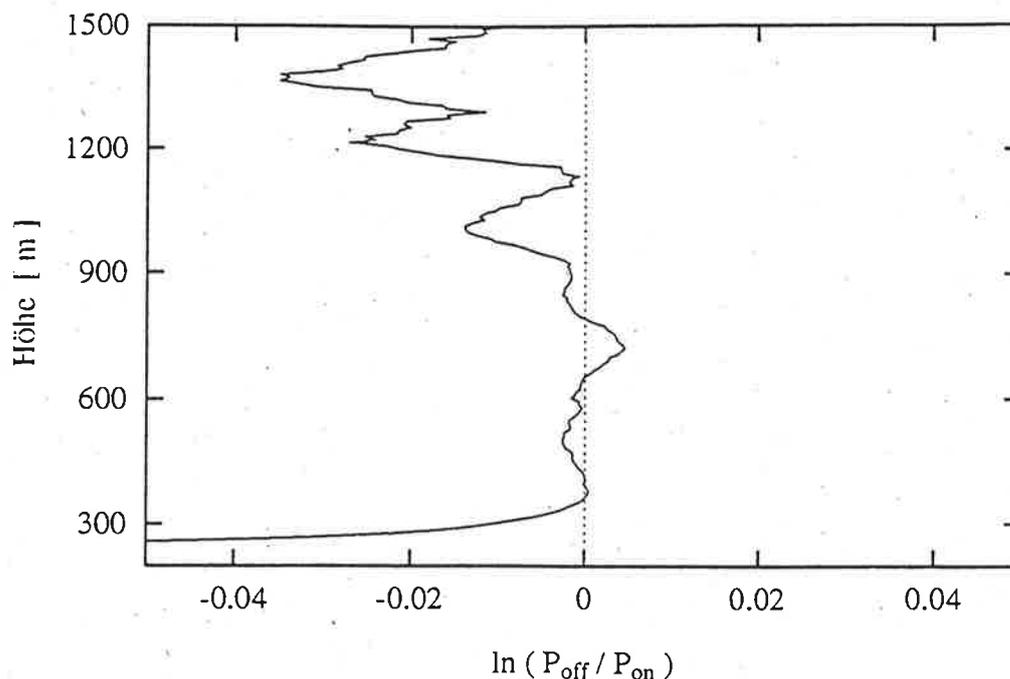


Abb. 5.11: Logarithmus des DIAL-Signalquotienten für die Offline-Offline-Messung.

des Signalquotienten ist ein Maß für die optische Wasserdampfdicke, und sein Gradient ist proportional zum Wasserdampfgehalt. Bei einer Offline-Offline-Messung muß der Logarithmus des Signalquotienten höhenkonstant verlaufen, vorausgesetzt beide Laserstrahlen beleuchten dasselbe Meßvolumen und liegen vollständig im Gesichtsfeld des Empfangsteleskopes. Dies ist im Höhenbereich zwischen ca. 375 m und etwa 900 m recht gut erfüllt, wenn man berücksichtigt, daß bei der eigentlichen Wasserdampfmessung der Gradient von $\ln(P_{\text{off}}/P_{\text{on}})$ typischerweise 0.1 pro 100 m beträgt. Die deutliche Abweichung vom höhenkonstanten Verlauf des Signalquotienten unterhalb von 375 m ist darauf zurückzuführen, daß die beiden Laserstrahlen unterschiedlich in das Gesichtsfeld des Empfangsteleskopes hineinlaufen. Die Meßdaten unterhalb von 375 m werden daher nicht für die Wasserdampfauswertung benutzt. Da die Vertikalauflösung des DIALs 75 m beträgt und für die Wasserdampfberechnung die Differenz der optischen Dicken zweier Meßzellen gebildet wird, liegt die unterste DIAL-Meßhöhe bei 450 m. Oberhalb von 900 m wird die Überlapung der beiden Laserstrahlen schlechter, so daß es zu Abweichungen vom idealen höhenkonstanten Verlauf des DIAL-Signalquotienten kommt. Solche Abweichungen bedeuten aber eine Verfälschung des Wasserdampfgehaltes bei der Online/Offline-Messung. Zur Korrektur dieses Effektes wird daher aus der Offline/Offline-Messung

mit denselben Parametern wie für die Online/Offline-Messung eine Art "Untergrund"-Wasserdampfgehalt berechnet und stets subtrahiert.

Der Anteil an breitbandigem Laserlicht, der aufgrund von ASE vom Online-laser emittiert wurde, ist bei der vorliegenden Messung ungewöhnlich hoch und ist vermutlich auf eine ungenaue Justierung des Excimerlaser-Pumpstrahls im Hauptverstärkerteil des Online-Lasers zurückzuführen. In einem solchen Fall ist die sonst übliche Methode der ASE-Bestimmung durch Vergleich von Wasserdampfmessungen mit 2 unterschiedlich starken Absorptionslinien nicht praktikabel, da bei der Abstimmung des Online-Lasers auf die andere Absorptionslinie eine Änderung des ASE-Anteils sehr wahrscheinlich ist. Deshalb wird der ASE-Anteil durch Vergleich des aus der DIAL-Messung abgeleiteten Profils des Wasserdampfgehaltes mit dem von der Radiosonde gemessenen Feuchteprofil ermittelt. In diesem Fall ist man bei der Wasserdampfbestimmung mit dem DIAL auf eine Zusatzmessung des Feuchteprofils mit einer Radiosonde angewiesen. Es sei an dieser Stelle aber darauf hingewiesen, daß dies auf den hohen ASE-Anteil der vorliegenden Messung zurückzuführen ist und im allgemeinen bei der Wasserdampfbestimmung mit DIAL nicht erforderlich ist. In Abb. 5.12 sind die DIAL-Feuchteprofile für ASE-Anteile von 22, 23 und 24% sowie das Radiosonden-Feuchteprofil dargestellt. Um die statistischen Fehler mög-

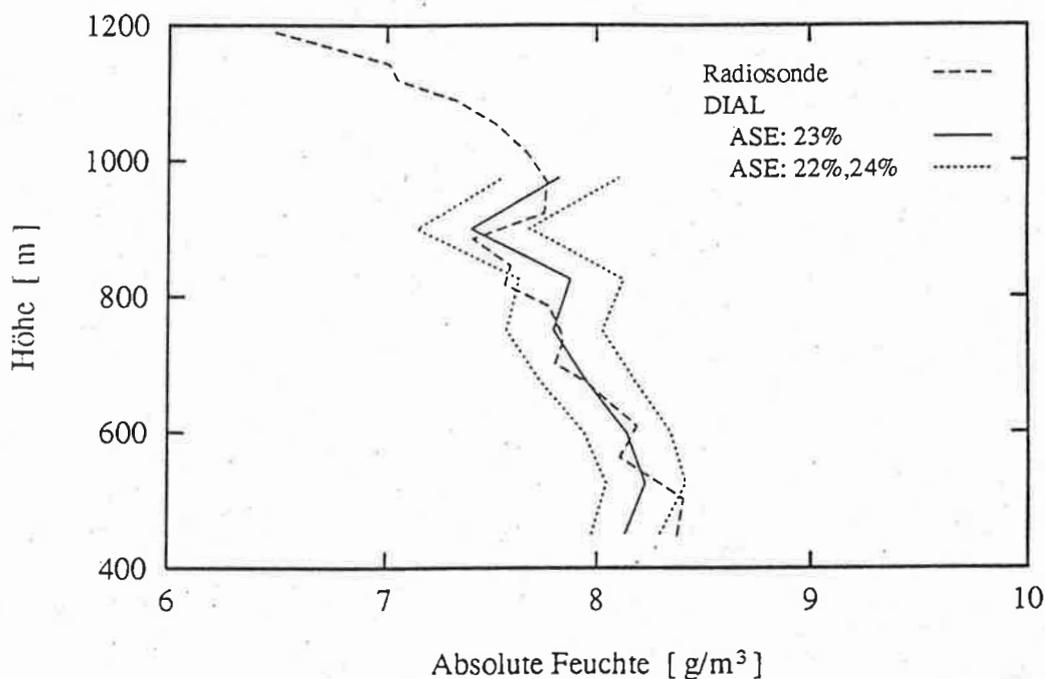


Abb. 5.12: Vergleich der Vertikalprofile der Feuchte aus der DIAL- und der Radiosondenmessung. Die DIAL-Feuchteprofile sind für 22, 23 und 24% ASE berechnet.

lichst klein zu halten, sind die DIAL-Feuchteprofile über 1 Stunde von 12:36 bis 13:36 MEZ gemittelt. Der Radiosondenaufstieg wurde um 13:32 MEZ durchgeführt. Die Übereinstimmung zwischen dem Radiosonden- und dem DIAL-Feuchteprofil für 23% ASE ist auch im Detail recht gut. So findet sich z.B. der leichte Anstieg der Feuchte in etwa 900 m Höhe in beiden Profilen wieder. Oberhalb von ca. 1000 m konnte der Wasserdampfgehalt mit dem DIAL nicht bestimmt werden, da die Basis der Cumulus-Wolken in dieser Höhe lag. Da die Radiosonde mit dem Wind verdriftet wird und somit nicht exakt am selben Ort wie das DIAL mißt, und da die Mittelungszeiten verschieden sind, ist eine Abweichung von einigen Prozent zwischen der Radiosonden- und der DIAL-Messung möglich. Die aus den DIAL-Daten bestimmten Feuchteprofile für 22% bzw. 24% ASE sind daher auch mit der Radiosondenmessung verträglich (Abb. 5.12). Der ASE-Anteil für den Online-Puls läßt sich also mit $23 \pm 1\%$ angeben. Die Unsicherheit in der ASE-Bestimmung von $\pm 1\%$ führt zu einem systematischen Fehler des Wasserdampfgehaltes von ca. 3%. Bei einem solch hohen ASE-Gehalt von 23% muß noch eine weitere Fehlerquelle berücksichtigt werden. Der ASE-Korrekturterm in der DIAL-Gleichung (Gl. (3.24)) hängt von der Wasserdampftransmission $A(R_1) \cdot B(R_1)$ zwischen dem Lidarstandort und der Unterkante R_1 der Meßzelle ab. Die Wasserdampftransmission unterhalb der untersten Meßhöhe des DIALs, die in diesem Fall bei 450 m liegt, läßt sich nicht aus den DIAL-Daten ableiten. Sie wird daher aus dem von der Radiosonde gemessenen Feuchteprofil bestimmt, was den Nachteil hat, daß für den gesamten Meßzeitraum mit einer konstanten Transmission gerechnet wird. Die Nichtberücksichtigung der Variabilität der Wasserdampftransmission bzw. des Wasserdampfgehaltes unterhalb von 450 m führt zu einem systematischen Fehler bei der Bestimmung der Feuchte in den DIAL-Meßhöhen darüber. Bei einem ASE-Gehalt von 23% bedeutet ein um 10% falsch abgeschätzter Wasserdampfgehalt unterhalb von 450 m einen Fehler der Feuchte in den DIAL-Meßhöhen von ca. 1.5%. Dabei führt eine Unterschätzung der Feuchte unterhalb von 450 m zu einer Überschätzung des mit dem DIAL bestimmten Wasserdampfgehaltes und umgekehrt. Welche Auswirkungen dies auf die Genauigkeit der Wasserdampfflußbestimmung hat, wird in Kap. 5.4.2 diskutiert.

Für die Bestimmung des Wasserdampfflusses mit der Eddy-Correlation-Methode ist es wichtig, daß die hochaufgelösten Zeitreihen des Wasserdampfs keine Ausreißer enthalten, wie sie z.B. durch Übersteuerung des Photomultipliers bzw. des Analog-Digital-Wandlers entstehen können. Abb. 5.13 zeigt exemplarisch ein Profil des logarithmierten Signalverhältnisses $\ln(P_{\text{off}}/P_{\text{on}})$ im Höhenbereich zwischen 300 und 1500 m. Das Profil ist über 60 s gemittelt, was der maximalen Zeitauflösung

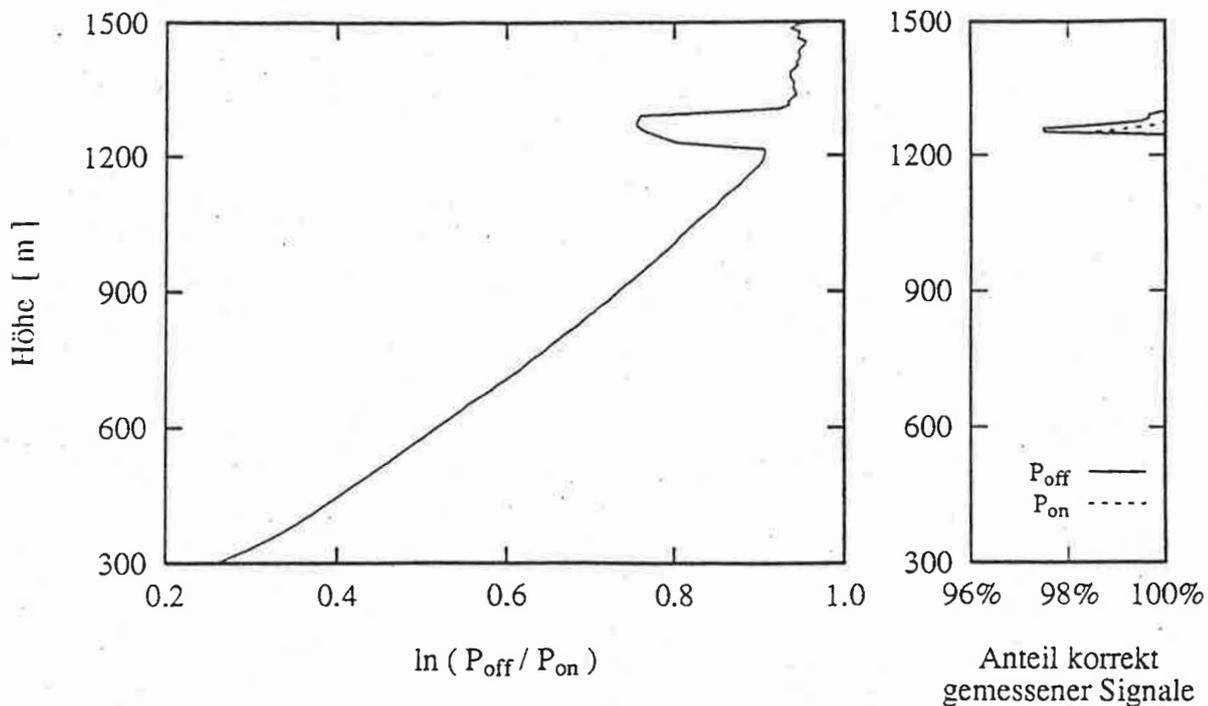


Abb. 5.13: Logarithmus des DIAL-Signalverhältnisses (links) und prozentualer Anteil der korrekt, d.h. ohne Unter- oder Übersteuerungen, detektierten DIAL-Signale (rechts).

der Wasserdampfdaten entspricht. Vom Datenerfassungssystem wurden die über 100 Laserschüsse gemittelten Rückstreusignale aufgezeichnet. Zusätzlich wurde die Information, wieviele dieser 100 Online bzw. Offline-Signale über- oder untersteuert waren, gespeichert. Im rechten Teil von Abb.5.13 ist der prozentuale Anteil der Rückstreusignale, die nicht über- oder untersteuert sind, in Abhängigkeit von der Höhe dargestellt, wobei die durchgezogene Kurve die Offline- und die gestrichelt eingezeichnete Kurve die Online-Signale repräsentiert. Man erkennt, daß in ~1260 m Höhe etwa 3% des Offlinesignals und ca. 2% des Onlinesignals übersteuert sind, was auf den Durchzug eines Wolkenfetzens durch das Meßvolumen zurückzuführen ist. Durch die Übersteuerungen werden der Signalquotient und damit auch der aus den DIAL-Daten abgeleitete Wasserdampfgehalt deutlich verfälscht. Für die Bestimmung des Wasserdampfgehaltes wurden daher nur DIAL-Signale verwendet, bei denen keine Über- oder Untersteuerungen auftraten.

Die langfristige Stabilität der Wasserdampfmessung kann durch eine Drift der Wellenlänge des Online-Lasers sowie durch Änderungen des ASE-Gehaltes und der Überlappung zwischen Online- und Offline-Laser beeinträchtigt werden. Die Wellen-

längenstabilität des Online-Lasers läßt sich anhand des Ausgangssignals der photoakustischen Zelle, welches von einem Plotter kontinuierlich aufgezeichnet wird, kontrollieren. Abb. 5.14 zeigt einen etwa 1-stündigen Abschnitt dieses Signals. Ist die Wellenlänge des Online-Lasers stabil, sollte das Ausgangssignal der photoakustischen Zelle zeitlich konstant sein, abgesehen von einer stetigen, aber sehr schwachen Abnahme der Signalintensität, die auf eine Leistungsabnahme des Lasers aufgrund der Farbstoffalterung zurückzuführen ist. Wie in Abb. 5.14 zu sehen ist, bleibt das Signal bis ~ 13:05 MEZ, abgesehen von hochfrequenten Schwankungen, praktisch konstant, fällt aber in der folgenden halben Stunde deutlich ab, was auf eine Drift der Wellenlänge des Online-Lasers zurückzuführen ist. Nach einer erneuten Abstimmung des Online-Lasers auf das Maximum der Absorptionslinie erreicht das Ausgangssignal der photoakustischen Zelle wieder das ursprüngliche Niveau. Die DIAL-Daten zwischen 13:05 und 13:35 MEZ lassen sich trotz der Verstimmung des Online-Lasers verwenden, da Betrag und Richtung der Drift bekannt sind. Unter Annahme einer zeitlich linearen Drift wurde die mittlere Differenz zwischen Absorptionslinienmaximum und Laserwellenlänge für die beiden Meßabschnitte zwischen 13:05 und 13:20 MEZ bzw. 13:20 und 13:35 MEZ berechnet. Der Wasserdampfgehalt während

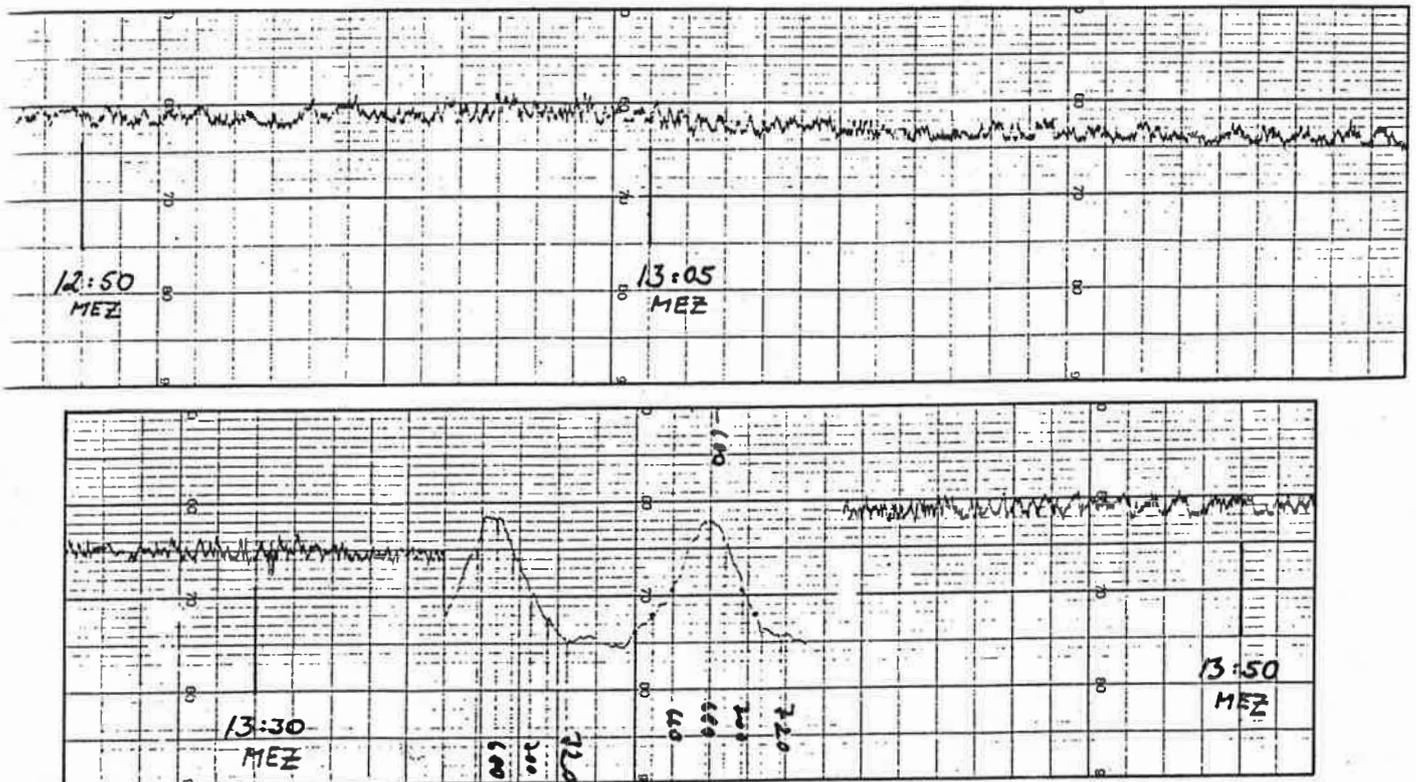


Abb. 5.14: Ausgangssignal der photoakustischen Zelle für den Online-Laser zwischen 12:50 und 13:50 MEZ.

dieser Zeiträume wurde dann mit entsprechend verschobenen Laserlinienspektren berechnet.

Die Wasserdampfwerte wurden unter der Annahme eines konstanten ASE-Anteils und einer zeitlich konstanten Überlappung von On- und Offline-Laserstrahl bestimmt, da diese Parameter nur einmal während des Meßzeitraumes ermittelt wurden. Unbemerkt Änderungen dieser Parameter könnten daher zu nicht korrigierbaren Verfälschungen der Wasserdampfzeitreihe führen. Dies gilt insbesondere für den ASE-Anteil, da bei einem hohen Wert des ASE-Anteils schon relativ geringe Abweichungen merkliche Änderungen des Wasserdampfgehaltes speziell in größeren Höhen nach sich ziehen. Kurzfristige Änderungen des ASE-Anteils bzw. der Überlappung innerhalb von wenigen Minuten lassen sich aus technischen Gründen ausschließen. Eine gewisse Kontrolle der Langzeitstabilität der mit dem DIAL gemessenen Wasserdampfwerte ist durch einen Vergleich mit der Zeitreihe der Bodenfeuchte möglich. Da die Grenzschicht zur Zeit der Messung stark durchmischt war, kann man annehmen, daß sich langfristige Änderungen des Wasserdampfgehaltes etwa in gleichem Maße am Boden und in der Mitte der Grenzschicht bemerkbar machen. In Abb. 5.15 ist der zeitliche Verlauf der Bodenfeuchte und des Wasser-

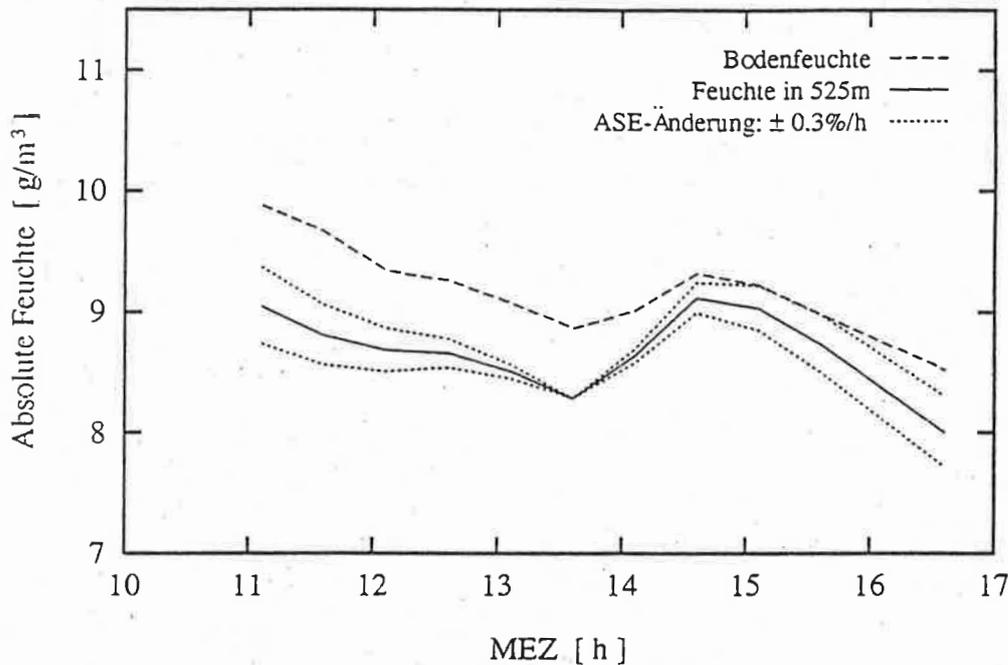


Abb. 5.15: Zeitlicher Verlauf der Bodenfeuchte und der mit dem DIAL gemessenen Feuchte in 525 m Höhe. Die DIAL-Feuchtwerte wurden mit einem zeitlich konstanten ASE-Anteil von 23% bzw. mit einem um $\pm 0.3\%/h$ variierenden ASE-Anteil berechnet.

dampfgehaltes in 525 m Höhe für einen zeitlich konstanten ASE-Anteil von 23% dargestellt. Man erkennt, daß beide Kurvenverläufe während des gesamten Meßzeitraumes gut übereinstimmen. Gleichzeitig sind die Verläufe des Wasserdampfgehaltes in 525 m Höhe unter der Annahme einer kontinuierlichen Änderung des ASE-Anteils von $\pm 0.3\%/h$ eingezeichnet. Sie geben in etwa die Bandbreite der Feuchteverläufe in 525 m Höhe an, die mit dem zeitlichen Verlauf der Bodenfeuchte kompatibel sind. Daraus läßt sich abschätzen, daß die Änderung des ASE-Anteils während der gesamten Messung wahrscheinlich $\leq 1\%$ war. Der damit verbundene systematische Fehler bei der Bestimmung des Wasserdampfgehaltes ist $\leq 3\%$. Die Ableitung der mittleren zeitlichen Änderung des Wasserdampfgehaltes $\partial \bar{\rho}_w / \partial t$, die für die Abschätzung des Wasserdampfflusses mittels der Kontinuitätsgleichung benötigt wird (Kap.5.5), ist dagegen nur auf etwa $\pm 20\%$ genau.

5.3.3 Bestimmung der Schallgeschwindigkeit mit RADAR-RASS

Die Schallgeschwindigkeit wird in Echtzeit aus den RASS-Rückstreupektren, wie in Kap.3.2.2 beschrieben, berechnet und abgespeichert. Aufgrund der Verdriftung der Schallwellen mit dem Wind sind die Radarrückstreusignale aus dem oberen Meßbereich deutlich schwächer als aus den unteren Meßhöhen, so daß bei der automatischen Positionsbestimmung der Echosignale im Frequenzspektrum mit zunehmender Meßhöhe Fehler unterlaufen können. Ist das Echosignal so schwach, daß es sich nicht signifikant aus dem Untergrundrauschen heraushebt, so kann es vorkommen, daß von dem Auswerteprogramm ein bei einer festen Frequenz liegendes Störsignal (z.B. Vielfaches der Netzfrequenz) oder aber eine andere zufällige Struktur im Frequenzspektrum als Echosignal erkannt wird. Eine fehlerhaft bestimmte Position des Echosignals bedeutet eine fehlerhafte Bestimmung der Schallgeschwindigkeit, was sich in der Zeitreihe durch Ausreißer bemerkbar macht. Vor der weiteren Prozessierung der Schallgeschwindigkeitsdaten müssen diese Ausreißer aus den Zeitreihen entfernt werden.

Da die Signalspektren aus Speicherplatzgründen nicht aufgezeichnet wurden, ist eine Identifizierung von Ausreißern anhand der Spektren nicht möglich. Daher wurde ein Programm zur Erkennung von Ausreißern entwickelt. Das Problem dabei ist, natürliche Fluktuationen von echten Ausreißern zu unterscheiden. Zur Erläuterung der Vorgehensweise bei der Ausreißeridentifikation ist in Abb.5.16 ein 30-minütiger Abschnitt der Zeitreihe der Schallgeschwindigkeit in 750 m Höhe dargestellt. Die Zeitauflösung, mit der die Schallgeschwindigkeitsdaten gemessen wurden, beträgt 10 s. Man erkennt deutlich eine Anzahl von Ausreißern, deren Werte

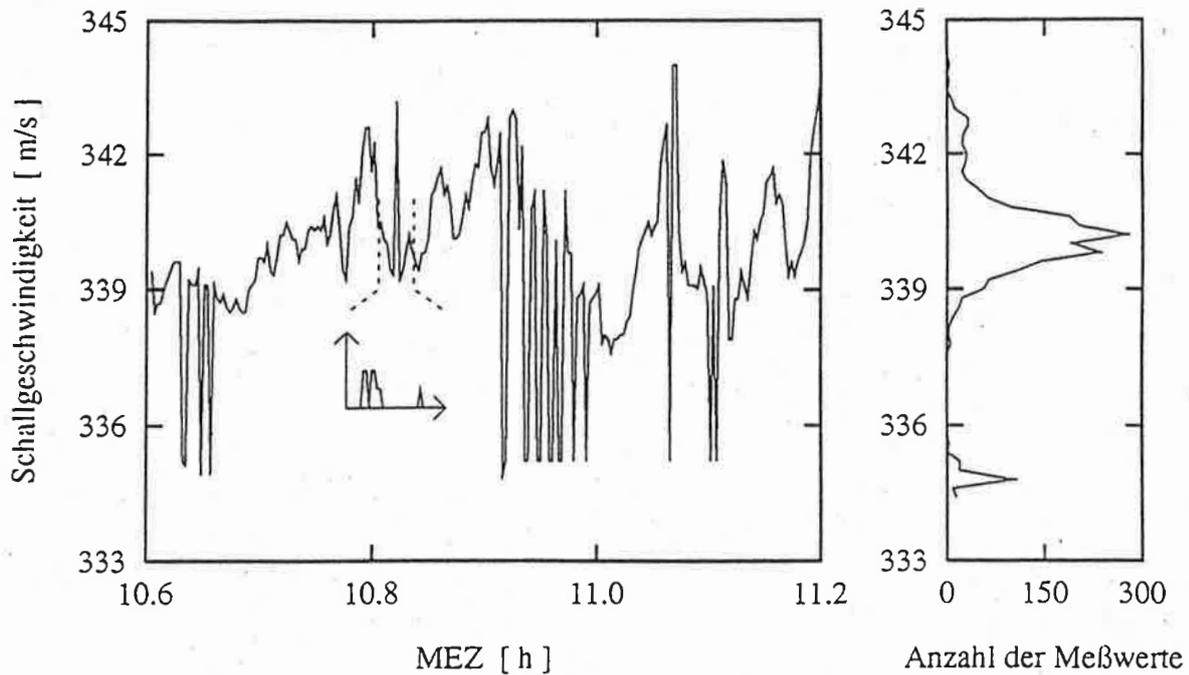


Abb. 5.16: Identifikation von Ausreißern in den Schallgeschwindigkeitsdaten. Die Meßhöhe ist 750 m, die Zeitauflösung beträgt 10 s.

alle bei etwa 335 m/s liegen. Im ersten Schritt wird für jede Höhenstufe und für die gesamte Zeitreihe die Verteilung der Schallgeschwindigkeit in Form eines Histogramms bestimmt, wie im rechten Teil von Abb. 5.16 dargestellt. Alle Datenpunkte, die deutlich außerhalb der Hauptverteilung liegen, werden als Ausreißer markiert. In einem zweiten Schritt wird ein Datenfenster gleitend über die Zeitreihe bewegt. Für alle Datenpunkte in diesem Datenfenster wird analog zum ersten Schritt die Verteilung der Schallgeschwindigkeit bestimmt (siehe eingeschobenes Bild in Abb. 5.16). Als Breite des Datenfensters wurden 11 Datenpunkte gewählt. Finden sich in dieser Verteilung Werte der Schallgeschwindigkeit, die um mehr als einen Betrag Δ von der Hauptverteilung abweichen, so werden diese Datenpunkte ebenfalls als Ausreißer markiert. Da die natürlicherweise auftretenden Fluktuationen der Schallgeschwindigkeit in der vorliegenden Messung bei ca. 1 bis 2 m/s liegen, wurde für Δ ein Wert von 2 m/s gewählt. Natürliche Fluktuationen der Schallgeschwindigkeit von 2 m/s oder mehr sind - wenn sie überhaupt auftreten - mit großen Wirbeln verbunden, deren Zeitskalen im Bereich mehrerer Minuten liegen. Eine natürliche Änderung der Schallgeschwindigkeit von mehr als 2 m/s von einem 10 s - Meßwert zum nächsten ist daher nicht zu erwarten. Die auf diese Weise bereinigten Zeitreihen

der Schallgeschwindigkeit werden dann über 60 s gemittelt, um die gleiche Zeitauf-
 lösung wie für den Wasserdampf zu erhalten. Dabei wird bei 3 oder mehr als korrekt
 erkannten Meßwerten pro Mittelungsintervall deren Mittelwert als 60 s-Mittel
 genommen. Befinden sich dagegen 4 oder mehr Ausreißer im Mittelungsintervall,
 wird auch der 60 s-Mittelwert als unbrauchbar kenntlich gemacht und bei der Kova-
 rianzberechnung nicht berücksichtigt. In den unteren Meßhöhen bis einschließlich
 525 m enthalten die Schallgeschwindigkeitszeitreihen keine Lücken. In 600 m Höhe
 sind 0.5%, in 675 m Höhe 3.3% und in 750 m Höhe 5.8% der Datenpunkte unbrauchbar.
 Oberhalb von 750 m sind deutlich mehr als 10% der Datenpunkte nicht brauchbar.
 Eine Berechnung des Wasserdampfes in diesen Meßhöhen ist daher nicht sinn-
 voll.

5.4 Bestimmung des Wasserdampfes mit der Eddy-Correlation- Methode

Die direkte Bestimmung des Wasserdampfes mit Hilfe der Eddy-Correlation-
 Methode aus den DIAL- und RADAR-RASS-Daten erfolgt gemäß Gl. (4.15). Für die
 Berechnung der Kovarianz aus Schallgeschwindigkeit und Feuchte $\overline{c'_m \rho'_w}$ und der
 Feuchtevarianz $\overline{\rho'^2_w}$ werden die hochaufgelösten Zeitreihen des Wasserdampfes
 und der Schallgeschwindigkeit zunächst hochpaßgefiltert, um langwellige Variatio-
 nen, die nicht zum turbulenten Wasserdampfes beitragen, zu entfernen. Aus den
 resultierenden Zeitreihen der Wasserdampfesfluktuationen ρ'_w und der Schallgeschwin-
 digkeitsfluktuationen c'_m werden dann durch direkte Multiplikation und anschließen-
 de zeitliche Mittelung $\overline{c'_m \rho'_w}$ und $\overline{\rho'^2_w}$ berechnet. Die zur Bestimmung des latenten
 Wärmeflusses ebenfalls benötigten Mittelwerte der Feuchte $\overline{\rho_w}$ und der Schallge-
 schwindigkeit $\overline{c_s}$ erhält man durch Mittelung aus den entsprechenden Zeitreihen.
 Die Temperatur wird gemäß Gl. (4.3) aus der Schallgeschwindigkeit $\overline{c_s}$ berechnet,
 der Luftdruck wird dem Radiosondenaufstieg entnommen.

5.4.1 Hochpaßfilterung der Zeitreihen

Die Wasserdampf- und Schallgeschwindigkeitszeitreihen werden wie folgt hochpaß-
 gefiltert: Zunächst werden die Zeitreihen für jede Meßhöhe mittels einer Fourier-
 Transformation in den Frequenzraum transformiert. Die resultierenden Frequenz-
 spektren werden mit einer Filterfunktion, die alle Frequenzen unterhalb einer Grenz-
 frequenz f_g abschneidet, hochpaßgefiltert und daraufhin wieder in den Zeitraum

zurücktransformiert. Da sich die gemessenen Wasserdampf- und Schallgeschwindigkeitszeitreihen über einen endlichen Zeitraum erstrecken, kommt es bei der Fouriertransformation zu einem Übersprechen zwischen den Frequenzbändern und somit zu einer unvermeidlichen Verfälschung des eigentlichen Frequenzspektrums. Um das Übersprechen zu minimieren, werden die Zeitreihen vor der Fouriertransformation grundsätzlich mit einem Hanning-Fenster multipliziert. Bei der Hochpaßfilterung würde sich ein Übersprechen zwischen den Frequenzbändern als besonders störend erweisen, wenn niederfrequente Variationen, die durch die Filterung aus dem Spektrum entfernt werden sollen, den hochfrequenten Teil des Spektrums jenseits der Abschneidefrequenz f_g beeinflussen. Ein solche Kontamination des hochfrequenten Teils des Spektrums ist insbesondere dann wahrscheinlich, wenn eine oder mehrere niedrige Frequenzen mit besonders hoher Intensität im Spektrum auftreten. Um solche störenden niederfrequenten Variationen schon vor der Fouriertransformation zu entfernen, wird von den Zeitreihen ein Trend subtrahiert. Im einfachsten Fall wird lediglich der Mittelwert der Zeitreihe abgezogen. Andere Möglichkeiten der Trendbereinigung sind die Subtraktion eines an die Daten angepaßten Polynoms

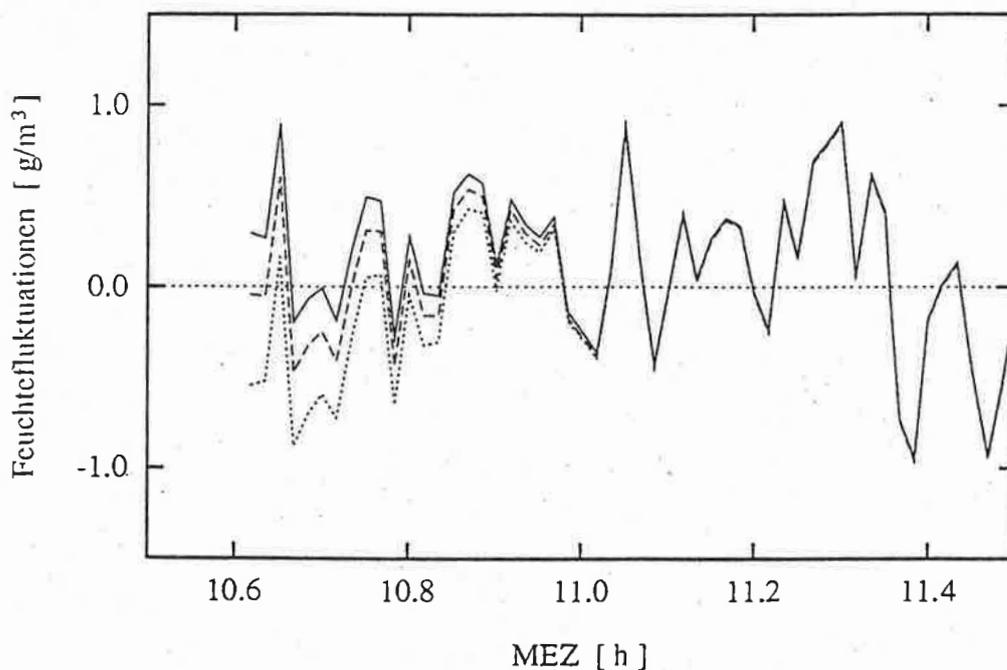


Abb. 5.17: Hochpaßgefilterte Zeitreihe des Wasserdampfgehaltes in 525 m Höhe für 3 verschiedene Trendsabtraktionsverfahren vor der Filterung:

- Mittelwertsubtraktion —————
- Subtraktion einer Ausgleichsgeraden - - - - -
- Subtraktion von sin- und cos-Funkt. ······

oder einer Summe von langwelligen Sinus- und Cosinus-Funktionen.

In Abb. 5.17 sind die ersten 60 min der Zeitreihe der Wasserdampf-Fluktuationen nach Hochpaßfilterung für eine Meßhöhe von 525 m dargestellt, und zwar für 3 verschiedene Möglichkeiten der Trendbereinigung: Subtraktion des Mittelwertes, Subtraktion einer an die Daten angepaßten Geraden sowie Subtraktion einer an die Zeitreihe des Wasserdampfgehaltes angepaßten Summe von sin- und cos-Funktionen, deren Perioden länger als die Gesamtdauer des Meßzeitraumes sind. Man erkennt, daß zu Beginn der Zeitreihen die Fluktuationenwerte je nach Trends-Subtraktionsverfahren deutlich voneinander verschieden sind, während mit zunehmendem zeitlichem Abstand zum Anfang der Zeitreihe die Abweichungen untereinander immer kleiner werden, bis schließlich alle 3 Zeitreihen zusammenfallen. Ein ähnliches Bild ergibt sich für das Ende der Zeitreihe. Das gleiche gilt auch für die übrigen Meßhöhen sowie für die Schallgeschwindigkeitsfluktuationen. In den unmittelbaren Randbereichen der hochpaßgefilterten Zeitreihen sind die Werte der Fluktuationen also abhängig vom Trends-Subtraktionsverfahren. Aus diesem Grund werden die ersten und letzten 10 Datenpunkte (= 10 min) der Zeitreihen der Wasserdampf- und Schallgeschwindigkeitsfluktuationen zur Berechnung von $\overline{c'_m \rho'_w}$ und $\overline{\rho'_w{}^2}$ nicht benutzt. In den übrigen Bereichen der Zeitreihen spielt die Wahl des Trendbereinigungsverfahrens praktisch keine Rolle. Es wird deshalb bei allen Zeitreihen zur Trendbereinigung der Mittelwert abgezogen.

Die Abschneidefrequenz f_g sollte so gewählt werden, daß alle langwelligen Variationen der Feuchte und der Schallgeschwindigkeit, die z. B. auf Advektionsvorgänge zurückzuführen sind und nicht zum turbulenten Wasserdampf-Fluß beitragen, durch die Hochpaßfilterung unterdrückt werden. Andererseits muß durch eine adäquate Wahl von f_g gewährleistet sein, daß auch die Beiträge der größten auftretenden Konvektionszellen bei der Bestimmung des Wasserdampf-Flusses noch mitberücksichtigt werden. Zur Bestimmung einer der aktuellen meteorologischen Situation angepaßten Abschneidefrequenz wurde gemäß Gl. (4.15) der latente Wärmefluß für den Zeitraum zwischen 10:41 und 13:31 MEZ für verschiedene Werte der Abschneidefrequenz berechnet. Abb. 5.18 zeigt den Verlauf des latenten Wärmeflusses in Abhängigkeit von der reziproken Abschneidefrequenz $1/f_g$ exemplarisch für die Meßhöhen 525 m und 675 m. $1/f_g$ läßt sich als Zeitdauer der Wirbel auffassen, die bei der Hochpaßfilterung gerade noch berücksichtigt werden, und wird im folgenden als Filterlänge bezeichnet. Die Filterlänge in Abb. 5.18 variiert zwischen 20 und 170 min. Eine Filterlänge von 170 min entspricht genau der Länge des Mittelungszeitraumes, für die der Fluß bestimmt wurde, d. h., die Wasserdampf- und Schallgeschwindig-

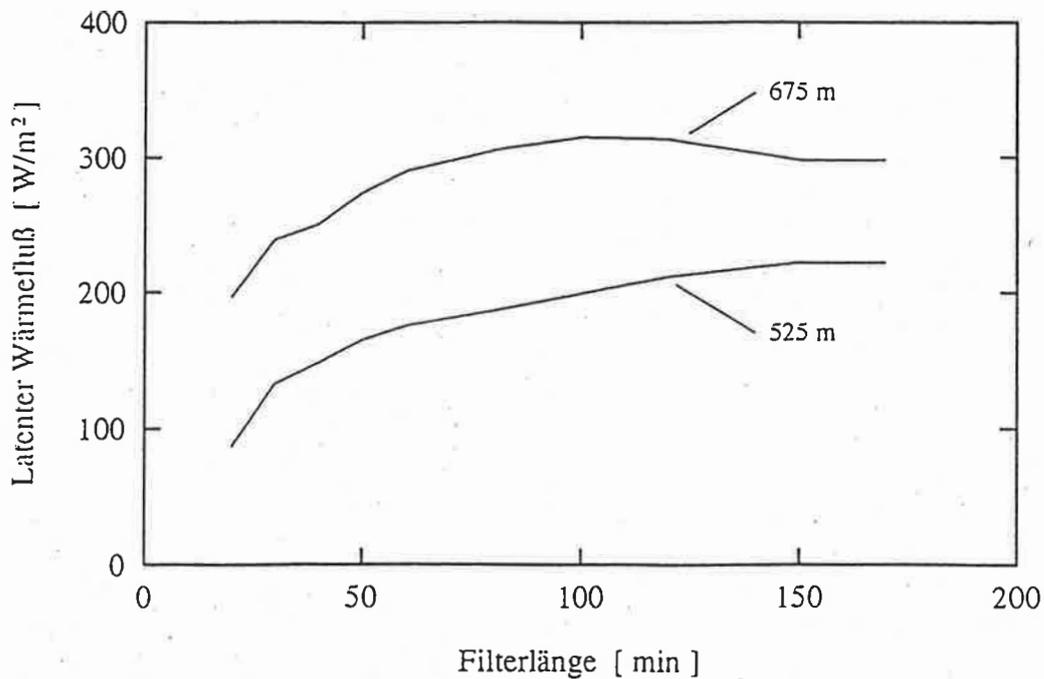


Abb. 5.18: Abhängigkeit des latenten Wärmeflusses von der Filterlänge, dargestellt für 525 m und 675 m Höhe.

keitszeitreihen werden abgesehen von der Mittelwertsubtraktion nicht weiter hochpaßgefiltert. Der Verlauf der beiden Kurven in Abb. 5.18 ist ähnlich. Nach einer anfänglichen kräftigen Zunahme des latenten Wärmeflusses mit wachsender Filterlänge wird der Anstieg des Flusses für größer werdende Filterlängen immer geringer. Der Fluß in 675 m Höhe nimmt für Filterlängen ≥ 120 min sogar wieder leicht ab. Der starke Anstieg des latenten Wärmeflusses bei einer Vergrößerung der Filterlänge von 20 auf 50 min läßt sich dadurch erklären, daß bei den kürzeren Filterlängen signifikante Beiträge von großen konvektiven Zellen herausgefiltert worden sind. Die geringe Variation des Flusses oberhalb einer Filterlänge von etwa 80 min läßt sich großräumigen Änderungen der Feuchte und der Schallgeschwindigkeit zuschreiben. Die der vorliegenden meteorologischen Situation angepaßte Filterlänge wird daher zwischen 50 und 80 min liegen. Für die Hochpaßfilterung der Zeitreihen wurde eine Filterlänge von 60 min gewählt.

5.4.2 Fehlerbetrachtung

Die Genauigkeit einer Wasserdampfflußmessung mit Hilfe der Eddy-Correlation-Methode wird durch drei Fehlerquellen beeinflusst:

- systematische Fehler,
- statistische Fehler, bedingt durch die begrenzte Meßgenauigkeit der verwendeten Meßinstrumente, sowie
- Fehler aufgrund mangelnder Repräsentanz der Meßwerte bedingt durch zu kurze Mittelungszeiten (Samplingfehler).

Systematische Fehler der Schallgeschwindigkeit-Feuchte-Kovarianz $\overline{c'_m \rho'_w}$ bzw. der Feuchtevarianz $\overline{\rho_w'^2}$ können zum einen durch Ausreißer in den Fluktuationszeitreihen c'_m und ρ'_w auftreten. Wie in Kap. 5.3 beschrieben, wurden Ausreißer in den Meßdaten markiert und für die Kovarianz- bzw. Feuchtevarianzberechnung nicht verwendet. Die systematischen Fehler des Wasserdampfgehaltes aufgrund der Unsicherheit bei der Bestimmung des ASE-Anteils und einer möglichen, geringfügigen zeitlichen Variation der ASE führen in ihrer Summe zu einem Fehler des Wasserdampf- flusses von weniger als $\pm 5\%$ (siehe Kap. 5.3.2). Der Fehler aufgrund der Nichtberück- sichtigung der Variabilität der Wasserdampftransmission unterhalb der untersten DIAL-Meßhöhe führt zu einer systematischen Unterschätzung des Wasserdampf- flusses. Dies läßt sich wie folgt einsehen: Bei kräftiger Konvektion umfassen die großen Wirbel nahezu die gesamte Grenzschicht. Die Wasserdampf- fluktuationen im DIAL- Meßbereich und diejenigen darunter sind daher miteinander korreliert. Da eine nicht- berücksichtigte Zunahme des Wasserdampfgehaltes unterhalb der untersten DIAL- Meßhöhe in 450 m zu einer Unterschätzung der Feuchte in den DIAL-Meßhöhen führt und umgekehrt (vgl. Kap. 5.3.2), werden die Wasserdampf- fluktuationen künstlich ge- dämpft, wodurch es zu einer Unterschätzung des Wasserdampf- flusses kommt. Die Variabilität der Feuchte zwischen dem Boden und 450 m Höhe wird durch den Mittel- wert aus den turbulenzbedingten Varianzen der Bodenfeuchte und des Wasserdampf- gehaltes in 450 m abgeschätzt. Die damit verbundene Unterschätzung des Wasser- dampfflusses beträgt ca. 13%. Da die Korrelation zwischen den Feuchtefluktuationen in den DIAL-Meßhöhen und darunter nicht perfekt ist, ist dieser Wert als eine obere Abschätzung des Fehlers zu verstehen. Es sei an dieser Stelle noch einmal daran erinnert, daß dieser Fehler auf den ungewöhnlich hohen ASE-Anteil bei der vorlie- genden DIAL-Messung zurückzuführen ist und somit keinen prinzipiellen Nachteil des DIAL-RASS-Verfahrens darstellt.

Ein systematisch falscher Wasserdampf- fluß kann sich auch dann ergeben, wenn das Spektrum der turbulenten Wirbel, die zum Wasserdampf- fluß beitragen, nicht korrekt erfaßt wird. Das niederfrequente Ende des für die Fluß- berechnung berücksichtigten Spektrums wird durch die Abschneidefrequenz f_g markiert. Wie

sich anhand von Abb. 5.18 gezeigt hat, ist die Wahl der Abschneidefrequenz bei der Hochpaßfilterung der Zeitreihen nicht ganz eindeutig. Eine falsch gewählte Abschneidefrequenz kann zu einem systematisch zu großen oder zu kleinen Wasserdampffluß führen. Anstatt einer Filterlänge von 60 min hätte auch eine Filterlänge von 50 oder 80 min benutzt werden können. Wie aus Abb. 5.18 ersichtlich, hätte dies um etwa 5% kleinere bzw. größere Flußwerte bedeutet. Der systematische Fehler aufgrund einer nicht eindeutig festlegbaren Abschneidefrequenz bei der Hochpaßfilterung kann also mit 5% veranschlagt werden.

Auf der hochfrequenten Seite wird das gemessene Wirbelspektrum durch die Zeitauflösung des DIAL-RASS-Systems begrenzt. Da Messungen mit dem DIAL-RASS-System nur bis zu einer Zeitauflösung von 60 s sinnvoll sind, beträgt die Maximalfrequenz, bis zu der turbulente Wasserdampf- und Schallgeschwindigkeitsfluktuationen erfaßt werden können, $8.3 \cdot 10^{-3}$ Hz. Die Gültigkeit der Taylor'schen Hypothese vorausgesetzt, bedeutet ein Frequenzbereich von $2.8 \cdot 10^{-4}$ (entsprechend einer Filterlänge von 60 min) bis $8.3 \cdot 10^{-3}$ Hz bei einem mittleren Wind in der Grenzschicht von 4 m/s (Abb. 5.5), daß die vom DIAL-RASS-System erfaßten Wirbel horizontale Ausmaße von ca. 500 m bis 15 km haben. Es erhebt sich die Frage, ob die maximale Zeitauflösung von 60 s in dem vorliegenden Fall ausreichend ist, um alle für den turbulenten Wasserdampftransport verantwortlichen Wirbel zu erfassen, oder ob ein signifikanter Teil des Flusses aufgrund dieser Beschränkung des Meßsystems nicht detektiert wird und die Wasserdampfflußmessung mit dem DIAL-RASS-System daher systematisch zu niedrige Werte liefert. Diese Frage ließe sich am besten durch eine unabhängige Vergleichsmessung des Wasserdampfflusses klären, die für den hier behandelten Meßfall allerdings nicht zur Verfügung steht. Anhand der Varianzspektren der Feuchte- und Schallgeschwindigkeitsfluktuationen sowie des Kospektrums lassen sich jedoch Rückschlüsse ziehen, ob die wesentlichen Beiträge zum Wasserdampffluß erfaßt wurden. Abb. 5.19 zeigt das Varianzspektrum der Schallgeschwindigkeitsfluktuationen in doppelt logarithmischer Darstellung für 450 m Höhe. Dem Spektrum liegt die Zeitreihe des gesamten 6-stündigen Meßzeitraumes in einer Zeitauflösung von 30 s zugrunde. Das Varianzspektrum in Abb. 5.19 erstreckt sich daher bis zu einer Nyquistfrequenz von $1.6 \cdot 10^{-2}$ Hz. Die Normierung des Spektrums wurde so vorgenommen, daß

$$\int_0^{f_{\max}} S_{cc}(f) df = \overline{c_m'^2}, \quad (5.4)$$

wobei $S_{cc}(f)$ die spektrale Dichte und $\overline{c_m'^2}$ die Varianz der Schallgeschwindigkeitsfluk-

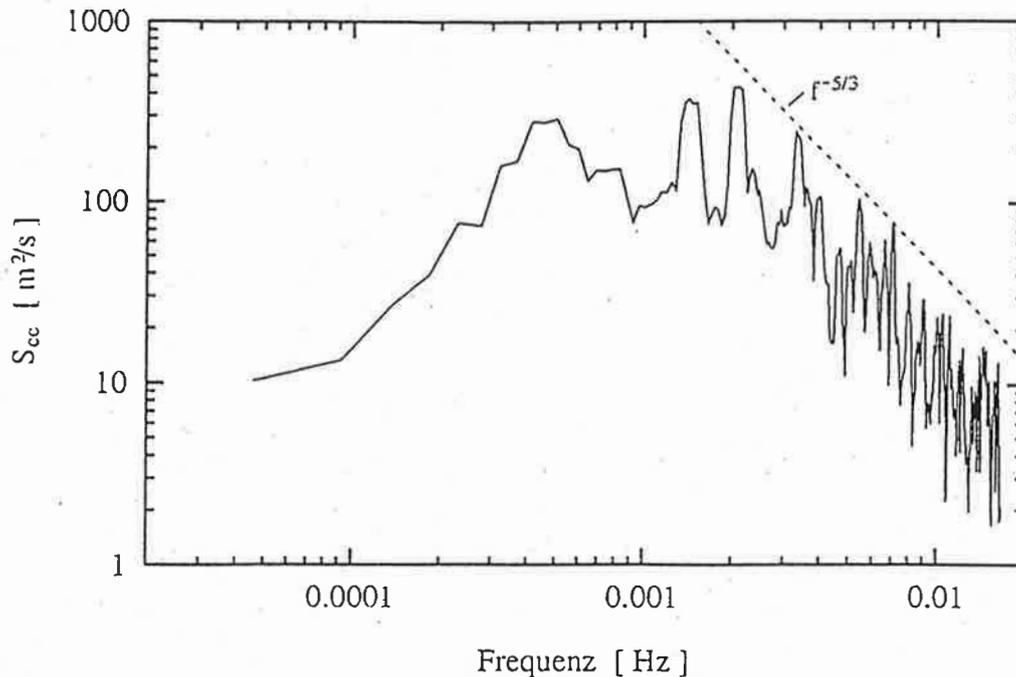


Abb. 5.19: Varianzspektrum der Schallgeschwindigkeitsfluktuationen für 450 m Höhe. Zusätzlich ist der für den Inertialbereich erwartete $f^{-5/3}$ -Verlauf der spektralen Dichte eingezeichnet.

tuationen ist. Das Spektrum wurde über 5 Datenpunkte gemittelt, um den statistischen Fehler zu verringern.

Das Maximum der spektralen Dichte liegt bei einer Frequenz von ca. 0.002 Hz. Bei einem mittleren Wind von 4 m/s entspricht dies einer horizontalen Wirbelgröße von etwa 2000 m. Bei einer Grenzschichthöhe von rund 1200 m bedeutet dies, daß die energiereichen Wirbel in der Größe von etwa $1.7 z_1$ liegen. Dies stimmt mit den bisherigen Untersuchungsergebnissen über die Größe der energiereichen Wirbel in einer konvektiven Grenzschicht gut überein (Kaimal et al. 1976, Young 1987). Die in Abb. 5.19 eingezeichnete Gerade zeigt den Verlauf eines Spektrums, das proportional zu $f^{-5/3}$ abnimmt, wie es für den Inertialbereich erwartet wird. Man erkennt, daß der hochfrequente Teil des Varianzspektrums dem $f^{-5/3}$ -Gesetz folgt, während es zu niedrigeren Frequenzen hin deutliche Abweichungen davon gibt. Die Anpassung einer Potenzfunktion $y = a \cdot f^b$ an das hochfrequente Ende des Spektrums oberhalb von $6.5 \cdot 10^{-3}$ Hz liefert für die Potenz b einen Wert von -1.75 ± 0.12 . Dies deutet darauf hin, daß der hochfrequente Teil des Spektrums bereits in den Inertialbereich fällt. Der Beitrag zum Wasserdampffluß von turbulenten Wirbeln aus dem Inertial-

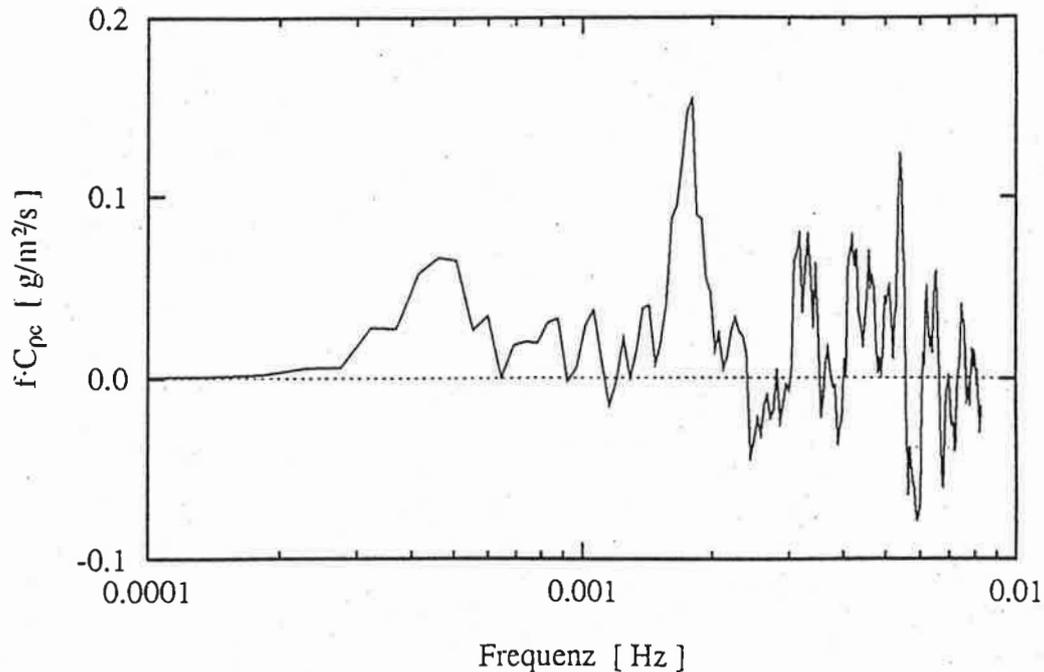


Abb. 5.20: Kospektrum der Wasserdampf- und Schallgeschwindigkeitsfluktuationen für eine Meßhöhe von 450 m.

bereich ist jedoch klein im Vergleich zu dem Fluß, der von den großen, energiereichen Wirbeln bewerkstelligt wird. Es ist daher anzunehmen, daß der Beitrag zum Wasserdampffluß von Frequenzen, die größer als die Nyquist-Frequenz des DIAL-RASS-Systems sind, deutlich kleiner ist als der Teil, der vom Meßsystem erfaßt wird. Dies wird durch das Kospektrum von Wasserdampf- und Schallgeschwindigkeitsfluktuationen bestätigt. Abb. 5.20 zeigt das Kospektrum $C_{pc}(f)$ für dieselbe Meßhöhe von 450 m. Die Normierung ist dabei so gewählt, daß

$$\int_0^{f_{\max}} C_{pc}(f) df = \overline{c_m' \rho_w'} \quad (5.5)$$

Die in Abb. 5.20 gewählte Darstellung von $f C_{pc}(f)$ gegen $\log f$ ermöglicht eine übersichtliche Darstellung des gesamten Frequenzbereiches und ist flächentreu, d. h., jede Teilfläche unter dem Kospektrum zwischen zwei beliebigen Frequenzen f_1 und f_2 entspricht der Kovarianz, die dieser Frequenzbereich zur Gesamtkovarianz beiträgt. Da die spektrale Dichte des Kospektrums am hochfrequenten Ende bereits klein ist und Kospektren zwischen Vertikalwind und skalaren Größen im Inertialbereich $\sim f^{-7/3}$ abnehmen, ist zu vermuten, daß Wirbel, die weiter im Inertialbereich liegen und

nicht vom DIAL-RASS-System erfaßt werden, keinen signifikanten Beitrag zur Kovarianz leisten. Die Schlußfolgerungen, die anhand des Varianzspektrums und des Kospektrums aus 450 m Höhe gezogen wurden, lassen sich auf die größeren Meßhöhen übertragen, da dort die Dominanz der großen Wirbel für den Wasserdampffluß sogar noch deutlicher als in 450 m Höhe sein sollte.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß der systematische Fehler der Wasserdampfflußmessung aufgrund der begrenzten Zeitauflösung von 60 s nicht genau bestimmt werden kann. Es gibt jedoch deutliche Hinweise, daß der Beitrag zum Fluß von Frequenzen jenseits der Nyquistfrequenz des DIAL-RASS-Systems nicht von signifikanter Größe ist.

Aufgrund der Ungenauigkeiten der Meßinstrumente kommt es zu einem statistischen Fehler bei der Bestimmung des latenten Wärmeflusses. Bei normal verteilten, unkorrelierten Fehlern der Meßgrößen, die in Gl. (4.15) eingehen, ergibt sich der statistische Gesamtfehler durch Gauß'sche Fehlerfortpflanzung. Die statistischen Fehler der Größen \bar{p} , \bar{T} , $\overline{\rho_w}$ und $\overline{c_s}$ sind klein und werden daher bei der Bestimmung des Fehlers des latenten Wärmeflusses nicht berücksichtigt. Die statistischen Fehler der Kovarianz $\overline{c'_m \rho'_w}$ und der Feuchtevarianz $\overline{\rho_w'^2}$ sind nicht vernachlässigbar, da das Rauschen bei der Schallgeschwindigkeits- und der Feuchtemessung insbesondere in größeren Meßhöhen durchaus in der Größenordnung der zu messenden Fluktuationen liegen kann.

Vor der Berechnung des statistischen Fehlers der Feuchtevarianz wird zunächst ihr Erwartungswert betrachtet. Es gilt:

$$E(\overline{\rho_{wm}'^2}) = E(\overline{(\rho'_w + \Delta\rho_w)^2}) = E(\overline{\rho_w'^2}) + E(\overline{\Delta^2\rho_w}) = \overline{\rho_w'^2} + E(\overline{\Delta^2\rho_w}). \quad (5.6)$$

Der Index m besagt, daß es sich um einen Meßwert handelt. $\Delta\rho_w$ bezeichnet die Abweichung des Meßwertes vom tatsächlichen Wert der Fluktuation ρ'_w aufgrund des Systemrauschens des DIALs. Gl. (5.6) läßt sich umschreiben in

$$E(\overline{\rho_{wm}'^2} - \overline{\Delta^2\rho_w}) = \overline{\rho_w'^2}. \quad (5.7)$$

Zur Bestimmung der tatsächlichen Feuchtevarianz $\overline{\rho_w'^2}$ muß also vom Meßwert $\overline{\rho_{wm}'^2}$ die Varianz $\overline{\Delta^2\rho_w}$ aufgrund des Systemrauschens abgezogen werden. Für die Varianz dieses Ausdrucks erhält man

$$\begin{aligned} \sigma^2(\overline{\rho_{wm}'^2} - \overline{\Delta^2\rho_w}) &= \sigma^2(\overline{(\rho'_w + \Delta\rho_w)^2} - \overline{\Delta^2\rho_w}) = \sigma^2(\overline{\rho_w'^2} + 2\overline{\rho'_w\Delta\rho_w}) = \\ &= \sigma^2(2\overline{\rho'_w\Delta\rho_w}) = 4E(\overline{\rho'_w\Delta\rho_w^2}) = \frac{4}{N} \overline{\Delta^2\rho_w} \overline{\rho_w'^2} \approx \end{aligned}$$

$$\approx \frac{4}{N} \overline{\Delta^2 \rho_w} (\overline{\rho_{wm}^2} - \overline{\Delta^2 \rho_w}) . \quad (5.8)$$

N bezeichnet die Anzahl der Datenpunkte, über die gemittelt wird. Im letzten Schritt, der zu Gl. (5.8) führt, wird die tatsächliche Feuchtevarianz $\overline{\rho_w^2}$ durch den korrigierten Meßwert $(\overline{\rho_{wm}^2} - \overline{\Delta^2 \rho_w})$ angenähert. Für den statistischen 1- σ -Fehler der Feuchtevarianz erhält man also

$$\sigma(\overline{\rho_{wm}^2} - \overline{\Delta^2 \rho_w}) = \left\{ \frac{4}{N} \overline{\Delta^2 \rho_w} (\overline{\rho_{wm}^2} - \overline{\Delta^2 \rho_w}) \right\}^{1/2} . \quad (5.9)$$

Für den Erwartungswert der Schallgeschwindigkeit-Feuchte-Kovarianz gilt:

$$\begin{aligned} E(\overline{c'_m \rho'_{wm}}) &= E(\overline{(c'_m + \Delta c_m)(\rho'_w + \Delta \rho_w)}) = \\ &= E(\overline{c'_m \rho'_w + c'_m \Delta \rho_w + \rho'_w \Delta c_m + \Delta \rho_w \Delta c_m}) = \overline{c'_m \rho'_w} . \end{aligned} \quad (5.10)$$

Dabei bezeichnet Δc_m die Abweichung des Meßwertes vom tatsächlichen Wert der Fluktuation c'_m aufgrund des Systemrauschens des RADAR-RASS. Der Erwartungswert der gemessenen Kovarianz ist also gleich der tatsächlichen Kovarianz $\overline{c'_m \rho'_w}$. Die Varianz der gemessenen Kovarianz ergibt sich zu

$$\begin{aligned} \sigma^2(\overline{c'_m \rho'_{wm}}) &= \sigma^2(\overline{c'_m \Delta \rho_w + \rho'_w \Delta c_m + \Delta \rho_w \Delta c_m}) = \\ &= \frac{1}{N} \left\{ \overline{\Delta^2 \rho_w} \overline{c_m^2} + \overline{\Delta^2 c_m} \overline{\rho_w^2} + \overline{\Delta^2 c_m} \overline{\Delta^2 \rho_w} \right\} \\ &= \frac{1}{N} \left\{ \overline{\Delta^2 \rho_w} (\overline{c_{mm}^2} - \overline{\Delta^2 c_m}) + \overline{\Delta^2 c_m} (\overline{\rho_{wm}^2} - \overline{\Delta^2 \rho_w}) + \overline{\Delta^2 c_m} \overline{\Delta^2 \rho_w} \right\} \\ &= \frac{1}{N} \left\{ \overline{\Delta^2 \rho_w} \overline{c_{mm}^2} + \overline{\Delta^2 c_m} \overline{\rho_{wm}^2} - \overline{\Delta^2 c_m} \overline{\Delta^2 \rho_w} \right\} , \end{aligned} \quad (5.11)$$

woraus ein statistischer 1- σ -Fehler der Schallgeschwindigkeit-Feuchte-Kovarianz von

$$\sigma(\overline{c'_m \rho'_{wm}}) = \left\{ \frac{1}{N} \left\{ \overline{\Delta^2 \rho_w} \overline{c_{mm}^2} + \overline{\Delta^2 c_m} \overline{\rho_{wm}^2} - \overline{\Delta^2 c_m} \overline{\Delta^2 \rho_w} \right\} \right\}^{1/2} \quad (5.12)$$

folgt. Sowohl zur Korrektur der gemessenen Feuchtevarianz (Gl. (5.7)) als auch zur Berechnung der statistischen Fehler der Feuchtevarianz (Gl. (5.9)) und der Feuchte-Schallgeschwindigkeit-Kovarianz (Gl. (5.12)) muß man die Varianzen $\overline{\Delta^2 c_m}$ und $\overline{\Delta^2 \rho_w}$ aufgrund des Rauschens des RADAR-RASS bzw. des DIAL-Systems kennen. Beide Größen lassen sich aus den jeweiligen Varianzspektren abschätzen. In Abb. 5.21 ist exemplarisch das Varianzspektrum der Wasserdampf-Fluktuationen für den gesamten Meßzeitraum und für eine Meßhöhe von 600 m dargestellt. Die Normierung des Spektrums wird analog zu der des Varianzspektrums der Schallgeschwindigkeit vor-

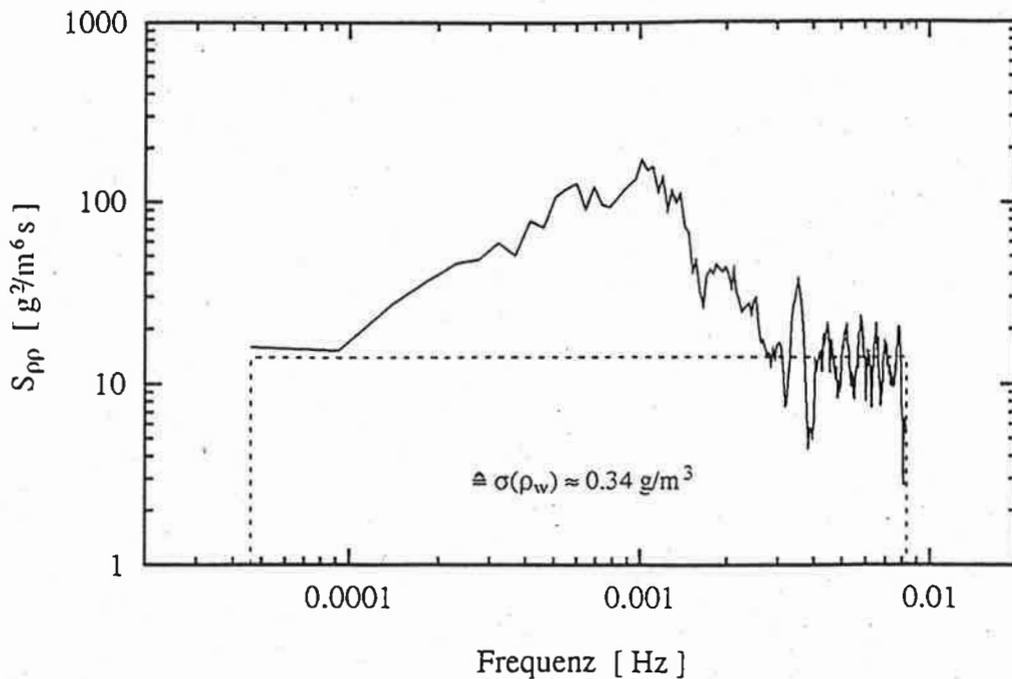


Abb. 5.21: Varianzspektrum der Wasserdampf­fluktuationen in 600 m Höhe. Unter Annahme eines weißen Rauschspektrums ergibt sich ein statistischer Fehler der Wasserdampfmessung aufgrund des Systemrauschens von 0.34 g/m^3 .

genommen:

$$\int_0^{f_{\max}} S_{pp}(f) df = \overline{\rho_w'^2} = \overline{\rho_w'^2} + \overline{\Delta^2 \rho_w} \quad (5.13)$$

Dabei bezeichnet $S_{pp}(f)$ die spektrale Dichte. Die Fläche unter der Kurve in Abb. 5.21 ist also gleich der Summe aus der tatsächlichen Feuchtevarianz $\overline{\rho_w'^2}$ und der durch Systemrauschen bedingten Varianz $\overline{\Delta^2 \rho_w}$. Man erkennt, daß das Varianzspektrum der Feuchte im hochfrequenten Bereich nicht wie erwartet mit etwa $f^{-5/3}$ abnimmt, sondern oberhalb von $4 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$ nahezu konstant verläuft. Normalverteilte statistische Schwankungen eines Meßwertes äußern sich im Spektrum als weißes Rauschen. Am hochfrequenten Ende des Varianzspektrums ist das Rauschniveau offensichtlich größer als die tatsächliche Feuchtevarianz in diesem Frequenzbereich, wodurch es zu dem nahezu konstanten Verlauf des Spektrums kommt. Bei Annahme eines weißen Rauschens im gesamten Frequenzspektrum ist die Fläche des gestrichelt eingezeichneten Rechtecks ein Maß für die Varianz $\overline{\Delta^2 \rho_w}$ aufgrund des Systemrauschens. Daraus ergibt sich ein statistischer 1- σ -Fehler der Feuchtemessung in 600 m Höhe

von $\sigma(\rho_w) = 0.34 \text{ g/m}^3$. In den unteren Meßhöhen ist der statistische Fehler der Feuchtemessung kleiner, so daß das Rauschniveau am hochfrequenten Ende des Varianzspektrums nicht sichtbar ist. Dies gilt auch für die Varianzspektrums der Schallgeschwindigkeit. In einem solchen Fall wird angenommen, daß das Rauschniveau dem niedrigsten signifikanten Wert der spektralen Dichte am hochfrequenten Ende des Spektrums entspricht. Der daraus ermittelte statistische Fehler stellt dann eine obere Abschätzung dar. Da nicht zu erwarten ist, daß sich das Systemrauschen während der Messung signifikant ändert, werden unabhängig von der Länge der Mittelungszeit bei der Flußberechnung stets die aus dem Varianzspektrum für den gesamten Meßzeitraum abgeleiteten Werte für $\overline{\Delta^2 \rho_w}$ und $\overline{\Delta^2 c_m}$ verwendet.

Unter Beachtung von Gl. (5.9) und Gl. (5.12) ergibt sich ein statistischer $1-\sigma$ -Fehler $\sigma(E_{\text{Lat}})$ des latenten Wärmeflusses von

$$\sigma(E_{\text{Lat}}) = L_w \left(1 + \frac{M_L \overline{\rho_w}}{M_w \overline{p}} R_d \overline{T} \right) \left\{ \frac{1}{N} \left\{ \overline{\Delta^2 \rho_w} \overline{c_m^2} + \overline{\Delta^2 c_m} \overline{\rho_w^2} - \overline{\Delta^2 c_m} \overline{\Delta^2 \rho_w} \right\} + \right. \\ \left. + \left(0.16 \frac{R_w \overline{c_s} \overline{T}}{\overline{p}} \right)^2 \frac{4}{N} \overline{\Delta^2 \rho_w} \left(\overline{\rho_w^2} - \overline{\Delta^2 \rho_w} \right) \right\}^{1/2} \quad (5.14)$$

Auf die Samplingfehler bei der Bestimmung des Wasserdampfdruckes mittels der Eddy-Correlation-Methode wurde schon in Kap. 2.4 eingegangen (Gl. (2.23) und (2.24)). In gleicher Weise erhält man für den Samplingfehler $\sigma_s(\overline{c_m \rho_w})$ der Schallgeschwindigkeit-Feuchte-Kovarianz:

$$\sigma_s(\overline{c_m \rho_w}) = \left\{ 0.32 \frac{1+1/\chi^2}{T_m \overline{u}} \left(\frac{z}{z_i} \right)^{1/3} z_i \overline{c_m \rho_w}^2 \right\}^{1/2} \quad (5.15)$$

Dabei wird davon ausgegangen, daß die Ähnlichkeitsbeziehung für den Integral Scale der Schallgeschwindigkeit-Feuchte-Kovarianz die gleiche ist wie für die Kovarianz aus Vertikalwind und Feuchte. Unter Beachtung der von *Lenschow und Stankov* (1986) entwickelten Ähnlichkeitsbeziehung für den Integral Scale der Feuchtevarianz ergibt sich für den Samplingfehler der korrigierten Feuchtevarianz $(\overline{\rho_w^2} - \overline{\Delta^2 \rho_w})$:

$$\sigma_s(\overline{\rho_w^2} - \overline{\Delta^2 \rho_w}) = \left\{ \frac{4}{T_m \overline{u}} \left(\frac{z}{z_i} \right)^{1/2} z_i \right\}^{1/2} \left(\overline{\rho_w^2} - \overline{\Delta^2 \rho_w} \right) \quad (5.16)$$

Die Samplingfehler der Feuchtevarianz und der Schallgeschwindigkeit-Feuchte-Kovarianz sind miteinander korreliert. Wenn z. B. während eines Meßabschnitts weniger konvektive Wirbel vom DIAL-RASS-System erfaßt werden, als es dem mittleren

Zustand der Grenzschicht entspricht, werden die Meßwerte von $\overline{\rho_w'^2}$ und $\overline{c_m \rho_w'}$ beide zu klein ausfallen. Die Berechnung des Gesamtsamplingfehlers des latenten Wärmeflusses erfolgt deshalb durch Addition der entsprechenden Standardabweichungen. Die Samplingfehler der gemittelten Meßgrößen \overline{p} , \overline{T} , $\overline{\rho_w}$ und $\overline{c_s}$ sind vergleichsweise gering und werden daher nicht berücksichtigt. Für den Samplingfehler des latenten Wärmeflusses ergibt sich also

$$\sigma_s(E_{L\text{at}}) = L_w \left(1 + \frac{M_L \overline{\rho_w}}{M_w \overline{p}} R_d \overline{T} \right) \left\{ \sigma_s(\overline{c_m \rho_w'}) - 0.16 \frac{R_w \overline{c_s} \overline{T}}{\overline{p}} \sigma_s(\overline{\rho_w'^2} - \overline{\Delta^2 \rho_w}) \right\}, \quad (5.17)$$

mit den Samplingfehlern $\sigma_s(\overline{c_m \rho_w'})$ und $\sigma_s(\overline{\rho_w'^2} - \overline{\Delta^2 \rho_w})$ aus Gl. (5.15) und (5.16).

5.4.3 Ergebnisse

In Abb. 5.22 bis 5.24 sind für 3 verschiedene Meßintervalle die gemäß Gl. (4.15) berechneten Vertikalprofile des latenten Wärmeflusses zwischen 450 und 675 m dargestellt. Gleichzeitig sind für jede Meßhöhe der statistische und der Samplingfehler eingezeichnet. Die Samplingfehler sind für Meßintervall 1 und 2 etwa doppelt so groß wie die statistischen Fehler. Ihre Größe liegt bei etwa 30-40%, während die statistischen Fehler eine Größe von etwa 20% haben. Für Meßintervall 3 sind die statistischen Fehler und die Samplingfehler etwa gleich groß und liegen absolut bei 20-40 W/m². Die etwa 10%-ige systematische Unterschätzung des Wasserdampfstromes aufgrund der Nichtberücksichtigung der Variabilität der Feuchte unterhalb von 450 m (siehe Kap. 5.4.2) ist also nur etwa halb so groß wie der statistische Fehler der Flußwerte und ist daher tolerabel. Jeder Meßpunkt repräsentiert einen über 75 m vertikal gemittelten Flußwert. Der Meßbereich, in dem Wasserdampfstromwerte bestimmt werden konnten, erstreckt sich also von ca. 400 bis etwa 700 m Höhe. Oberhalb von 700 m konnten keine verlässlichen Flußwerte ermittelt werden, da die Zeitreihen der Schallgeschwindigkeit in diesen Meßhöhen zu viele Ausfälle aufgrund zu schwacher Rückstreuungssignale haben. Hinzu kommt, daß der statistische Fehler der Wasserdampfmessung oberhalb von 700 m aufgrund abnehmender Signalintensität deutlich zunimmt und somit in die Größe der zu messenden Wasserdampfstromfluktuationen kommt. Dadurch erhöht sich auch der statistische Fehler der daraus abgeleiteten Wasserdampfstromflüsse derart, daß die Aussagekraft dieser zusätzlichen Flußwerte ohnehin nur gering wäre.

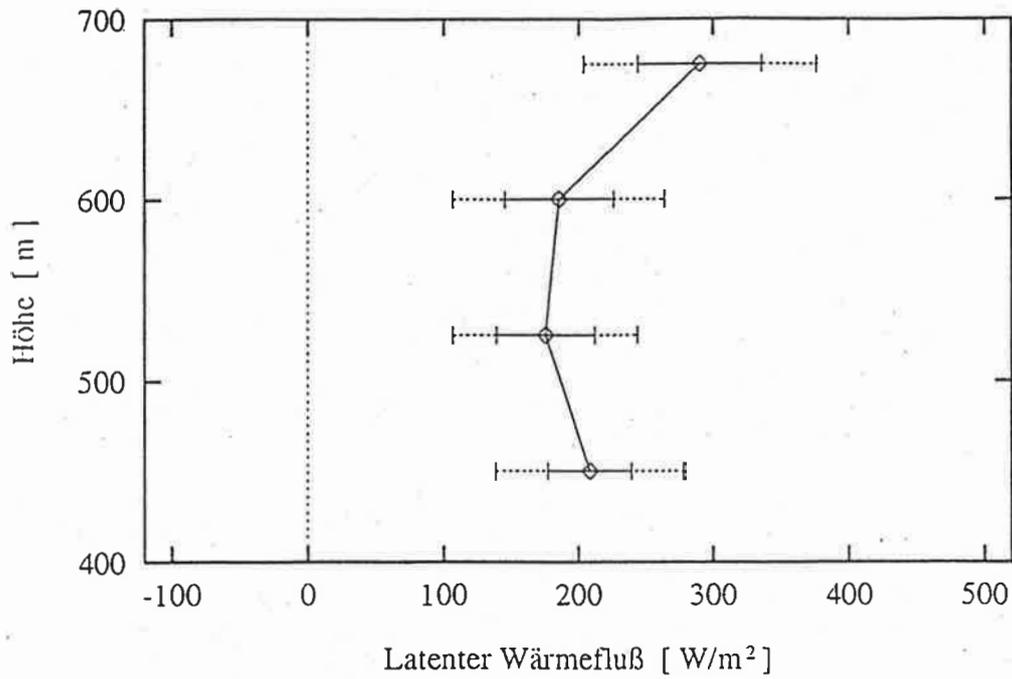


Abb. 5.22: Vertikalprofil des latenten Wärmeflusses für Meßintervall 1 (10:41-13:31 MEZ) mit statistischen Fehlern (—) und Samplingfehlern (·····).

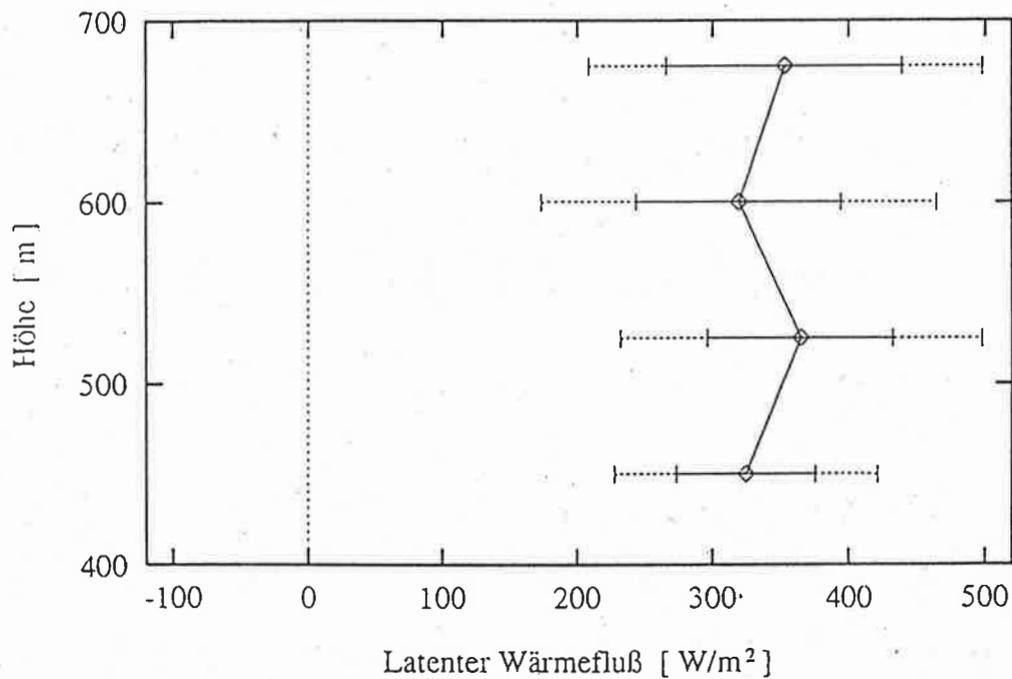


Abb. 5.23: Vertikalprofil des latenten Wärmeflusses für Meßintervall 2 (11:45-12:45 MEZ) mit statistischen Fehlern (—) und Samplingfehlern (·····).

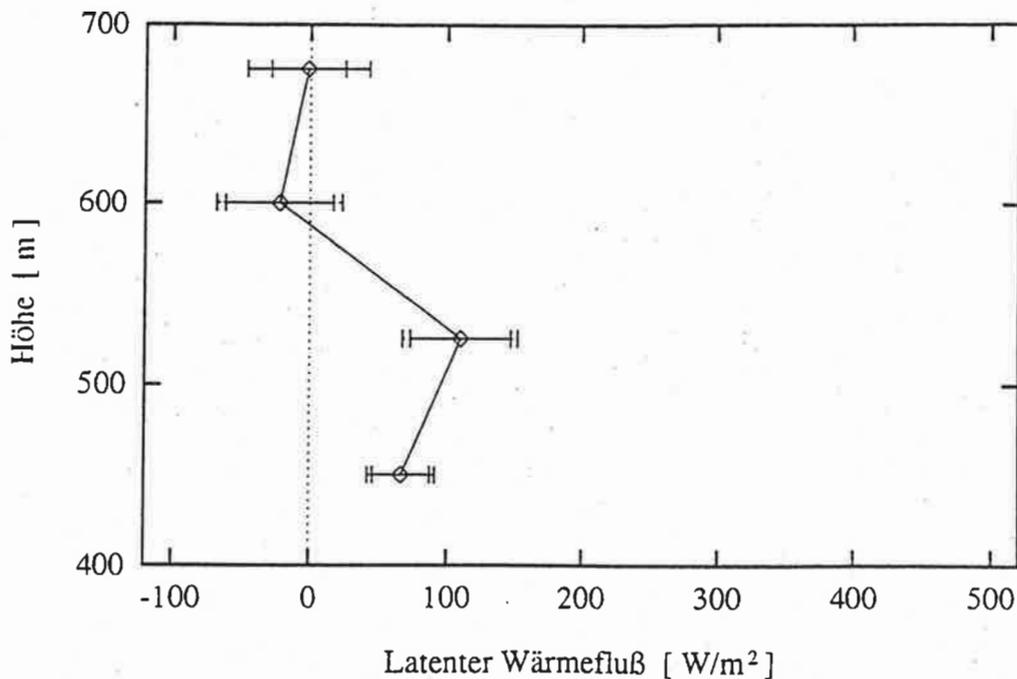


Abb. 5.24: Vertikalprofil des latenten Wärmeflusses für Meßintervall 3 (16:02 - 16:32 MEZ) mit statistischen Fehlern (—) und Samplingfehlern (·····). In der untersten und obersten Meßhöhe sind die statistischen Fehler größer als die Samplingfehler.

Die Mittelungszeiträume der hier gezeigten Flußprofile wurden so gewählt, daß sie Zeitabschnitte mit unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen am Meßstandort umfassen:

- Meßintervall 1 : ~ 3 h, 10:41 - 13:31 MEZ (Abb. 5.22)

Wie anhand von Abb. 5.4 ersichtlich, ist dieser Zeitraum durch Phasen mit kräftiger Konvektion gekennzeichnet, während denen konvektive Zellen bis in die freie Troposphäre vorstoßen. Dazwischen liegen offensichtlich ruhigere Abschnitte. Gegen Ende dieses Meßzeitraumes nimmt die konvektive Aktivität etwas ab, was an den weniger kräftigen Vorstößen in die freie Troposphäre zu erkennen ist.

- Meßintervall 2 : 1 h, 11:45 - 12:45 MEZ (Abb. 5.23)

Dieser einstündige Meßabschnitt ist durch starke Konvektion gekennzeichnet. Die meiste Zeit befanden sich Cumulus-Wolken direkt über dem Meßstandort (Abb. 5.4). In Abb. 5.25 sind die Fluktuationen des Wasserdampfgehaltes, der

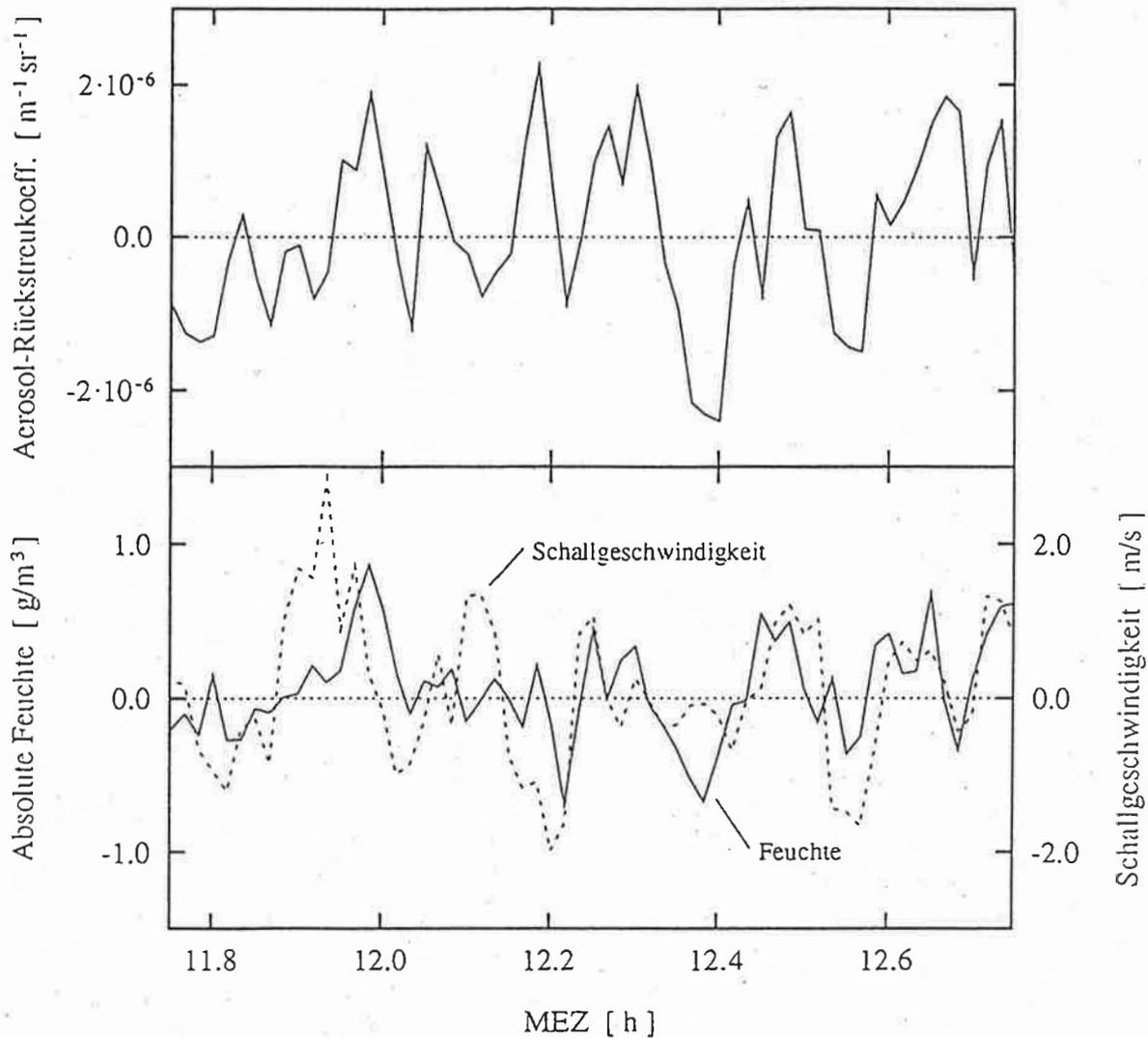


Abb. 5.25: Zeitlicher Verlauf der Wasserdampf- und Schallgeschwindigkeitsfluktuationen (unten) sowie der Fluktuationen des Aerosolrückstreuoeffizienten (oben) während Meßintervall 2 (11:45 - 12:45 MEZ).

Schallgeschwindigkeit und des Aerosolrückstreuoeffizienten für denselben Meßabschnitt dargestellt. Der untere Teil von Abb. 5.25 zeigt den Verlauf der Schwankungen des Wasserdampfgehaltes und der Schallgeschwindigkeit in 450 m Höhe. Die Fluktuationen der Schallgeschwindigkeit liegen zwischen maximal +2.8 und -2 m/s, während die Feuchteschwankungen in einem Bereich von ca. $\pm 0.8 \text{ g/m}^3$ liegen. Man erkennt, daß die beiden Zeitreihen über weite Strecken gut korreliert sind. Der Korrelationskoeffizient für diesen 60-minütigen Meßabschnitt beträgt 0.42. In der oberen Hälfte von Abb. 5.25 sind die Fluk-

tuationen des Aerosolrückstreukoeffizienten in einer Höhe von 900 m dargestellt. Sie wurden durch eine Hochpaßfilterung aus den mit dem DIAL gemessenen Werten des Aerosolrückstreukoeffizienten gewonnen - analog zur Filterung der Schallgeschwindigkeits- und Wasserdampfdaten. Die Fluktuationen des Aerosolrückstreukoeffizienten dienen als Indikator für die großskaligen Konvektionsprozesse in der Grenzschicht. Eine deutlich positive Schwankung deutet auf aerosolreiche Luft hin, die aus der unteren, bodennahen Grenzschicht stammt, d. h., es herrschen aufwärtsgerichtete konvektive Vertikalbewegungen vor. Eine signifikant negative Schwankung des Aerosolrückstreukoeffizienten dagegen läßt auf Entrainment von trockener, aerosolarmer Luft aus der freien Troposphäre in die Grenzschicht schließen. Die Meßhöhe von 900 m wurde gewählt, um einen guten Überblick über die größtskaligen konvektiven Zellen zu bekommen. In der mittleren und unteren Grenzschicht kommt es vielfach zu einer Aufspaltung in kleinere konvektive Wirbel. Man erkennt, daß insbesondere während der zweiten halben Stunde des Meßabschnittes die Fluktuationen des Aerosolrückstreukoeffizienten mit den Feuchte- und Schallgeschwindigkeitsschwankungen positiv korreliert sind. An den Stellen, an denen die Fluktuationen des Aerosolrückstreukoeffizienten positive, konvektive Vertikalbewegungen vermuten lassen, findet man in der Tat eine positive Schallgeschwindigkeitsfluktuation, was einen positiven Vertikalwind bedeutet, sowie eine erhöhte Feuchte, wie es für ein aus Bodennähe aufsteigendes Luftpaket zu erwarten ist. Umgekehrt findet man bei Entrainment, wie erwartet, einen nach unten gerichteten Vertikalwind und eine Abnahme der Feuchte. Wie aus Abb. 5.25 ersichtlich, wurden während dieses einstündigen Meßzeitraumes 5 große konvektive Zellen erfaßt.

- Meßintervall 3 : 30 min, 16:02 - 16:32 MEZ (Abb. 5.24)

Dieser 30-minütige Meßabschnitt ist gekennzeichnet durch eine deutlich abgeschwächte Konvektion. Zu diesem Zeitpunkt hatten sich die Cumulus-Wolken bereits aufgelöst (Abb. 5.4).

Die Größe der gemessenen latenten Wärmeflüsse ist für die 3 Meßintervalle deutlich verschieden, wie man es aufgrund der unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen erwartet. Während des Meßintervalles 2 wurde bei kräftiger Konvektion ein Fluß von etwa 340 W/m^2 gemessen, wohingegen während Meßintervall 3 bei schwacher Konvektion nur ein latenter Wärmefluß von ca. 50 W/m^2 ermittelt wurde. Für den etwa 3-stündigen Meßzeitraum 1, der sowohl stark konvektive als auch

weniger turbulente Phasen umfaßt, ergibt sich ein Fluß von etwa 200 W/m^2 .

Da sich im Meßintervall zwischen 400 und 700 m keine Wolken befinden, sollte sich der Wasserdampffluß linear mit der Höhe ändern. Die Abweichungen der gemessenen Flußprofile von einem linearen Verlauf lassen sich durch die statistischen Fehler erklären. Die Samplingfehler in den verschiedenen Meßhöhen sind miteinander korreliert, da die Erfassung bzw. Nichterfassung einer großen konvektiven Zelle durch das Meßsystem eine Änderung des gemessenen Wasserdampfstromes für alle Höhenstufen in die gleiche Richtung bewirkt. Die Streuung der Meßwerte kann daher nicht auf die Samplingfehler zurückgeführt werden. Die Anpassung einer Geraden an die gemessenen Flußprofile liefert für die 3 Meßabschnitte folgende Werte für die Steigung:

- Meßintervall 1 : $0.24 \pm 0.22 \text{ W/m}^3$
- Meßintervall 2 : $0.07 \pm 0.40 \text{ W/m}^3$
- Meßintervall 3 : $-0.39 \pm 0.20 \text{ W/m}^3$

Aufgrund des relativ geringen vertikalen Meßbereichs läßt sich die vertikale Wasserdampfstromdivergenz nur ungenau bestimmen. Die Regressionsanalyse ergibt für Meßintervall 1 einen signifikant positiven Gradienten des latenten Wärmeflusses. Bei kräftigem Entrainment, wie es während dieses Zeitraumes geherrscht hat, ist ein Entrainment-Wasserdampfstrom, der größer als der Bodenwasserdampfstrom ist, und damit ein positiver Gradient des Wasserdampfstromes in der Grenzschicht wahrscheinlich. Bei einer mittleren Grenzschichthöhe von ca. 1200 m entspricht ein Gradient von 0.24 W/m^3 - vorausgesetzt, daß er in der gesamten Grenzschicht konstant ist - einer Zunahme des latenten Wärmeflusses von 288 W/m^2 über die gesamte Grenzschicht gesehen. Dies ist in einer sommerlichen, konvektiven Grenzschicht bei starkem Entrainment durchaus realistisch. Für das zweite Flußprofil, dessen 1-stündiger Meßzeitraum in den Mittelungszeitraum von Profil 1 fällt, ergibt sich ebenfalls ein positiver Gradient des Wasserdampfstromes, der allerdings deutlich geringer ausfällt und statistisch nicht signifikant ist. Im Rahmen der statistischen Genauigkeit stimmen die Gradienten für diese beiden Meßabschnitte überein. Die Regressionsanalyse für Profil 3 liefert eine signifikant negative Steigung. Dies läßt sich erwarten, da der Bodenwasserdampfstrom gegen 16:00 Ortszeit noch etwa 60% des mittäglichen Bodenstromes beträgt, während der Entrainmentstrom aufgrund der deutlichen Abschwächung der Konvektion sehr klein sein sollte. Der Fehler des mittels der Regressionsanalyse bestimmten Vertikalgradienten ist für alle 3 Profile so groß, daß sich keine genaueren Angaben über die absolute Größe der Wasserdampfstrom-

divergenz machen lassen.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß sowohl die relativen Größen der gemessenen Wasserdampfflußwerte als auch die durch Regressionsanalyse ermittelten Vorzeichen des Vertikalgradienten in Übereinstimmung mit den während des jeweiligen Meßabschnittes herrschenden meteorologischen Bedingungen sind. Ob auch die absoluten Größen der gemessenen Flüsse mit den lokalen meteorologischen Bedingungen in Übereinstimmung sind, soll im folgenden Kapitel anhand von Abschätzungen des Wasserdampfflusses mittels der in Kap. 4.2 vorgestellten indirekten Meßmethoden untersucht werden.

5.5 Abschätzung des Wasserdampfflusses mit indirekten Methoden

Die Abschätzung des Wasserdampfflusses mit den in Kap. 4.2 vorgestellten indirekten Methoden (Gl. (4.19), Gl. (4.25/4.26)) wird für Meßintervall 1 (10:41 - 13:31 MEZ) vorgenommen, da die Samplingfehler des mit der Eddy-Correlation-Methode bestimmten Wasserdampfflußprofils für diesen Zeitraum relativ am kleinsten sind. Ein Vergleich mit den indirekten Meßmethoden, die eine Abschätzung des mittleren Wasserdampfflusses liefern, ist daher für Meßintervall 1 am sinnvollsten.

In Tab. 5.1 sind sämtliche Größen, die für die Abschätzung des Wasserdampfflusses in der Grenzschicht mittels der Kontinuitätsgleichung für Wasserdampf (Gl. (4.19)) und anhand des Entrainment-Wasserdampfflusses (Gl. (4.25/4.26)) benötigt werden, aufgelistet und ihr gemessener bzw. abgeschätzter Wert inklusive einer Fehlerabschätzung für den Zeitraum zwischen 10:41 und 13:31 MEZ angegeben. In der rechten Spalte ist vermerkt, mit welcher Methode die gesuchten Größen bestimmt wurden. Im folgenden soll auf die in Tab. 5.1 aufgelisteten Größen und ihre Bestimmung näher eingegangen werden.

In Abb. 5.26 sind die zeitliche Änderung der Grenzschichthöhe $\partial \bar{z}_i / \partial t$ und die Änderung des räumlich gemittelten Wasserdampfgehaltes $\partial \langle \bar{p}_w \rangle / \partial t$ für den gesamten Meßzeitraum dargestellt. Die Zeitauflösung beider Kurven beträgt 30 min. Zur Glättung wurden beide Kurven über 90 min gleitend gemittelt. Die zeitliche Änderung der Feuchte wurde aus den DIAL-Daten im Höhenbereich zwischen 450 und 675 m ermittelt. Aufgrund der guten Durchmischung der konvektiven Grenzschicht kann man annehmen, daß diese Werte in guter Näherung die Änderung des Wasserdampfgehaltes in der gesamten Grenzschicht repräsentieren. Anhand von Abb. 5.26 erkennt man, daß bis ca. 13:00 MEZ die Grenzschicht aufgrund von Entrainment mit einer

Kontinuitätsgleichung (Gl. (4.19))	Entrainment- Wasserdampffluß (Gl. (4.25/4.26))	Methode der Bestimmung
$\frac{\partial \langle \bar{\rho}_w \rangle}{\partial t} =$ $-1.0 \pm 0.2 \cdot 10^{-4} \text{ g/m}^3/\text{s}$ $\frac{\partial \bar{\rho}_w}{\partial z} \approx -1.0 \cdot 10^{-3} \text{ g/m}^4$	$\frac{\partial \bar{z}_i}{\partial t} =$ $0.024 \pm 0.002 \text{ m/s}$	DIAL
$\frac{\partial \langle \bar{\rho}_f \rangle}{\partial t} =$ $\begin{cases} = 0, & z < 900 \text{ m,} \\ & \text{da keine Wolken} \\ \approx 0, & z > 900 \text{ m} \end{cases}$		siehe Abb. 5.4
	$\delta \bar{\rho}_w = 7.2 \pm 0.3 \text{ g/m}^3$	DIAL und Radiosonde
$\bar{u} \approx 4 \text{ m/s}$	$\bar{u}(z_i) = 2 \text{ m/s}$	Radiosonde
$\frac{\partial \langle \bar{\rho}_w \rangle}{\partial x} =$ $0.6 \dots 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ g/m}^4$	$\frac{\partial \bar{z}_i}{\partial x} \approx 0.0$	Abschätzung
$\bar{w}(z) =$ $\left\{ 0.0 \dots -1.0 \cdot 10^{-2} \text{ m/s} \right\} \frac{z}{z_i}$	$\bar{w}(z_i) =$ $0.0 \dots -1.0 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$	Vorhersagemodell des DWD
	$(\overline{w' \rho_w'})_o = 205 \dots 297 \text{ W/m}^2$	Penman-Monteith-Modell

Tab. 5.1: Meteorologische Größen, die zur Abschätzung des Wasserdampfverlustes mit den in Kap. 4.2 vorgestellten indirekten Meßmethoden benötigt werden. Dargestellt sind ihr Wert für Meßintervall 1 (10:41-13:31 MEZ) und die Methode ihrer Bestimmung.

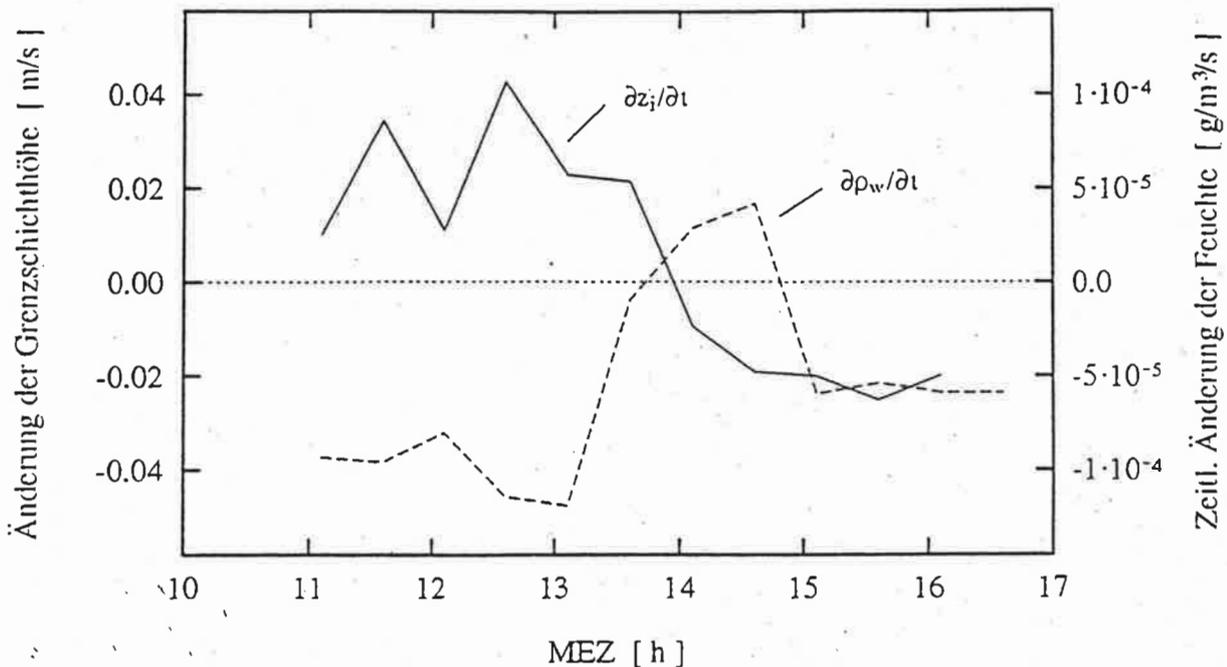


Abb. 5.26: Mittlere zeitliche Änderung der Grenzschichthöhe und der Feuchte in der Grenzschicht.

Rate von 0.02 – 0.03 m/s anwächst. Während desselben Zeitraumes nimmt der Wasserdampfgehalt in der Grenzschicht mit ca. $1 \cdot 10^{-4} \text{ g/m}^3/\text{s}$ ab – trotz eines Feuchteintrags in die Grenzschicht durch den Bodenwasserdampffluß. Die Beiträge lokaler Effekte und von Advektionsprozessen zu dieser Feuchteabnahme lassen sich nicht klar trennen. Aufgrund der Großwetterlage ist es sehr wahrscheinlich, daß während der Messung großräumiges Absinken und Advektion trockener Luftmassen herrschten. Die Feuchteabnahme während der ersten 3 Stunden der Messung läßt sich also zum Teil durch diese Advektionsprozesse erklären. Wie anhand von Abb. 5.4 ersichtlich, ändert sich die vertikale Erstreckung und der Bedeckungsgrad der Cumuluswolken während der ersten 3 Stunden der Messung praktisch nicht. Der Flüssigwassergehalt sollte annähernd konstant sein ($\partial \langle \bar{\rho}_f \rangle / \partial t \approx 0$). Die Abnahme des Wasserdampfgehaltes in der Grenzschicht kann also nicht durch eine Netto-Kondensation in den Wolken erklärt werden. Es ist daher anzunehmen, daß die Austrocknung der Grenzschicht im wesentlichen auf das kräftige Entrainment von trockener Luft aus der freien Troposphäre zurückzuführen ist. Dies wird durch den weiteren zeitlichen Verlauf von $\partial \langle \bar{\rho}_w \rangle / \partial t$ und $\partial \bar{z}_1 / \partial t$ bestätigt. Nach ca. 13:00 MEZ kommt es zunächst zu einer Verlangsamung des Anwachsens der Grenzschicht,

dann zu einem Stillstand und ab etwa 14:00 MEZ zu einer Abnahme der Grenzschichthöhe. Dies bedeutet eine deutliche Abnahme der Entrainment-Intensität. Die beobachtete Abnahme der Grenzschichthöhe ist auf großräumiges Absinken und vermutlich auf Advektion einer geringeren Grenzschichthöhe zurückzuführen. Eine verringerte Entrainment-Intensität bedeutet weniger Zufuhr von trockener Luft in die Grenzschicht, was sich im Feuchtegehalt der Grenzschicht bemerkbar machen sollte. In der Tat wird nach 13:00 MEZ eine deutliche Verlangsamung der Feuchteabnahme und ab etwa 13:40 MEZ eine Zunahme der Feuchte in der Grenzschicht beobachtet. Bei verringertem Entrainment überwiegt jetzt die Anfeuchtung der Grenzschicht durch die Verdunstung am Boden. Die Auflösung der Wolken zwischen 13:00 und 15:00 MEZ (siehe Abb. 5.4) trägt nur in geringem Maße zur zeitlichen Änderung der Grenzschichtfeuchte bei. Da der Flüssigwassergehalt von Cumuluswolken typischerweise bei max. 1.0 g/m^3 liegt (Pruppacher 1978) und die Wolken bei einem Bedeckungsgrad von $\sim 3/8$ nur das obere Drittel der Grenzschicht umfassen, führt die vollständige Auflösung der Wolken innerhalb von 2 Stunden lediglich zu einem Feuchteanstieg in der gesamten Grenzschicht von maximal $2 \cdot 10^{-5} \text{ g/m}^3/\text{s}$. Ab ca. 14:50 MEZ kommt es wieder zu einer Abnahme der Feuchte in der Grenzschicht, obwohl die lokalen Bedingungen nahezu konstant bleiben. Die Grenzschichthöhe nimmt bis zum Ende der Messung mit ca. 0.02 m/s ab. Das Entrainment bleibt gering und kann daher nicht der Grund für die Feuchteabnahme sein. Der Bodenwasserdampffluß nimmt im gleichen Zeitraum tageszeitlich bedingt nur leicht ab. Die Abnahme der Feuchte während der letzten 2 Stunden der Messung ist daher sehr wahrscheinlich auf eine Zunahme der Advektion von trockener Luft zurückzuführen.

Die Tatsache, daß das Entrainment gegen Ende der Messung offensichtlich gering ist, bietet die Möglichkeit, den Einfluß der horizontalen Feuchteadvektion grob abzuschätzen. Bei Vernachlässigung des Entrainment-Wasserdampfstromes erhält man mit Gl. (4.19) für $z = z_i$:

$$\left(\overline{w' \rho_w'} \right)_0 - z_i \left\{ \frac{\partial \langle \overline{\rho_w} + \overline{\rho_f} \rangle}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \langle \overline{\rho_w} \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho_w}}{\partial z} \frac{\overline{w}(z_i)}{2} \right\} = 0 . \quad (5.18)$$

Alle Größen, abgesehen vom Horizontalgradienten der Feuchte, sind aus Messungen bekannt oder können modelliert werden (siehe Tab. 5.1). $\partial \langle \overline{\rho_w} \rangle / \partial x$ läßt sich also aus Gl. (5.18) bestimmen. Da die Advektion von trockener Luft offensichtlich gegen 14:50 MEZ zugenommen hat, wird $\partial \langle \overline{\rho_w} \rangle / \partial x$ für 14:30 MEZ berechnet, um zu einer Abschätzung der Horizontaladvektion während der ersten 3 Stunden der Messung

zu kommen. Dabei wird angenommen, daß die Horizontaladvektion bis 14:30 MEZ zeitlich konstant war. Es ergibt sich ein horizontaler Feuchtegradient von $\partial\langle\bar{\rho}_w\rangle/\partial x = 0.6 \dots 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ g/m}^4$. Die Bandbreite der Werte wird im wesentlichen durch die Fehler bei der Bestimmung des Bodenwasserdampfdruckflusses $(\overline{w'\rho'_w})_0$ und des Vertikalwindes $w(z_1)$ verursacht.

Der mittlere Vertikalwind \bar{w} am Meßstandort läßt sich aus Abb.5.27 entnehmen. Abb.5.27 zeigt die Änderung des Luftdruckes in hPa/s im 850 hPa-Druck-

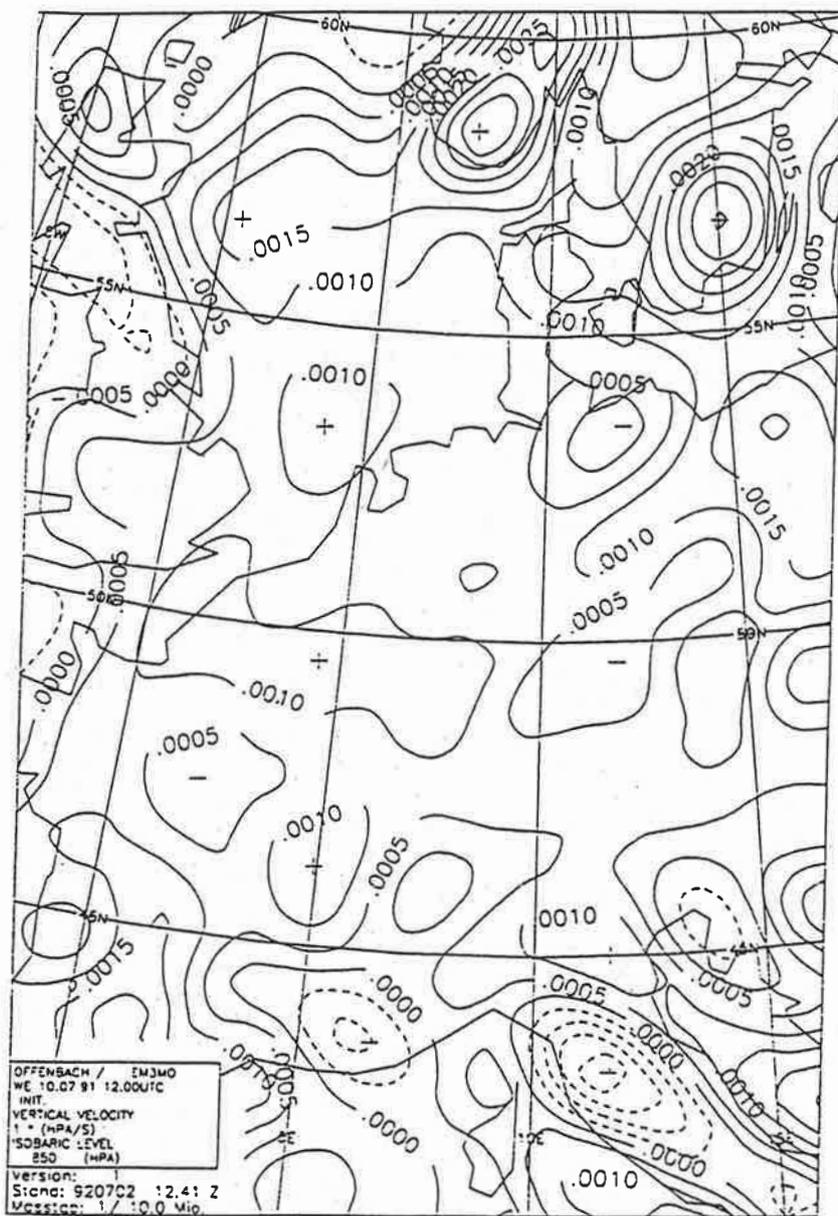


Abb. 5.27: Vertikalwind im 850 hPa-Niveau für den 10. 7. 91, 13:00 MEZ in hPa/s. Die Daten wurden mit dem Vorhersagemodell des Deutschen Wetterdienstes berechnet (Dietzer 1992).

niveau über Mitteleuropa für den 10.7.91 um 13:00 MEZ. Die zeitlichen Druckänderungen wurden mit Hilfe des Vorhersagemodells des Deutschen Wetterdienstes aus den Wetterdaten von 13:00 MEZ berechnet (Dietzer 1992). Im 850 hPa - Niveau entspricht ein Druckanstieg von 0.001 hPa/s einer Vertikalgeschwindigkeit von -0.0097 m/s, also ungefähr -0.01 m/s. Die Angaben in Abb.5.27 lassen sich daher leicht in Vertikalgeschwindigkeiten konvertieren. Zur Zeit der Messung befand sich die 850 hPa - Druckfläche in einer Höhe von etwa 1550 m, also etwas oberhalb der Grenzschicht. Die abgelesenen Werte geben also etwa den mittleren Vertikalwind in Höhe der Oberkante der Grenzschicht $\overline{w}(z_1)$ an. Man erkennt anhand Abb.5.27, daß abgesehen von einem kleinen Bereich über Mecklenburg-Vorpommern in ganz Norddeutschland großräumiges Absinken herrschte mit Werten der Vertikalgeschwindigkeit bis zu -0.01 m/s. Im südwestlichen Schleswig-Holstein im Bereich des Meßstandortes lag die Vertikalgeschwindigkeit bei etwa -0.005 m/s. Die Auflösung des Modells ist allerdings nicht hoch genug, um den Vertikalwind am Meßstandort genau angeben zu können. Es läßt sich aber die Aussage machen, daß der mittlere Vertikalwind in Höhe der Oberkante der Grenzschicht im Bereich zwischen 0 und -0.01 m/s gelegen haben muß. Unter der Annahme einer höhenkonstanten Horizontalwinddivergenz läßt sich aus $\overline{w}(z_1)$ der mittlere Vertikalwind $\overline{w}(z)$ in der Grenzschicht gemäß Gl.(4.18), wie in Tab.5.1 angegeben, berechnen.

Die für die Bestimmung des Entrainmentflusses gemäß Gl.(4.25) benötigte Feuchtedifferenz $\delta\overline{p}_w$ läßt sich während der ersten 3 Stunden der Messung nicht allein aus den DIAL-Daten ableiten, da aufgrund der Grenzschichtwolken kein verlässliches Signal aus der freien Troposphäre oberhalb der Grenzschicht empfangen werden konnte. Der Wasserdampfgehalt oberhalb der Grenzschicht wird daher aus den Radiosondendaten entnommen. Der horizontale Advektionsterm $\partial\overline{z}_1/\partial x$ kann aus den vorliegenden Daten nicht abgeschätzt werden und wird daher nicht berücksichtigt.

Um die Absolutwerte des Wasserdampfes im Höhenbereich zwischen 400 und 700 m abschätzen zu können, wird für beide indirekte Methoden der Wert des Bodenwasserdampfes benötigt. Da der Wasserdampffluß am Boden nicht gemessen wurde, wird er mit Hilfe des Penman-Monteith-Modells in der von *De Bruin und Holtslag* (1982) benutzten Form berechnet. Die grundlegende Idee des Penman-Monteith-Modells ist, daß sich der Nettostrahlungsfluß am Boden in Bodenwärmefluß, fühlbaren und latenten Wärmefluß aufteilt. Die kurzweilige Strahlungsbilanz wird aus den Globalstrahlungsdaten des Meteorologischen Observatoriums des Deutschen Wetterdienstes in Hamburg berechnet. Dabei wird eine Bodenalbedo von 0.2

zugrunde gelegt, wie sie für landwirtschaftlich genutzte Flächen im Sommer typisch ist (Oke, 1978b). Die langwellige Strahlungsbilanz wird - wie in Anhang B von *De Bruin und Holtslag* (1982) beschrieben - berechnet. Der Bodenwärmefluß wird gemäß *Burridge und Gadd* (1977) mit 10% des Nettostrahlungsflusses am Boden abgeschätzt. Die verbleibenden 90% werden auf fühlbaren und latenten Wärmefluß aufgeteilt. Deren relativer Anteil hängt von 3 Parametern ab: dem aerodynamischen Widerstand und dem Bodenwiderstand bzgl. Wasserdampftransport sowie dem Sättigungsdefizit in der Beobachtungshöhe. Letzteres wird aus den Temperatur- und Feuchtedaten, die in 2 m Höhe am Meßstandort gemessen wurden, berechnet. Für den aerodynamischen und den Bodenwiderstand wird eine Bandbreite von Werten eingesetzt, die während eines mehrmonatigen Feldexperimentes in Cabauw/Niederlande im Sommer 1977 bei unterschiedlichen Witterungsbedingungen gefunden wurden (*De Bruin und Holtslag*, 1982). Diese Messungen wurden über einem mit Gras bewachsenen Feld vorgenommen. Das umliegende Land wurde vorwiegend landwirtschaftlich genutzt. Geländestruktur und Bodenbewuchs sind also mit denen am Meßstandort in Itzehoe vergleichbar, so daß eine Übertragung der von *De Bruin und Holtslag* gefundenen Werte des aerodynamischen Widerstandes und des Bodenwiderstandes gerechtfertigt ist. Die Modellrechnungen liefern für den Zeitraum zwischen 10:41 und 13:31 einen Bodenwasserdampffluß von 205 bis 296 W/m², je nachdem, welche Werte für den aerodynamischen Widerstand bzw. den Bodenwiderstand benutzt wurden. Die Auswirkungen möglicher Fehler bei der Bestimmung des Strahlungsflusses am Boden sowie bei der Abschätzung des Bodenwärmeflusses sind dabei ebenfalls berücksichtigt.

Die Wasserdampfflußwerte, die mit den indirekten Methoden unter Benutzung der in Tab.5.1 angegebenen Werte bestimmt wurden, sind für den Höhenbereich zwischen 400 und 700 m in Abb.5.28 dargestellt. Die Bandbreite von Wasserdampfflußwerten, die sich durch Abschätzung mittels der Kontinuitätsgleichung für Wasserdampf (Gl.(4.19)) ergibt, ist hellgrau unterlegt, und die Wasserdampfflußwerte, die sich unter Annahme eines linearen Wasserdampfflußprofils aus dem Boden- und Entrainment-Wasserdampffluß ergeben (Gl.(4.26)), sind grau unterlegt dargestellt. Beide Wertebereiche überlappen, was durch die dunkelgraue Schraffur in Abb.5.28 angedeutet ist. Gleichzeitig ist das mit der Eddy-Correlation-Methode für Meßintervall 1 bestimmte Flußprofil mit den statistischen und Samplingfehlern eingezeichnet. Man erkennt, daß die mit dem DIAL-RASS gemessenen Wasserdampfflußwerte - abgesehen vom Wert in 675 m Höhe - unter den mit den indirekten Methoden abgeschätzten Werten liegen. Berücksichtigt man jedoch die Sampling-

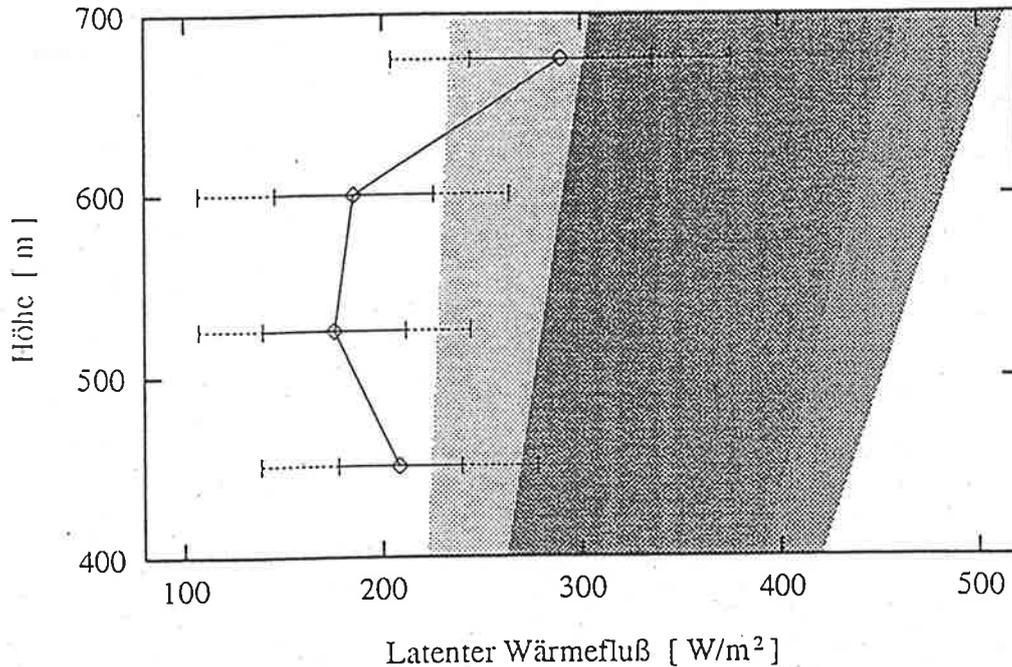


Abb. 5.28: Vergleich des gemessenen latenten Wärmeflußprofils mit den abgeschätzten latenten Wärmeflüssen für Meßintervall 1 (10:41 - 13:31 MEZ). Das gemessene Profil ist mit statistischen Fehlern (—) und Samplingfehlern (.....) eingezeichnet, der Bereich der abgeschätzten Flußwerte ist grau unterlegt dargestellt.

fehler und die statistischen Fehler, so gibt es einen deutlichen Überlapp zwischen den abgeschätzten und den gemessenen Flußwerten. Alle 3 Verfahren liefern unabhängig voneinander eine signifikant positive Wasserdampfflußdivergenz. Aufgrund der relativ großen Unsicherheit der abgeschätzten Wasserdampf Flüsse ist eine genaue Validierung der mit dem DIAL-RASS-System gemessenen Flüsse nicht möglich. Dazu wären Vergleichsmessungen des Wasserdampf flußprofils nötig, wie sie z.B. mit Flugzeugen durchgeführt werden können. Der hier gezeigte Vergleich mit den abgeschätzten Flüssen läßt allerdings die Aussage zu, daß die mit dem DIAL-RASS gemessenen Flußwerte in der richtigen Größenordnung liegen. Außerdem wird die vom DIAL-RASS gemessene Zunahme des Wasserdampf flusses mit der Höhe bestätigt.

6 Abschlußbetrachtung

In der vorliegenden Arbeit wurden aus zeitlich und räumlich hochaufgelösten Messungen des Wasserdampfgehaltes und der Schallgeschwindigkeit, die mit einem aktiven Fernerkundungssystem, bestehend aus einem Wasserdampf-DIAL und einem RADAR-RASS-System, simultan durchgeführt wurden, unter Benutzung der Eddy-Correlation-Methode Wasserdampf Flüsse in der mittleren Grenzschicht abgeleitet. Die Meßdaten wurden an einem klaren Tag im Juli 1991 bei kräftiger Konvektion in der Grenzschicht aufgenommen. Für 3 Meßabschnitte zwischen 30 min und 3 h Dauer, die sich durch unterschiedlich starke Konvektion auszeichnen, wurden Vertikalprofile des Wasserdampf flusses zwischen 400 und 700 m Höhe mit einer Vertikalauflösung von 75 m bestimmt. Die statistischen Fehler der Wasserdampf flusswerte liegen bei ca. 20%. Die Samplingfehler sind meist größer und liegen - je nach Länge des Mittelungszeitraumes - bei 30 bis 40 %. Die großen Samplingfehler sind kein spezifisches Problem des DIAL-RASS-Systems. Da die für den Wasserdampf fluss relevanten Wirbel in einer konvektiven Grenzschicht sehr groß und zeitlich und räumlich sehr variabel sind, ist für ein bodengebundenes Wasserdampf flussmeßsystem bei Mittelungszeiten zwischen 30 min und 3 h eine bessere Repräsentativität der Messung nicht zu erwarten. Aus den 3 gemessenen Flußprofilen wurde unter Annahme eines linearen Verlaufs des Wasserdampf flussprofils die mittlere Wasserdampf flussdivergenz zwischen 400 und 700 m Höhe bestimmt. Aufgrund des eingeschränkten Meßbereichs des DIAL-RASS-Systems sind die statistischen Fehler der ermittelten Werte der Wasserdampf flussdivergenz allerdings groß.

Die zeitliche und räumliche Auflösung des DIAL-RASS-Systems liegt bei 60 s bzw. 75 m und wird durch das DIAL-System bestimmt. Um systematische und statistische Fehler klein zu halten, müssen die mit einer höheren Auflösung aufgezeichneten DIAL-Daten für die Wasserdampfauswertung entsprechend zeitlich und räumlich gemittelt werden. Die Auflösung wird außerdem durch die Geometrie des Systemaufbaues eingeschränkt. Aufgrund des Abstandes und der Größe der Meßvolumina von DIAL und RADAR-RASS können turbulente Strukturen mit Zeitskalen, die unter 60 s liegen, vom Meßsystem nicht korrekt erfaßt werden. Die auswertetechnisch bedingte Auflösung des Meßsystems und die effektive Auflösung, die sich aus der Geometrie des Meßaufbaues ergibt, sind also miteinander kompatibel.

Eine zentrale Frage, die sich bei der Anwendung des DIAL-RASS-Verfahrens

zur Messung von Wasserdampfflüssen stellt, ist, ob die zeitliche und räumliche Auflösung des Meßsystems ausreicht, um die signifikanten Beiträge zum Wasserdampffluß zu erfassen. In der vorliegenden Messung zeigen die Varianzspektren der Feuchte- und Schallgeschwindigkeitsdaten am hochfrequenten Ende des Spektrums einen für den Inertialbereich typischen Abfall der spektralen Dichte $\sim f^{-5/3}$. Dies deutet darauf hin, daß der hochfrequente Teil des Spektrums und damit auch die vom System nicht aufgelösten Wirbel im Inertialbereich liegen. Der Beitrag der nicht aufgelösten Wirbel zum turbulenten Wasserdampffluß sollte somit gering sein. Dies ist ein deutlicher Hinweis darauf, daß in der vorliegenden Messung der wesentliche Anteil des Wasserdampfflusses vom DIAL-RASS-System erfaßt wurde.

Unabhängige Vergleichsmessungen des Wasserdampfflusses, z. B. von einem Flugzeug aus, mit denen die DIAL-RASS-Messungen validiert werden könnten, standen nicht zur Verfügung. Daher wurde der Wasserdampffluß im DIAL-RASS-Meßbereich zwischen 400 und 700 m mittels zweier indirekter Methoden unter Benutzung

a) der Kontinuitätsgleichung für Wasserdampf

b) einer Abschätzung des Entrainment-Wasserdampfflusses aus den DIAL-Daten ermittelt. Die ungenügende Kenntnis der Advektionsterme läßt allerdings nur eine Abschätzung des Wasserdampfflusses zu. Der Vergleich mit den gemessenen Wasserdampfflußprofilen zeigt, daß bei Berücksichtigung der statistischen und der Samplingfehler die mit dem DIAL-RASS-System gemessenen und die abgeschätzten Wasserdampfflüsse in der gleichen Größenordnung liegen.

Es läßt sich also festhalten, daß alle verfügbaren Informationen darauf hindeuten, daß in der vorliegenden Messung der Hauptbeitrag des Wasserdampfflusses erfaßt wurde. Dies läßt den Schluß zu, daß das DIAL-RASS-Verfahren geeignet ist, in einer stark durchmischten, konvektiven Grenzschicht den Wasserdampffluß zu bestimmen. Die Frage ist, unter welchen meteorologischen Bedingungen die nicht erfaßten Beiträge zum Fluß eine signifikante Größe erreichen und damit der Einsatz des DIAL-RASS-Systems nicht mehr sinnvoll ist. Dies läßt sich anhand einer Messung nicht beantworten. Es sind weitere Messungen kombiniert mit unabhängigen Vergleichsmessungen des Wasserdampfflusses nötig, um den Anwendungsbereich des DIAL-RASS-Verfahrens einzugrenzen.

Die Benutzung des DIAL-RASS-Verfahrens hat einige entscheidende Vorteile gegenüber herkömmlichen Verfahren zur Bestimmung des Wasserdampfflusses:

- Der Wasserdampffluß wird simultan in mehreren Höhen bestimmt, wodurch

die Bestimmung von Vertikalprofilen des Wasserdampfes ermöglicht wird. Damit ist das DIAL-RASS-System besonders zur Untersuchung individueller konvektiver Prozesse geeignet.

- DIAL- und RASS-Messungen erfolgen berührungslos. Störende Einflüsse der Meßfühler auf die zu messenden Größen gibt es nicht.
- Messungen des Wasserdampfes können ohne großen finanziellen und logistischen Aufwand, wie er z. B. bei Flugzeugmessungen nötig ist, durchgeführt werden.

Aufgrund der Größe und der Variabilität der turbulenten Wirbel in der konvektiven Grenzschicht ist die Repräsentativität der mit dem DIAL-RASS-System gemessenen Flüsse bei Mittelungszeiten über einige Stunden nicht sehr gut. Die Repräsentativität läßt sich verbessern, indem über viele Messungen, die an verschiedenen Tagen unter ähnlichen meteorologischen Bedingungen durchgeführt wurden, gemittelt wird. Dies setzt routinemäßige Wasserdampfmeßungen mit langen Meßreihen voraus. Dies ist prinzipiell mit dem DIAL-RASS-System möglich, erfordert aber eine Verbesserung der Langzeitstabilität, insbesondere des DIAL-Systems. Die kurz vor dem Abschluß stehende Entwicklung eines neuen Wasserdampf-DIALs mit einer deutlich verbesserten Wellenlängenstabilität läßt solche Messungen in näherer Zukunft möglich erscheinen.

Ein offensichtlicher Nachteil der in dieser Arbeit vorgestellten Wasserdampfmeßungen ist der auf 400 bis 700 m begrenzte Meßbereich des DIAL-RASS-Systems. Bei zukünftigen Messungen ist daher anzustreben, den Meßbereich zu erweitern. Die untere Meßhöhe, die durch den speziellen Aufbau der Empfangsoptik des DIALs bedingt ist, kann durch eine Verringerung des Abstandes zwischen Empfangsteleskop und Laserstrahl bei einer gleichzeitigen Vergrößerung des Dynamikbereichs des Detektors auf deutlich unter 400 m abgesenkt werden. Nach oben hin läßt sich der Meßbereich erweitern, indem die Clear-Air-Signale der Radarstrahlung parallel zum RASS-Betrieb aufgezeichnet werden. Oberhalb von ~700 m, wo die RASS-Signale aufgrund der Verdriftung mit dem Wind oder durch Schallabsorption meist zu schwach sind, können die Clear-Air-Signale zur Bestimmung des Vertikalwindes benutzt werden. In diesen Meßhöhen ist eine Störung der Clear-Air-Signale durch Bodenechos nicht zu erwarten. Mit diesen Systemänderungen kann der Meßbereich des DIAL-RASS praktisch auf die gesamte Mischungsschicht ausgedehnt werden.

Abschließend läßt sich festhalten, daß die hier vorgestellten, ersten Ergebnisse von Wasserdampfflußmessungen mit einem aktiven Fernerkundungssystem, bestehend aus einem Wasserdampf-DIAL und einem RADAR-RASS-Gerät, vielversprechend sind. Insbesondere mit der oben erwähnten Verbesserung der Langzeitstabilität des DIALs sowie der Vergrößerung des Meßbereichs ist das DIAL-RASS-System ein geeignetes Meßgerät zur Bestimmung des Wasserdampfflusses in der konvektiven Grenzschicht.

Verzeichnis der Symbole

a) Lateinische Buchstaben

A	Fläche
A_i	Wasserdampftransmission für den Hinweg zum Meßvolumen (R_0 bis R), $i=1$ (online), $i=2$ (offline)
$A_{b,s}$	Wasserdampftransmission des <u>breitbandigen</u> bzw. <u>schmalbandigen</u> Anteils des Laserlichts für den Hinweg zum Meßvolumen (R_0 bis R)
B_i	Wasserdampftransmission für den Rückweg zum LIDAR (R bis R_0), $i=1$ (online), $i=2$ (offline)
$B_{b,s}$	Wasserdampftransmission des <u>breitbandigen</u> bzw. <u>schmalbandigen</u> Anteils des Laserlichts für den Rückweg zum LIDAR (R bis R_0)
b	Profil der Rayleighrückstreuung
B_{Mod}	Modulationsbandbreite des RADAR-RASS
c	Lichtgeschwindigkeit
c_m	vom RADAR-RASS gemessene Schallgeschwindigkeit
c_s	Schallgeschwindigkeit in Luft
C_{pc}	spektrale Dichte der Kovarianz von Wasserdampfgehalt und Schall- geschwindigkeit
D	Diffusionskonstante
D_i	Dopplerkorrekturterm, $i=1$ (online), $i=2$ (offline)
E	turbulente kinetische Energie
$E()$	Erwartungswert
E_{Lat}	latenter Wärmefluß
f	Frequenz
f_B	Bragg-Frequenz
f_{Ny}	Nyquist-Frequenz
f_s	Schallfrequenz
F	Empfängerfläche des LIDARs
g	Schwerebeschleunigung der Erde
g_i	rückgestreutes Laserlinienspektrum, $i=1$ (online), $i=2$ (offline)
h_i	emittiertes Laserlinienspektrum, $i=1$ (online), $i=2$ (offline)
\bar{j}	Massenstromdichte
j_i	Komponenten der Massenstromdichte, $i=1, 2, 3$

k	Wellenzahl
k_B	Bragg-Wellenzahl
k_e	Wellenzahl der Radarstrahlung
I_φ	Integral Scale einer meteorologischen Größe φ
L_m	räumliche Mittelungslänge
L_w	spezifische Verdampfungswärme für Wasser
M_d	Molekulargewicht von trockener Luft
M_w	Molekulargewicht von Wasserdampf
N	Anzahl der Datenpunkte
N_w	Anzahldichte der Wasserdampfmoleküle
p	Luftdruck
P_i	Intensität des empfangenen LIDAR-Signals, $i=1$ (online), $i=2$ (offline)
P_{oi}	Intensität des emittierten LIDAR-Signals, $i=1$ (online), $i=2$ (offline)
Q	Verhältnis von Entrainment- zu Bodenwärmefluß
\bar{r}	Ortsvektor
R	Entfernung vom LIDAR
R_d	Gaskonstante für trockene Luft
R_s	Starthöhe für die iterative Berechnung von $\beta_a(R)$
R_w	Gaskonstante für Wasserdampf
R_o	LIDAR-Standort
ΔR	Vertikalauflösung von DIAL bzw. RADAR-RASS
s	skalare meteorologische Größe
S	Verhältnis von Entrainment- zu Bodenwasserdampflluß
S_{cc}	spektrale Dichte der Varianz der Schallgeschwindigkeit
S_{pp}	spektrale Dichte der Varianz des Wasserdampfgehaltes
S_w	Quellenterm des Wasserdampfgehaltes
t	Zeitkoordinate
T	Temperatur
T_m	Mittelungszeit
T_v	virtuelle Temperatur
u	horizontale Windgeschwindigkeit in x-Richtung
u_i	Komponenten der Windgeschwindigkeit (repräsentiert u, v, w für $i=1,2,3$)
v	horizontale Windgeschwindigkeit in y-Richtung
v_r	Windgeschwindigkeit in Richtung des Radarstrahles
w	Vertikalwindgeschwindigkeit
w_e	Entrainment-Geschwindigkeit

w_*	konvektive Geschwindigkeit
W	Wahrscheinlichkeitsdichte
$\overline{w'\rho'_w}$	vertikaler Wasserdampffluß
$\overline{w'T}$	vertikaler fühlbarer Wärmefluß
x, y	horizontale kartesische Ortskoordinaten
x_i	kartesische Ortskoordinaten (repräsentiert x, y, z für $i=1, 2, 3$)
X	Verhältnis der Off- zu Online-Signalquotienten aus 2 Entfernungen R_1, R_2
z	Höhe über Grund
z_i	Höhe der Grenzschicht

b) Griechische Buchstaben

α	Wasserdampfabsorptionskoeffizient
β	atmosphärischer Rückstreukoeffizient
β_a	Aerosolrückstreukoeffizient
$\beta_{b,s}$	Aerosolrückstreukoeffizient für den <u>breitbandigen</u> bzw. <u>schmalbandigen</u> Anteil des Laserlichts
β_m	Rückstreukoeffizient für Molekülstreuung (Rayleighstreuung)
γ	atmosphärischer Extinktionskoeffizient
γ_a	Aerosolextinktionskoeffizient
γ_d	Verhältnis der spezifischen Wärmen für trockene Luft
γ_m	Extinktionskoeffizient für Molekülstreuung (Rayleighstreuung)
δ	Sensorabstand
ε	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie
φ, ψ	meteorologische Größen
η	Taylor-Microscale
κ	Korrelationskoeffizient
λ	Wellenlänge
λ_e	Wellenlänge der Radarstrahlung
λ_{on}	Online-Wellenlänge des DIALs
λ_{off}	Offline-Wellenlänge des DIALs
μ	Kolmogorov-Microscale
ν	kinematische Zähigkeit
π_{b_i}	relativer breitbandiger Anteil des Laserlichts (ASE), $i=1$ (online), $i=2$ (offline)

τ_{s_i}	relativer schmalbandiger Anteil des Laserlichts, $i=1$ (online), $i=2$ (offline)
ρ_d	Dichte von trockener Luft
ρ_f	Flüssigwassergehalt
ρ_w	absolute Feuchte
$\delta\bar{\rho}_w$	mittlere Feuchtedifferenz zwischen Grenzschicht und freier Troposphäre
σ	Wasserdampfabsorptionsquerschnitt
$\sigma()$	statistischer Fehler
$\sigma^2()$	Varianz
$\sigma_s()$	Samplingfehler
τ_i	Transmission des Laserlichts bzgl. Streuung in der Atmosphäre, $i=1$ (online), $i=2$ (offline)
$\tau_{b,s}$	Transmission des <u>breitbandigen</u> bzw. <u>schmalbandigen</u> Anteils des Laserlichts bzgl. Streuung in der Atmosphäre
ω_B	Bragg-Kreisfrequenz
ξ	Volumenstrom
ζ	Systemeffizienz des LIDARs

c) spezielle Symbole

$(\bar{\quad})$	zeitliche bzw. horizontale, räumliche Mittelung
$\langle \quad \rangle$	vertikale, räumliche Mittelung
$(\quad)'$	Fluktuation
$(\quad)_o$	Bodenwert
$(\quad)_m$	Meßwert

d) Abkürzungen

ASE	<u>A</u> mplified <u>S</u> pontaneous <u>E</u> mission
DIAL	<u>D</u> ifferential <u>A</u> bsorption <u>L</u> IDAR
LIDAR	<u>L</u> ight <u>D</u> etection and <u>R</u> anging
RADAR	<u>R</u> adio <u>D</u> etection and <u>R</u> anging
RASS	<u>R</u> adio <u>A</u> coustic <u>S</u> ounding <u>S</u> ystem

Literaturverzeichnis

- André, J.-C., G. De Moor, P. Lacarrère, G. Therry, und R. du Vachat, 1978: Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structure of the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1861-1883.
- Ansmann, A., und J. Bösenberg, 1987: Correction scheme for spectral broadening by Rayleigh scattering in differential absorption lidar measurements of water vapor in the troposphere. *Appl. Optics*, 26, 3026-3032.
- Bauer, M., 1992: Untersuchungen zur Reichweite eines Wind-Temperatur-RADARs. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Kernforschungszentrum Karlsruhe / Universität Karlsruhe.
- Berliner Wetterkarte, 10.7.1991: Wetterlage über Mitteleuropa um 13 Uhr MEZ. Amtsblatt des Instituts für Meteorologie der FU Berlin.
- Bösenberg, J., 1991: A differential absorption lidar system for high resolution water vapor measurements in the troposphere. Report No. 71, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg.
- Bösenberg, J. und F. Theopold; 1988: Evaluation of DIAL measurements in presence of signal noise. *Proc. 14th International LASER-RADAR Conference*, 209-211.
- Buckingham, 1914: On physically similar systems: illustrations of the use of dimensional analysis. *Phys. Rev.*, 4, 345.
- Boers, R., E. W. Eloranta und R. L. Coulter, 1984: Lidar observations of mixed layer dynamics: Tests of parameterized entrainment models of mixed layer growth rate. *J. Clim. Appl. Meteor.*, 34, 357-375.
- Burridge, D. M., und A. J. Gadd, 1977: The Meteorological Office operational 10-level numerical weather prediction model. Sci. Pap. 34, U. K. Meteorological Office.
- Businger, J. A., 1982: Equations and concepts. Chapt.1 in *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*, Nieuwstadt and van Dop (Editors). Reidel. 358 ff.

- Caughey, S. J., 1982: Observed characteristics of the atmospheric boundary layer. In *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*, Nieuwstadt and van Dop (Editors). Reidel. 107 ff.
- Clarke, R. H., A. J. Dyer, R. R. Brook, D. G. Reid und A. J. Troup, 1971: *The Wangara Experiment: Boundary Layer Data*. Div. of Meteor. Physics Tech. Paper No. 19. Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization (CSIRO), Australia. 341 ff.
- Collis, R. T. H., und P. B. Russell, 1976: LIDAR measurement of particles and gases by elastic backscattering and differential absorption. In *Laser monitoring of the atmosphere*. E. D. Hinkley (Ed.), Topics in Applied Physics 14, Springer Verlag.
- De Bruin, H. A. R., and A. A. M. Holtslag, 1982: A simple parameterization of the surface fluxes of sensible and latent heat during daytime compared with the Penman-Monteith concept. *J. Appl. Meteor.*, 21, 1610-1621.
- Deardorff, J. W., 1974: Three-dimensional numerical study of turbulence in an entraining mixed layer. *Bound.-Layer Meteor.*, 7, 199-226.
- Deardorff, J. W. und G. E. Willis, 1985: Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, 32, 205-236.
- Deardorff, J. W., G. E. Willis und B. H. Stockton, 1980: Laboratory studies of the entrainment zone of a convectively mixed layer. *J. Fluid Mech.*, 100, Part 1, 41-64.
- Deepak, A., und H. E. Gerber (Eds.), 1983: *Report on the experts meeting on aerosols and their climatic effects*. Williamsburg Virginia, 28-30 March, WCP-55, WMO.
- Dietzer, B., 1992: Bestimmung des Vertikalwindes im 850 hPa-Niveau mit dem Vorhersagemodell des Deutschen Wetterdienstes. Private Mitteilungen.
- Elterman, L., 1968: Ultraviolet, visible and infrared attenuation for altitudes to 50 km, AFCRL-68-0153, Environmental Research Papers 285.
- Fernald, F. G., 1984: Analysis of atmospheric lidar observations: some comments. *Appl. Optics*, 23, 652-653.
- Harris, C. M., 1971: Effects of humidity on the velocity of sound in air. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 49, 890-893.

- Holtstag, A. A. M., und F. T. M. Nieuwstadt, 1986: Scaling the atmospheric boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, 36, 201-209.
- Kaimal, J. C., J. C. Wyngaard, D. A. Haugen, O. R. Coté, Y. Izumi, S. J. Caughey und C. J. Readings, 1976: Turbulence structure in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 33, 2152-2169.
- Klett, J. D., 1985: Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios. *Appl. Optics*, 24, 1638-1643.
- Kohsiek, W., 1984: Inertial subrange correlation between temperature and humidity fluctuations in the unstable surface layer above vegetated terrains. *Bound.-Layer Meteor.*, 19, 211-224.
- Kolmogorov, A. N., 1941: The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids for very large Reynolds numbers. *Doklady ANSSSR*, 30, 301-305.
- Kon, A. I., 1985: Combined effect of turbulence and wind on the signal intensity in radio acoustic sounding of the atmosphere. *Izv. Acad. Sci. USSTR Atmos. Oceanic Phys.*, Engl. Transl., 21, 942-947.
- Kon, A. I., und V. I. Tatarskiy, 1980: The scattered signal frequency spectrum for radio acoustical atmospheric soundings. *Izv. Acad. Sci. USSTR Atmos. Oceanic Phys.*, Engl. Transl., 16, 142-148.
- Kristensen, L., und D. R. Fitzjarrald, 1984: The effect of line averaging on scalar flux measurements with a sonic anemometer near the surface. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, 1, 138-146.
- Lenschow, D. H., und B. B. Stankov, 1986: Length scales in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 43, 1198-1209.
- Lenschow, D. H., J. C. Wyngaard and W. T. Pennel, 1980: Mean-field and second-moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 37, 1313-1326.
- Lumley, J. L. und H. A. Panofsky, 1964: *The structure of atmospheric turbulence*. Interscience Publishers. 14 ff.
- Mc Clatchey, R. A., W. S. Benedict, S. A. Clough, D. E. Burch, R. F. Calfee, K. Fox, L. S. Rothman und J. S. Garing, 1973: AFCRL Atmospheric absorption line parameter compilation. AFCRL, Rep. No. TR-0096.

- Nalbandyan, O. G., 1977: The theory of radio acoustic sensing of the atmosphere. *Izv. Acad. Sci. USSTR Atmos. Oceanic Phys.*, Engl. Transl., 13, 172-177.
- Nicholls, S., M. A. Lemone und G. Sommeria, 1982: The simulation of a fair-weather marine boundary layer in GATE using a three-dimensional model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 108, 167-190.
- Oke, T.R., 1978a: *Boundary layer climates*. Halsted Press, New York. 59.
- Oke, T.R., 1978b: *Boundary layer climates*. Halsted Press, New York. 15.
- Peters, G., 1990: Temperature and wind profiles from Radar wind profilers equipped with acoustic sources. *Meteorol. Rundschau*, 42, 152-154.
- Peters, G., H. Timmermann und H. Hinzpeter, 1983: Temperature sounding in the planetary boundary layer by RASS - System analysis and results. *Int. J. Remote Sensing*, 4, 49-63.
- Peters, G., D. Hasselmann und S. Pang, 1988: Radio acoustic sounding of the atmosphere using a FM-CW Radar. *Radio Sci.*, 23, 640-646.
- Pruppacher, H. R., J. D. Klett, 1978: *Microphysics of clouds and precipitation*. Reidel, Dordrecht. 11 ff.
- Remsberg E.E., und L.L. Gordley, 1978: Analysis of Differential Absorption Lidar from the space shuttle. *Appl. Opt.*, 17, 624-630.
- Schotland, R. M., 1974: Errors in the Lidar measurement of atmospheric gases by differential absorption. *J. Appl. Meteor.*, 13, 71-77.
- Sorbjan, Z., 1986: On similarity in the atmospheric boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, 34, 377-397.
- Stull, R. B., 1976: The energetics of entrainment across a density interface. *J. Atmos. Sci.*, 33, 1260-1267.
- Stull, R. B., 1988a: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers. 1 ff.
- Stull, R. B., 1988b: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers. 97 ff.

- Stull, R. B., 1988c: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers. 453 ff.
- Stull, R. B., and E. W. Eloranta, 1984: Boundary Layer Experiment - 1983. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, 65, 450-456.
- Taylor, G. I., 1938: The spectrum of turbulence. *Proc. R. Soc.*, A 164, 476-490.
- Unsöld, A., 1968: *Physik der Sternatmosphären*. Springer-Verlag, Berlin.
- Webb, E. K., G. I. Pearman and R. Leuning, 1980: Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. *J. R. Met. Soc.*, 106, 85-100.
- Wilkerson, T. D., G. Schwemmer, B. Gentry und L. P. Giver, 1979: Intensities and N_2 collision-broadening coefficients measured for selected H_2O absorption lines between 715 and 732 nm. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 22, 315-331.
- Wyngaard, J. C., 1983: Lectures on the planetary boundary layer. *Mesoscale meteorology - theories, observations and models*, T. Gal-Chen and K. D. Lilly, Eds., Reidel, 603-650.
- Wyngaard, J. C., 1991: On the maintenance and measurement of scalar fluxes. In *Land surface evaporation*. André and Schmugge (Editors). Springer Verlag, New York. 199 ff.
- Wyngaard, J. C., und O. R. Coté, 1972: Cospectral similarity in the atmospheric surface layer. *Quant. J. R. Met. Soc.*, 98, 590-603.
- Young, G. S., 1987: Mixed layer spectra from aircraft measurements. *J. Atmos. Sci.*, 44, 1251-1256.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. H. Graßl für die Überlassung des interessanten Themas, die sorgfältige Durchsicht der Arbeit sowie seine konstruktiven Verbesserungsvorschläge bedanken. Mein besonderer Dank gebührt auch Herrn Dr. G. Bösenberg für seine stete Diskussionsbereitschaft, seine wertvollen Anregungen bei der Auswertung und Interpretation der Meßergebnisse sowie die kritische Durchsicht der Arbeit.

Herrn Dr. G. Peters danke ich für seine klärenden Beiträge bei der Auswertung der RADAR-RASS-Daten und seine Unterstützung bei allen das RADAR-RASS-System betreffenden Fragen. Frau Dipl.-Met. M. Falke und Herrn Dipl.-Phys. U. Wulfmeyer sei für ihre sorgfältige Durchsicht der Arbeit und ihre vielfältigen Verbesserungsvorschläge gedankt. Für die Unterstützung bei den Feldmessungen möchte ich mich bei Herrn M. Bauer, der die RADAR-RASS-Messungen durchführte, bei Herrn Dipl.-Phys. P. U. Thro, der bei der Durchführung der DIAL-Messungen mithalf, und bei Frau Dipl.-Met. M. Falke und Herrn U. Matthias, die die Radiosondenaufstiege vornahmen, bedanken.

Fernerhin gilt mein Dank allen Mitarbeitern der LODAR- und RADAR-Arbeitsgruppe, des Elektronik-Labors und der Werkstatt des Max-Planck-Instituts für Meteorologie sowie allen Mitarbeitern der technischen Dienste des Meteorologischen Instituts, die durch ihre Mitarbeit zum Gelingen der Feldmessungen beigetragen haben. Des Weiteren sei Herrn Zabanski vom Institut für Meereskunde für die Bereitstellung der Globalstrahlungsdaten des Meteorologischen Observatoriums des Deutschen Wetterdienstes in Hamburg, den Mitarbeitern der Vorhersage- und Analysezentrale des Deutschen Wetterdienstes für die prompte Zusendung der meteorologischen Karten und Herrn Dr. B. Dietzer von der Abteilung T21 des Deutschen Wetterdienstes für die Erstellung der Vertikalwindkarten gedankt.

Last but not least möchte ich meinem Vater, Hans Joachim Senff, für seine sehr sorgfältige Durchsicht der Arbeit im Hinblick auf Linguistik und Interpunktion meinen Dank aussprechen.

MPI Examensarbeit-Referenz:

- | | |
|--|--|
| EXAMENSARBEIT Nr. 1
Juli 1990 | Modellierung des gekoppelten Systems
Ozean-Atmosphäre in den Tropen
Mojib Latif |
| EXAMENSARBEIT Nr. 2
Juli 1990 | Zur Dynamik des antarktischen Zirkumpolarstromes
Jörg-Olaf Wolff |
| EXAMENSARBEIT Nr. 3
Juli 1990 | Zur Ermiedrigung des atmosphärischen Kohlendioxidgehalts
durch den Weltozean während der letzten Eiszeit
Christoph Heinze |
| EXAMENSARBEIT Nr. 4
August 1990 | Analysis and Prediction of the El Niño Southern Oscillation
Phenomenon using Principal Oscillation Pattern Analysis
Jin-Song Xu |
| EXAMENSARBEIT Nr. 5
Dezember 1990 | Untersuchung zur niederfrequenten Variabilität der
Meeresoberflächentemperatur im Nordpazifik
Ute Luksch |
| EXAMENSARBEIT Nr. 6
Dezember 1990 | Meereismodellierung im Südlichen Ozean
Achim Stössel |
| EXAMENSARBEIT Nr. 7
Dezember 1990 | Principal Interaction/Oscillation Patterns Theorie und
Analysen zum El Niño/Southern Oscillation Phänomen
Udo Weese |
| EXAMENSARBEIT Nr. 8
Dezember 1990 | Bestimmung des Temperaturprofils der
Troposphäre mit einem Zwei-Frequenz-LIDAR
Felix A. Theopold |
| EXAMENSARBEIT Nr. 9
Januar 1991 | Modellierung des gekoppelten Systems:
Inlandeis, Übergangszone und Schelfeis
der Antarktis
Wolfgang Böhmer |
| EXAMENSARBEIT Nr. 10
Januar 1991 | Interne Variabilität in einem stochastisch angetriebenen
ozeanischen Zirkulationsmodell
Uwe Mikolajewicz |
| EXAMENSARBEIT Nr. 11
Februar 1991 | Bildung und Transport von Aerosoltellchen und ihre
Bedeutung für den Strahlungshaushalt
Ingrid Schult |
| EXAMENSARBEIT Nr. 12
März 1991 | Strahlungsübertragung in klaren Atmosphären
Im IR mit k-Verteilungs- und Linie-für-Linie Modellen
Heinz-Dieter Hollweg |
| EXAMENSARBEIT Nr. 13
November 1991 | Die bodennahe Luftströmung über inhomogenen Oberflächen
Martin Claußen |
| EXAMENSARBEIT Nr. 14
März 1992 | Windinduzierte interannuale Variabilität in der
Warmwassersphäre von 1981 bis 1987
Teil II: Fluktuationen im Kohlenstoffkreislauf
Arne M. E. Winguth |

EXAMENSARBEIT Nr. 15
Dezember 1992

**Fernerkundung der optischen Eigenschaften von Seen
mit Landsat 5 Thematic Mapper**
Waltraud Manschke

EXAMENSARBEIT Nr. 16
Juli 1993

**Baroklin Instabile Wellen der Atmosphäre:
Empirisch abgeleitete Moden im Vergleich
zu quasi-geostrophischer Theorie**
Reiner Schnur

EXAMENSARBEIT Nr. 17
September 1993

**Messung des Wasserdampfflusses in der konvektiven
Grenzschicht mit DIAL und RADAR-RASS**
Christoph Senff