

# **Impuls- und Wärmeaustausch zwischen der Atmosphäre und dem eisbedeckten Ozean**

Dissertation  
zur  
Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
- Dr. rer. nat. -

dem Fachbereich Physik der  
Universität Bremen  
vorgelegt von

Thomas Garbrecht  
am: 06. 07. 2001

Datum der Promotion: 30. 08. 2001

Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Der turbulente Transport von Impuls, Energie und Feuchte zwischen Atmosphäre und einer eisbedeckten Meeresoberfläche</b>	<b>5</b>
2.1	Bilanzgleichungen zur Beschreibung der atmosphärischen Strömung . . .	5
2.2	Bestimmung turbulenter Bodenflüsse über homogenem Untergrund . . .	7
2.3	Bestimmung turbulenter Bodenflüsse über inhomogenem Untergrund . . .	12
2.3.1	Oberflächenwiderstand von Wasser und Meereis . . . . .	13
2.3.2	Formwiderstand von Schollenkanten . . . . .	14
2.3.3	Formwiderstand von Eisrücken . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Messungen atmosphärischer Turbulenz über inhomogenem Untergrund</b>	<b>18</b>
3.1	Verwendete Meßsysteme . . . . .	18
3.1.1	Turbulenzmeßanlage an Polarstern . . . . .	18
3.1.1.1	Messung der Windgeschwindigkeit . . . . .	20
3.1.1.2	Messung von Lufttemperatur und Luftfeuchtigkeit . . . . .	21
3.1.2	Polarstern DatenErfassungs- und Verteilungssystem (PODEV) . . . . .	21
3.1.3	Helipod . . . . .	22
3.2	Durchgeführte Kampagnen . . . . .	23
3.2.1	Polarstern-Kampagne ARK XII . . . . .	23
3.2.1.1	Eisverhältnisse während ARK XII . . . . .	23
3.2.1.2	Meteorologische Bedingungen während ARK XII . . . . .	24
3.2.2	Kampagne ARTIST . . . . .	26
3.2.3	Kampagnen im Watt: Tossens I - III . . . . .	27
3.3	Untersuchungen zur Datenqualität der Turbulenzmeßanlage . . . . .	29
3.3.1	Einfluß des Schiffskörpers . . . . .	29
3.3.2	Vergleichsmessungen im Watt unter homogenen Bedingungen . . . . .	30
3.3.3	Einfluß der Mittelungszeit auf die Datenqualität . . . . .	31
3.3.4	Mittleres Windprofil des ARK XII-Datensatzes . . . . .	34
3.3.5	Genauigkeit der Messungen bei bewegtem Schiff . . . . .	35
3.3.6	Vergleichsmessungen mit der Hubschrauberschleppsonde Helipod . . . . .	36

<b>4</b>	<b>Der Einfluß partieller Eisbedeckung auf die oberflächennahen turbulenten Flüsse</b>	<b>39</b>
4.1	Interne Grenzschicht im Bereich kleiner Rinnen bei leicht labiler Schichtung über Wasser . . . . .	40
4.1.1	Meteorologische Meßwerte des PODEV-Systems . . . . .	40
4.1.2	Räumliche Variation atmosphärischer Parameter, basierend auf TMS-Messungen . . . . .	41
4.2	Interne Grenzschicht im Bereich kleiner Rinnen bei stabiler Schichtung über Wasser . . . . .	46
4.2.1	Die meteorologische Situation . . . . .	46
4.2.2	Räumliche Variation atmosphärischer Parameter, basierend auf TMS-Messungen . . . . .	50
4.2.3	Modellrechnung zur Fallstudie am 9. August 1996 . . . . .	52
4.3	Der Fluß sensibler und latenter Wärme über Meereis . . . . .	56
4.3.1	Abschätzung des turbulenten Wärmeflusses über Meereis aus PODEV-Daten . . . . .	56
4.3.2	Korrelation von Wärmefluß und Feuchtefluß . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Der Einfluß von rauhem Meereis und von Eisrücken auf die oberflächennahen turbulenten Flüsse</b>	<b>60</b>
5.1	Eisrückenexperiment am 13. August 1996 . . . . .	61
5.1.1	Die meteorologische Situation . . . . .	62
5.1.2	Räumliche Variation atmosphärischer Größen, basierend auf TMS-Messungen . . . . .	62
5.1.3	Räumliche Abgrenzung des Hinderniseffektes . . . . .	70
5.1.4	Der aerodynamische Widerstandsbeiwert von Eisrücken und Eisschollen . . . . .	72
5.1.5	Vergleich mit Modellrechnungen von Lopez (2001) . . . . .	75
5.2	Buhnenexperimente in Tossens . . . . .	79
5.2.1	Das Windfeld im Lee einer Buhne . . . . .	79
5.2.1.1	Schichtungsabhängigkeit des Abschattungseffektes . . . . .	81
5.2.1.2	Höhenabhängigkeit des Abschattungseffektes . . . . .	81
5.2.2	Das Turbulenzfeld im Lee einer Buhne . . . . .	82
5.3	Fluggestützte Turbulenzmessungen mit Polar-2 . . . . .	84
5.4	Interpretation . . . . .	86
<b>6</b>	<b>Parametrisierung des turbulenten Impulsflusses über Meereis</b>	<b>87</b>
6.1	Der Impulstransferkoeffizient als Funktion der Meereistopographie und der atmosphärischen Schichtung . . . . .	87
6.2	Validierung des Konzeptes anhand von Messungen . . . . .	89
6.2.1	Formwiderstand, berechnet aus TMS-Messungen . . . . .	90

6.2.2	Formwiderstand, berechnet aus Flugzeugmessungen . . . . .	93
6.3	Sensitivitätsstudien für $c_{D,10}$ . . . . .	95
6.3.1	Neutrale Schichtung . . . . .	95
6.3.2	Diabatische Schichtung . . . . .	98
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>101</b>

## Summary

Polarstern cruise ARK XII led into the Laptev Sea and into the Kara Sea. Measurements of atmospheric processes within the polar surface layer were performed between 25 July and 5 September, 1996 by a turbulence probe mounted at the bow crane of the ship. The meteorological conditions during the cruise were characterised by moderate winds and low temperature differences between the atmosphere and the underlying surface.

Detailed information about the variation of meteorological parameters and of the surface fluxes were achieved in the height range between 4 m and 20 m as a function of the surface characteristics. The measurements are used to analyse small scale processes such as the atmospheric flow over polynjas and over pressure ice ridges. Both are typical features of the polar sea ice and it is shown that they strongly influence the mean flow and the turbulent exchange of momentum, heat and water vapour. The studies allow a general insight into the physics of boundary layer flow over the ice covered ocean and they provide helpful data to initialize and to verify model calculations of small scale processes in the polar boundary layer.

The form drag concept is used to calculate the total vertical turbulent flux over the ice covered ocean as the sum of a skin drag effect and of a form drag effect. In polar regions, the latter results from the aerodynamic resistance of larger obstacles such as ice ridges and edges of ice floes while the skin drag is given by the surface drag of a rather smooth ice field. Improved formulations for the coefficient of resistance of single ice ridges  $c_w$  and for the shadowing effect leeward of a ridge are derived by the Polarstern measurements and are implemented to the form drag concept.

Shipborne and airborne measurements are used to validate the concept and a good agreement between measured and calculated values of the transfer coefficient of momentum  $c_{D,10}$  is achieved. Sensitivity studies show, that the shadowing of the wind field due to densely distributed ice ridges does not significantly reduce the form drag of an ice field under realistic sea ice conditions and that the effect of density stratification on  $c_{D,10}$  is neglectable for the typical atmospheric conditions during summertime.

## Zusammenfassung

Die Polarsternfahrt ARK XII führte in die Laptev- und in die Kara-See. Zwischen dem 25. Juli und dem 5. September 1996 wurden Messungen atmosphärischer Prozesse in der polaren Grenzschicht mit einer Turbulenzmeßanlage am Bugkran von Polarstern durchgeführt, so daß die Struktur der oberflächennahen Luftschicht in Abhängigkeit von den Eigenschaften der Oberfläche erfaßt werden konnte. Die meteorologischen Bedingungen der sommerlichen Arktis sind geprägt von schwachen Gradienten des Luftdruckes und der Temperatur, weshalb überwiegend geringe Windgeschwindigkeiten und vernachlässigbare Wärme Flüsse vorgefunden wurden.

Die Messungen werden zunächst genutzt, um kleinskalige Prozesse bei der Überströmung von Inhomogenitäten des Untergrundes zu untersuchen. Anhand von Prozeßstudien wird qualitativ und quantitativ untersucht, wie Preßeisrücken und Polynjas die oberflächennahe Strömung sowie den turbulenten Austausch von Impuls, Wärme und Wasserdampf modifizieren. Die Messungen dienen aber auch zur Initialisierung und Verifizierung von Modellstudien kleinskaliger Prozesse in der polaren Grenzschicht.

Unter Verwendung des Formwiderstandskonzeptes wird der Impulsaustausch zwischen der Atmosphäre und dem mit Meereis bedeckten Polarmeer berechnet. Dabei kann der aerodynamische Gesamtwiderstand des Meereises als die Summe des Oberflächenwiderstandes der glatten Meereisoberfläche und des Formwiderstandes einzelner Hindernisse, wie Eisrücken und Schollenkanten, betrachtet werden. Der Formwiderstand von Eisrücken wird mit Hilfe einer neuen Parametrisierung des Widerstandsbeiwertes und unter Berücksichtigung der Abschattung berechnet, womit eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den vom Schiff und dem Polar-2-Flugzeug gemessenen Impulstransferkoeffizienten  $c_{D,10}$  erzielt wird.

Mittels weiterer Sensitivitätsstudien wird untersucht, welchen Einfluß die Abschattung des Windfeldes bei dicht stehenden Preßeisrücken und die Dichteschichtung der Atmosphäre auf den oberflächennahen Impulstransfer ausüben. Die Studien zeigen, daß beide Effekte unter realistischen Meereisbedingungen und bei sommerlichen Verhältnissen vernachlässigbar sind.

# Kapitel 1

## Einleitung

Im Jahresmittel sind etwa 4 Prozent der gesamten Erdoberfläche mit Meereis bedeckt. Seine Verteilung auf dem Ozean wird sowohl durch das Gefrieren und Schmelzen des Eises als auch durch die atmosphärische und ozeanische Strömung bestimmt. Aber auch das Meereis beeinflusst die atmosphärische und ozeanische Strömung durch seine Oberflächenbeschaffenheit, wie auch durch seine thermischen Eigenschaften. Damit stellt das Meereis eine beachtenswerte Komponente im Klimasystem dar, welche in Modellrechnungen möglichst genau beschrieben werden muß.

Die Oberfläche von polarem Packeis ist geprägt durch unterschiedliche Rauigkeitselemente. Deren Größenspektrum reicht von flachen Unebenheiten mit wenigen Zentimetern Höhe, gefolgt von Eisblöcken bis hin zu Schollenkanten und Preßeisrücken, die mehrere Meter hoch werden können. Preßeisrücken entstehen, wenn Eisschollen aufgrund konvergenter Eisdrift übereinander geschoben oder gegeneinander gepreßt werden. Gleichzeitig wird die Entstehung von Eiskielen an der Eisunterseite initiiert. Ein weiteres Merkmal des polaren Packeises ist das Auftreten von Polynjas und Eisrinnen, also von Gebieten offenen Wassers in unterschiedlicher Größe und Form. Langgezogene, nur wenige hundert Meter breite Polynjas werden oftmals auch als Rinnen bezeichnet. Entlang der Küstenlinien findet man häufig sogenannte Küstenpolynjas, deren Entstehung durch ablandige Winde begünstigt wird, welche das Eis vom Land wegtreiben. Küstenpolynjas können eine Ausdehnung von bis zu 50 Kilometern Breite aufweisen. Die Bildung von Polynjas tritt verstärkt mit Beginn der Eisschmelze im Frühjahr oder Sommer ein, aber auch im Winter werden Polynjas wiederholt beobachtet.

Im Rahmen dieser Arbeit werden nur relativ kleine Rinnen betrachtet, wie sie in der Abbildung 1.1 dargestellt sind. Die Fotografie zeigt einen Ausschnitt der Eisrandzone südlich von Spitzbergen, fotografiert im April 1998 aus einer Höhe von etwa 30 m. Man erkennt in der Bildmitte eine etwa 500 m lange Wasserfläche, welche umgeben ist von zahlreichen Eisschollen unterschiedlicher Größe, deren Oberfläche durch Preßeisrücken

mit variabler Höhe und Ausrichtung verformt ist.

Durch die Konzentration und Morphologie des Meereises wird der Impuls- und Energieaustausch zwischen dem Ozean und der Atmosphäre markant beeinflusst. Diese Randbedingungen spiegeln sich in der vertikalen und horizontalen dynamischen und thermischen Struktur der ozeanischen und atmosphärischen Grenzschichten wider. Die im Gegensatz zu Wasser höhere Rauigkeit des Meereises bewirkt, daß der meistens von der Atmosphäre zur Meeresoberfläche gerichtete Impulsfluß in eisbedeckten Regionen höher ist als bei offenen Wasserflächen. Ferner ist zu beachten, daß die Eisober- und unterseiten unterschiedlich deformiert sein können, so daß selbst bei gleichen atmosphärischen oder ozeanischen Bedingungen mit lokalen Variationen des Impulsaustausches zu rechnen ist. Den Austausch von Wärme zwischen Ozean und Atmosphäre unterdrückt das Meereis, da der Transport sensibler Wärme in der Eisschicht auf die molekulare Leitung reduziert und die Verdunstung nahezu unterbunden wird. In Gebieten mit vollständiger Eisbedeckung wird deshalb der Energieaustausch an der Meeresoberfläche, abgesehen von Strahlungsprozessen, stark eingeschränkt.



**Abbildung 1.1:** Ausschnitt der arktischen Eisrandzone im Frühjahr, aufgenommen im April 1998 vor der Südküste Spitzbergens (bei einer Flughöhe von etwa 30 Metern).

Gefrier- und Schmelzvorgänge modifizieren den Salzgehalt und damit die Dichte des Wassers, so daß die obere Wassersäule statisch labilisiert oder stabilisiert werden kann. Im Falle von Eisbildung führt die Freisetzung von Meersalz zur Intensivierung der vertikalen Durchmischung durch Konvektion, die unter Umständen in tiefere Schichten des Ozeans reichen und zur Erneuerung des Tiefenwassers führen kann. Diese Zusammenhänge lassen vermuten, daß die durch das Meereis hervorgerufenen Bedingungen an der Grenzfläche zwischen Wasser und Atmosphäre in numerischen Modellen sowohl der atmosphärischen, als auch der ozeanischen Zirkulation realitätsnah, d.h. in Abhängigkeit von der Eisstruktur dargestellt werden müssen. Hierzu sind verschiedene Konzepte bekannt, von denen zwei häufig verwendet werden. Zum einen werden die Oberflächenflüsse anhand der über eine Modellgitterzelle gemittelten Variablen und Modellparameter berechnet. Zum anderen werden die turbulenten Flüsse zunächst für unterschiedliche Oberflächenstrukturen getrennt bestimmt und anschließend entsprechend der Eiskonzentration über die Gitterzelle gemittelt.

Besonders das letztgenannte Verfahren ist darauf angewiesen, dynamische und thermische Charakteristika der Eis-/Wasserflächen möglichst detailliert zu behandeln. Zu diesen gehören neben der Eiskonzentration beispielsweise Schollenhöhe und -abstand sowie Rückenhöhe und -abstand. Dann kann man nach Schlichting (1936) den turbulenten Impulsfluß über einer rauhen Oberfläche aufspalten in einen Anteil, der durch die mikroskalige Rauigkeit der Oberfläche (Oberflächenwiderstand) und in einen weiteren Anteil, der durch größere Strömungshindernisse (Formwiderstand) hervorgerufen wird. Arya (1973, 1975) und Banke et al. (1980) nutzten diesen Ansatz, um den Formwiderstand einer mit Preßeisrücken bedeckten Meereisfläche zu bestimmen. Hanssen-Bauer und Gjessing (1988) modifizierten das Konzept, um den Formwiderstand von Eisschollenkanten zu berechnen. Beide Ansätze wurden von Mai et al. (1996) zusammengefaßt, indem sie statistische Verteilungsfunktionen von Eisschollen, Eisrückenabständen und -höhen nach Hibler et al. (1972), Wadhams (1980) sowie Wadhams und Davy (1986) berücksichtigten. Mai et al. (1996) konnten das Verfahren anhand von Daten in der Eisrandzone, wo der Formwiderstand vornehmlich durch die Schollenkanten verursacht wird, erfolgreich überprüfen. Allerdings blieb die Anwendbarkeit für Gebiete mit hoher Eiskonzentration, wie sie beispielsweise in der zentralen Arktis angetroffen wird, noch offen. Dort wird der Formwiderstand hauptsächlich durch Rücken bewirkt. Diese Lücke kann nun mit Messungen vom Polar-2-Flugzeug und von dem Forschungsschiff Polarstern während der Kampagnen ARTIST (Arctic Radiation and Turbulence Interaction Study) und ACSYS (Arctic Climate System Study) geschlossen werden.

In der vorliegenden Arbeit stehen die Meßdaten der Polarstern, die 1996 während ACSYS im Nordpolarmeer gewonnen wurden, im Vordergrund. Dabei wurde eine Turbulenzmeßanlage am Bugausleger des Schiffes betrieben, die sowohl die turbulenten als

auch die mittleren Größen der Lufttemperatur und des Windvektors im Höhenbereich zwischen 3.8 und 20 m über der Meeresoberfläche erfaßte. Ein spezielles Vorgehen diente der Bestimmung des Einflusses einerseits von Preßeisrücken und andererseits von kleinen rinnenartigen Polynjas auf die Struktur der bodennahen atmosphärischen Grenzschicht. Außerdem wurden Messungen mit der Turbulenzmeßanlage an Buhnen im ostfriesischen Watt vorgenommen, um Auswirkungen von flachen Hindernissen auf die bodennahe atmosphärische Strömung zu untersuchen. Die geometrische Form der Buhnen ist derjenigen von Preßeisrücken ähnlich, so daß diese Messungen die Untersuchungen im Eismeer vorteilhaft ergänzen. Das Ziel aller genannten Messungen war auf die Beschreibung der Wirkung von Oberflächenhindernissen auf die bodennahe Luftströmung gerichtet. Damit geht die Abschätzung der oberflächennahen Impuls- und Wärmeflüsse mit Hilfe linearer Parametrisierungen einher. Die während der Polarsternreise ARK XII durchgeführten Messungen in der Umgebung von Polynjas erlauben, deren thermischen Einfluß auf die Atmosphäre zu bestimmen. Da im Sommer nur geringe Temperaturunterschiede zwischen der Wasser- oder der Eisoberfläche und der Luft bestehen, ist die bodennahe thermische Schichtung der Atmosphäre annähernd neutral, so daß Einflüsse der statischen Stabilität vernachlässigbar sind.

Im zweiten Kapitel werden die von uns genutzten physikalischen Grundlagen zur Beschreibung der relevanten atmosphärischen Prozesse in der oberflächennahen Prandtl-Schicht skizziert. Besonderes Augenmerk gilt der Behandlung der turbulenten Flüsse in numerischen Atmosphärenmodellen.

Im dritten Kapitel werden Messungen vorgestellt, die von Bord des Forschungsschiffes Polarstern durchgeführt wurden. Weiter erfolgt eine Analyse der Meßgenauigkeit der am Bug von Polarstern angebrachten Turbulenzmeßanlage.

Im vierten und fünften Kapitel werden Fallstudien zum Einfluß partieller Eisbedeckung und singulärer Hindernisse auf den bodennahen turbulenten Austausch vorgenommen. Diese erlauben einen qualitativen Einblick in die oberflächennahen Prozesse bei der Überströmung von Polynjas und Preßeisrücken. Sie bilden weiter die Grundlage zur Überprüfung gängiger Darstellungen des turbulenten Austausches von Impuls und Wärme an der teils eisbedeckten Meeresoberfläche und sie liefern Hinweise für realitätsnahe Formulierungen.

In Kapitel 6 wird das Formwiderstandskonzept zur Parametrisierung des turbulenten Impulsflusses über Meereis mittels der aus den Fallstudien resultierenden Erkenntnissen modifiziert und anhand von Messungen der Turbulenzmeßanlage und des Polar-2-Flugzeuges validiert. Sensitivitätsstudien zeigen, wie die Eisrauhigkeit und die atmosphärische Schichtung den oberflächennahen Impulstransfer beeinflussen.

Im letzten Kapitel werden schließlich die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt.

## Kapitel 2

# Der turbulente Transport von Impuls, Energie und Feuchte zwischen Atmosphäre und einer eisbedeckten Meeresoberfläche

### 2.1 Bilanzgleichungen zur Beschreibung der atmosphärischen Strömung

Numerische Modelle zur Beschreibung der atmosphärischen und ozeanischen Strömung basieren grundsätzlich auf dem Prinzip der Erhaltung von Impuls, Energie und Masse in einem abgeschlossenen System. Daraus läßt sich ein Gleichungssystem, bestehend aus den Navier-Stokes'schen Bewegungsgleichungen, dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik für thermische Energie und der Kontinuitätsgleichung bilden. Die für die Volumen- oder Masseneinheit gültigen partiellen nichtlinearen Differentialgleichungen werden durch numerische Integration über Raum und Zeit gelöst. Hierfür werden nach Reynolds (1895) alle in Raum und Zeit variablen Größen  $\chi(x, y, z, t)$  in einen über ein Gitterelement räumlich und zeitlich gemittelten Anteil  $\bar{\chi}$  (oder Ensemblemittelwert) und die davon abweichenden räumlichen und zeitlichen Schwankungen  $\chi'(x, y, z, t)$  unterteilt, so daß gilt:

$$\chi(x, y, z, t) = \bar{\chi} + \chi'(x, y, z, t), \quad (2.1)$$

wobei  $\overline{\chi'(x, y, z, t)} = 0$  ist. Nach Anwendung der Reynolds-Mittelung und bei Berücksichtigung der Einsteinschen Summenkonvention erhält man unter stark vereinfachenden Annahmen folgendes Gleichungssystem:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - g \delta_{i3} - 2\Omega \epsilon_{ijk} \eta_j \bar{u}_k + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_j} = -\frac{\partial(\overline{u'_j \Theta'})}{\partial x_j} + \kappa_T \frac{\partial^2 \bar{\Theta}}{\partial x_j^2} + (\rho_0 c_p)^{-1} \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial x_j} \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} = -\frac{\partial(\overline{u'_j q'})}{\partial x_j} + \kappa_V \frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial x_j^2} \quad (2.5)$$

$$p = \rho R_w T. \quad (2.6)$$

In diesem Gleichungssatz stellen (2.2) die 3-dimensionale, gemittelte Navier-Stokes-Gleichung, (2.3) die Kontinuitätsgleichung unter Berücksichtigung der Boussinesq-Approximation, (2.4) die aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik abgeleitete prognostische Temperaturgleichung und (2.5) die Bilanzgleichung für die mittlere spezifische Feuchte  $\bar{q}$  (ohne Berücksichtigung von Phasenumwandlungen) dar. Eine Verknüpfung des Gleichungssystems erfolgt üblicherweise durch die Zustandsgleichung für feuchte Luft (2.6). Die Gleichungen wurden unter Berücksichtigung der Einsteinschen Summenkonvention formuliert, weshalb über gleiche Indizes aufsummiert werden muß. Dabei gilt für das Kronecker-Symbol  $\delta_{i3} = 1$  bei  $i = 3$  und  $\delta_{i3} = 0$  bei  $i \neq 3$ . Weiter gilt  $\epsilon_{ijk} = 0$  bei  $i = j$ ,  $i = k$  oder  $j = k$ ,  $\epsilon_{ijk} = 1$  bei geraden Permutationen der Indizes (z.B.  $i = 1, j = 2, k = 3$ ) und  $\epsilon_{ijk} = -1$  bei ungeraden Permutationen (z.B.  $i = 3, j = 2, k = 1$ ).

Die Terme in (2.2) beschreiben von links nach rechts die lokale zeitliche Änderung und die Advektion der Geschwindigkeitskomponente  $\bar{u}_i$ , die Divergenz des subskaligen turbulenten Impulsflusses  $\overline{u'_i u'_j}$ <sup>1</sup>, die Druckgradientkraft, die Schwerkraft, die Corioliskraft sowie die molekulare Reibung.  $\bar{u}_i$  und  $\bar{u}_j$  sind die Komponenten des dreidimensionalen Windvektors,  $\rho_0$  ist die mittlere Luftdichte,  $\bar{p}$  der mittlere Luftdruck,  $g$  die Schwerkbeschleunigung,  $\Omega$  die Erdrotationsrate,  $\eta_j$  sind die vektoriellen Komponenten der Erdrotation und  $\nu$  die kinematische Viskosität.

Die Terme der prognostischen Temperaturgleichung (2.4) beschreiben von links nach rechts die lokale zeitliche Änderung sowie die Advektion der mittleren potentiellen Temperatur  $\bar{\Theta}$ , die Divergenz des turbulenten Wärmeflusses, die molekulare Wärmeleitung, sowie die Divergenz des Strahlungsflusses  $\bar{R}$ . Die potentielle Temperatur ist definiert

---

<sup>1</sup>Dieser Term beschreibt den Impulsfluß pro Masseneinheit. Im Folgenden wird auch der Impulsfluß pro Volumeneinheit  $\tau = -\rho \overline{u'_i u'_j}$  als Impulsfluß bezeichnet

durch

$$\Theta = T(1000/p)^{(R_d/c_p)}, \quad (2.7)$$

mit der Lufttemperatur  $T$ , dem Luftdruck  $p$ , der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck  $c_p$  und der Gaskonstanten für trockene Luft  $R_d = 287.04 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . Im Gegensatz dazu stellt  $R_w \sim (1 + 0.61q)$  in der Gleichung (2.6) die Gaskonstante für feuchte Luft dar, welche von der spezifischen Feuchte  $q$  abhängt. Die Erhaltungsgleichung der mittleren spezifischen Feuchte  $\bar{q}$  bilanziert die lokale zeitliche Änderung und die Advektion der Feuchte  $\bar{q}$ , die Divergenz des turbulenten Feuchteflusses sowie die molekulare Diffusion.

Die Gleichungen (2.2), (2.4) und (2.5) enthalten die dreidimensionale Divergenz der turbulenten Flüsse von Impuls, Wärme und Wasserdampf. Die Divergenz der horizontalen turbulenten Flüsse ist jedoch gegenüber den vertikalen klein, so daß erstere bei Grenzschichtbetrachtungen nicht betrachtet werden. In der Kontinuitätsgleichung treten Korrelationsterme der Fluktuationen von Luftdichte und der Windkomponenten auf. Diese werden jedoch aufgrund der Vereinfachungen des Gleichungssystems (Boussinesq-Approximation) vernachlässigt.

Um die vertikalen turbulenten Flüsse  $\overline{w'w'}$ ,  $\overline{w'\Theta'}$  und  $\overline{w'q'}$  mit Hilfe der in Modellen berechneten oder im Feld gemessenen mittleren Größen auszudrücken, werden die Flüsse häufig proportional zu den lokalen vertikalen Gradienten der mittleren Größen gesetzt:

$$\overline{\Psi'w'} = -K_\Psi(z) \frac{\partial \overline{\Psi}}{\partial z}. \quad (2.8)$$

Darin stellt  $K_\Psi(z)$  den höhenabhängigen turbulenten Diffusionskoeffizienten der Größe  $\Psi$  ( $= u, \Theta, q$ ) in Richtung  $z$  dar.

Zur Berechnung von Gradienten in einem numerischen Gitter eines Modells wird meistens ein linearer Verlauf der mittleren Größen zwischen den Gitterflächen angenommen. Diese Annahme ist aber in der Nähe von Oberflächen fehlerhaft, da dort Wind, Temperatur und Feuchte in vertikaler Richtung deutlich vom linearen Verlauf abweichen. Zur Bestimmung der turbulenten Flüsse in Oberflächennähe wird daher üblicherweise von der sogenannten Monin-Obukhov-Theorie Gebrauch gemacht, die in den folgenden Unterkapiteln näher beschrieben wird. Ziel der Darstellungen ist es darüber hinaus, die Besonderheiten des turbulenten Transports über Meeresoberflächen, sowie bestehende Parametrisierungsansätze, die diese berücksichtigen, zu erläutern.

## 2.2 Bestimmung turbulenter Bodenflüsse über homogenem Untergrund

Zur Berechnung der atmosphärischen Strömung in der Bodenschicht über homogenem Untergrund werden die Annahmen der Monin-Obukhov-Theorie als gültig vorausgesetzt.

Diese besagt, daß die turbulenten Flüsse in der oberflächennahen Luftschicht<sup>2</sup> als höhenkonstant angenommen werden können. Weiter wird durch die M-O-Theorie ausgesagt, daß der vertikale Verlauf von Windgeschwindigkeit, Temperatur und Feuchte über die sogenannten Ähnlichkeitsfunktionen  $\phi_M \left( \frac{z}{L} \right)$ ,  $\phi_H \left( \frac{z}{L} \right)$  und  $\phi_Q \left( \frac{z}{L} \right)$  als Funktion des Stabilitätsparameters  $z/L$  beschrieben werden kann. Üblicherweise werden in Modellen die von Businger et al. (1971) und Dyer (1974) empirisch in Abhängigkeit von der thermischen Schichtung der Atmosphäre bestimmten Funktionen

$$\phi_M \left( \frac{z}{L} \right) = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial |\overline{\mathbf{u}(z)}|}{\partial z} = \begin{cases} 1 + 5 \frac{z}{L} & \text{stabil } (z/L \geq 0) \\ (1 - 16 \frac{z}{L})^{-1/4} & \text{labil } (z/L < 0) \end{cases}, \quad (2.9)$$

$$\phi_H \left( \frac{z}{L} \right) = \frac{\kappa z}{\Theta_*} \frac{\partial \overline{\Theta(z)}}{\partial z} = \begin{cases} 1 + 5 \frac{z}{L} & \text{stabil } (z/L \geq 0) \\ (1 - 16 \frac{z}{L})^{-1/2} & \text{labil } (z/L < 0) \end{cases} \quad (2.10)$$

und

$$\phi_Q \left( \frac{z}{L} \right) = \frac{\kappa z}{q_*} \frac{\partial \overline{q(z)}}{\partial z} = \begin{cases} 1 + 5 \frac{z}{L} & \text{stabil } (z/L \geq 0) \\ (1 - 16 \frac{z}{L})^{-1/2} & \text{labil } (z/L < 0) \end{cases} \quad (2.11)$$

verwendet.

Darin ist  $\kappa = 0.4$  die von-Karman-Konstante (Wieringa, 1993). Die Größen  $u_*$ ,  $\Theta_*$  und  $q_*$  stellen Skalengrößen für Impuls, Temperatur und Feuchte dar, die in der Prandtl-Schicht als höhenkonstant betrachtet werden. Die thermische Schichtung der Atmosphäre wird durch den Stabilitätsparameter

$$\frac{z}{L} = - \frac{\kappa \cdot g \cdot \overline{w' \Theta'_v}|_0}{\Theta_v \cdot u_*^3} z \quad (2.12)$$

ausgedrückt (Garratt, 1992). Darin ist  $\Theta_v$  die virtuelle potentielle Temperatur, welche näherungsweise durch

$$\Theta_v \sim \Theta \cdot (1 + 0.61q) \quad (2.13)$$

aus der potentiellen Temperatur  $\Theta$  berechnet werden kann. Die virtuelle potentielle Temperatur bezeichnet diejenige Temperatur, die trockene Luft annehmen muß, um bei gleichem Druck dieselbe Dichte aufzuweisen, wie feuchte Luft der spezifischen Feuchtigkeit  $q$ .

Die Integration der Gleichungen (2.9) - (2.11) über die Höhe von  $z = z_0$  bis  $z = z_P$  (wobei  $z_P$  die Obergrenze der Prandtl-Schicht darstellt), ergibt das Gleichungssystem

$$|\overline{\mathbf{u}(z_P)}| = \frac{u_*}{\kappa} \left[ \ln \frac{z_P}{z_0} - \Psi_M \left( \frac{z_P}{L} \right) \right], \quad (2.14)$$

---

<sup>2</sup>Diese Schicht wird als Prandtl-Schicht bezeichnet und nimmt gewöhnlich etwa die untersten 10 % der Grenzschicht ein.

$$\Theta(z_P) - \Theta_0 = \frac{\Theta_*}{\kappa} \left[ \ln \frac{z_P}{z_{0,\Theta}} - \Psi_H \left( \frac{z_P}{L} \right) \right], \quad (2.15)$$

$$q(z_P) - q_0 = \frac{q_*}{\kappa} \left[ \ln \frac{z_P}{z_{0,q}} - \Psi_H \left( \frac{z_P}{L} \right) \right]. \quad (2.16)$$

Darin sind  $z_0$ ,  $z_{0,\Theta}$  und  $z_{0,q}$  die Rauigkeitslängen für Impuls, Wärme und Feuchte.  $\Theta_0$  und  $q_0$  bezeichnen Werte der potentiellen Temperatur sowie der spezifischen Feuchte in der Höhe  $z = z_{0,\Theta}$  beziehungsweise  $z = z_{0,q}$ . In der Gleichung (2.16) ist berücksichtigt, daß  $\phi_H \left( \frac{z}{L} \right) \sim \phi_Q \left( \frac{z}{L} \right)$  gilt.

Die im Gleichungssystem (2.14) - (2.16) auftretenden Funktionen  $\Psi_M \left( \frac{z}{L} \right)$  und  $\Psi_H \left( \frac{z}{L} \right)$  resultieren aus der Integration der Ähnlichkeitsfunktionen  $\phi_M \left( \frac{z}{L} \right)$  und  $\phi_H \left( \frac{z}{L} \right)$  zu:

$$\Psi_M \left( \frac{z}{L} \right) = \begin{cases} -5 \frac{z}{L} & \text{stabil } (z/L \geq 0) \\ 2 \ln \left( \frac{1+\phi_M^{-1}}{2} \right) + \ln \left( \frac{1+\phi_M^{-2}}{2} \right) - 2 \operatorname{atan}(\phi_M^{-1}) + \frac{\pi}{2} & \text{labil } (z/L < 0) \end{cases} \quad (2.17)$$

$$\Psi_H \left( \frac{z}{L} \right) = \begin{cases} -5 \frac{z}{L} & \text{stabil } (z/L \geq 0) \\ 2 \ln \left[ \frac{1+(1-16 \frac{z}{L})^{1/2}}{2} \right] & \text{labil } (z/L < 0) \end{cases} \quad (2.18)$$

Die turbulenten Flüsse von Impuls, Wärme und Feuchte können in der Prandtl-Schicht wie folgt durch die Skalengrößen  $u_*$ ,  $\Theta_*$  und  $q_*$  ausgedrückt werden:

$$\tau_0 = -\rho_0 \overline{u'w'} = -\rho_0 u_*^2 \quad (2.19)$$

$$h_f = -\rho_0 c_p \overline{\Theta'w'} = -\rho_0 c_p u_* \Theta_* \quad (2.20)$$

$$e_f = -\rho_0 l_v \overline{q'w'} = -\rho_0 l_v u_* q_* , \quad (2.21)$$

worin  $l_v$  die Verdampfungswärme darstellt.

Durch Umformen von (2.14) - (2.16) und Einsetzen in die Gleichungen (2.19) - (2.21) erhält man für die turbulenten Flüsse folgende Bestimmungsgleichungen:

$$\tau_0 = -\rho_0 u_*^2 = -\rho_0 \left[ \frac{|\mathbf{u}(\mathbf{z}_P)| \kappa}{\left[ \ln \frac{z}{z_0} - \Psi_M \left( \frac{z_P}{L} \right) \right]} \right]^2. \quad (2.22)$$

$$h_f = -\rho_0 c_p u_* \Theta_* = -\rho_0 c_p \left[ \frac{|\mathbf{u}(\mathbf{z}_P)| \kappa}{\left[ \ln \frac{z_P}{z_0} - \Psi_M \left( \frac{z_P}{L} \right) \right]} \right] \left[ \frac{\overline{\Theta(z_P)} - \Theta_0 \kappa}{\left[ \ln \frac{z}{z_{0,\Theta}} - \Psi_H \left( \frac{z}{L} \right) \right]} \right] \quad (2.23)$$

$$e_f = -\rho_0 l_v u_* q_* = -\rho_0 l_v \left[ \frac{|\mathbf{u}(\mathbf{z}_P)| \kappa}{\left[ \ln \frac{z_P}{z_0} - \Psi_M \left( \frac{z_P}{L} \right) \right]} \right] \left[ \frac{q(z_P) - q_0 \kappa}{\left[ \ln \frac{z_P}{z_{0,q}} - \Psi_H \left( \frac{z_P}{L} \right) \right]} \right] \quad (2.24)$$

Damit lassen sich die turbulenten Flüsse von Impuls, Wärme und Wasserdampf in Bodennähe bei bekannter Windgeschwindigkeit, Temperatur und Feuchte in der Höhe  $z = z_P$  als Funktion der Rauigkeitslängen  $z_0$ ,  $z_{0,\Theta}$  und  $z_{0,q}$  bestimmen. Da auch  $L$  von  $u_*$ ,  $\Theta_*$  und  $q_*$  abhängt, ist die Lösung nur iterativ möglich.

Ein weiteres, häufig angewandtes Konzept zur Parametrisierung der turbulenten Flüsse in der Prandtl-Schicht ist durch

$$\tau_0 = -\rho_0 c_{D,z} \overline{|\mathbf{u}(\mathbf{z})|}^2, \quad (2.25)$$

$$h_f = -\rho_0 c_p c_{H,z} \overline{|\mathbf{u}(\mathbf{z})|} \Delta T_z \quad (2.26)$$

und

$$e_f = -\rho_0 l_v c_{E,z} \overline{|\mathbf{u}(\mathbf{z})|} \Delta q_z \quad (2.27)$$

gegeben. Darin sind die Größen  $c_{D,z}$ ,  $c_{H,z}$  und  $c_{E,z}$  die Transfer- oder Widerstandskoeffizienten für Impuls, Wärme und Feuchte. Weiter sind  $\Delta T_z = T(z) - T_0$  sowie  $\Delta q_z = q(z) - q_0$  die Differenzen von Temperatur und spezifischer Feuchte zwischen der Höhe  $z$  und den Höhen  $z_{0,\Theta}$  beziehungsweise  $z_{0,q}$ . In Ozeanmodellen oder einfachen Atmosphärenmodellen werden die Transferkoeffizienten häufig als konstant vorgegeben. Ein Vergleich von (2.25) - (2.27) mit (2.19) - (2.21) zeigt aber, daß in der Prandtl-Schicht der folgende Zusammenhang zwischen den Transferkoeffizienten für Impuls, Wärme und Feuchte und den Skalengrößen besteht:

$$c_{D,z} = \frac{u_*^2}{\overline{|\mathbf{u}(\mathbf{z})|}^2} \quad (2.28)$$

$$c_{H,z} = \frac{u_* \Theta_*}{\overline{|\mathbf{u}(\mathbf{z})|} \Delta T_z} \quad (2.29)$$

$$c_{E,z} = \frac{u_* q_*}{\overline{|\mathbf{u}(\mathbf{z})|} \Delta q_z}. \quad (2.30)$$

Damit hängen die Transferkoeffizienten auch von der Schichtung ab, denn nach Einsetzen von (2.14) - (2.16) in (2.28) - (2.30) ergibt sich

$$c_{D,z} = \frac{u_*^2}{\overline{|\mathbf{u}(\mathbf{z})|}^2} = \left[ \frac{\kappa}{\left( \ln \frac{z}{z_0} - \Psi_M\left(\frac{z}{L}\right) \right)} \right]^2. \quad (2.31)$$

## 2.2 Bestimmung turbulenter Bodenflüsse über homogenem Untergrund

Analoge Formulierungen können für die Transferkoeffizienten von Wärme und Feuchte gefunden werden:

$$c_{H,z} = \left[ \frac{\kappa}{\left( \ln \frac{z}{z_0} - \Psi_M\left(\frac{z}{L}\right) \right) \left( \ln \frac{z}{z_\Theta} - \Psi_H\left(\frac{z}{L}\right) \right)} \right]^2 \quad (2.32)$$

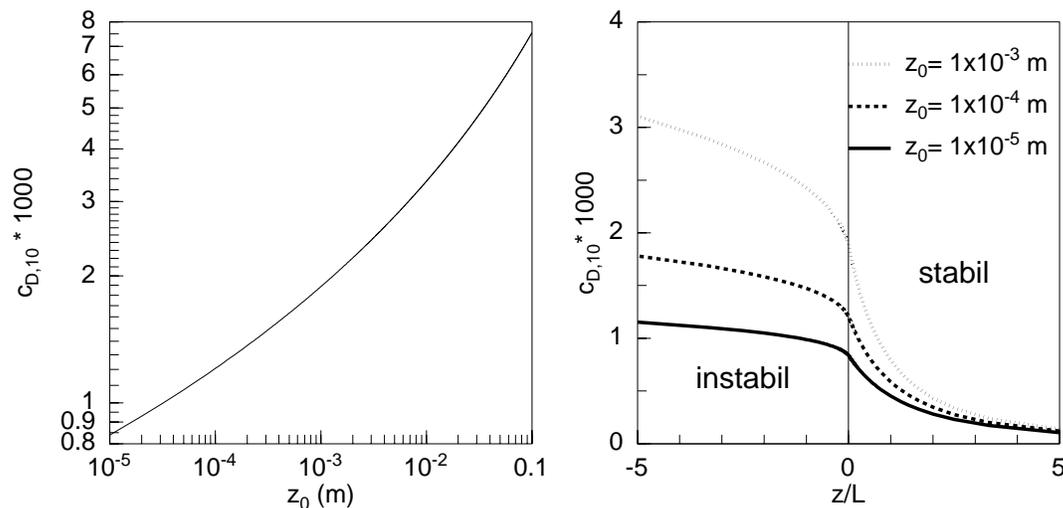
$$c_{E,z} = \left[ \frac{\kappa}{\left( \ln \frac{z}{z_0} - \Psi_M\left(\frac{z}{L}\right) \right) \left( \ln \frac{z}{z_q} - \Psi_H\left(\frac{z}{L}\right) \right)} \right]^2 . \quad (2.33)$$

Die Transferkoeffizienten  $c_{D,z}$ ,  $c_{H,z}$  und  $c_{E,z}$  werden üblicherweise auf eine Höhe von  $z = 10$  m bezogen. Für neutrale Schichtung ergibt sich somit der einfache Zusammenhang:

$$c_{D,10} = \left[ \frac{\kappa}{\ln \frac{10}{z_0}} \right]^2 . \quad (2.34)$$

Ähnliche Formulierungen können für die Transferkoeffizienten für Wärme und Feuchte abgeleitet werden.

Die Abbildung 2.1 (links) zeigt den Transferkoeffizienten  $c_{D,10}$  als Funktion der Rauigkeitslänge bei neutraler Schichtung (nach Gleichung 2.34), gültig für eine homogene Grenzfläche. Die rechte Seite der Abbildung 2.1 zeigt die Abhängigkeit des Impulstransferkoeffizienten  $c_{D,10}$  von der thermischen Schichtung der Atmosphäre bei drei verschiedenen Werten der Rauigkeitslänge  $z_0$  (nach Gleichung 2.31). Diese



**Abbildung 2.1:** Der Impulstransferkoeffizient  $c_{D,10}$  als Funktion der Rauigkeitslänge  $z_0$  bei neutraler Schichtung (links) und als Funktion der Schichtung bei drei verschiedenen Werten der Rauigkeitslänge (rechts).

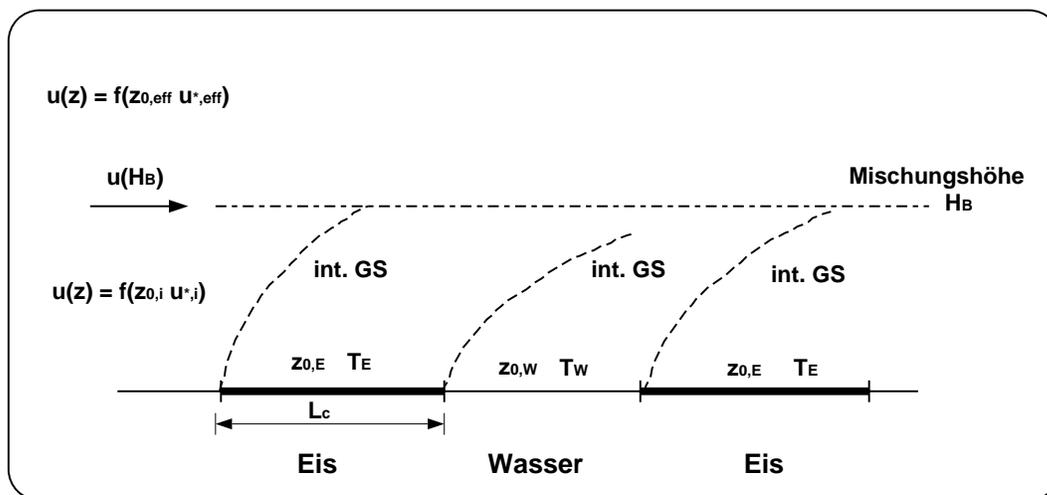
entsprechen näherungsweise den Rauigkeitslängen von Wasser oder sehr glattem Eis ( $z_0 = 1.0 \cdot 10^{-5}$  m), mäßig glattem Eis ( $z_0 = 1.0 \cdot 10^{-4}$  m) und rauhem Eis ( $z_0 = 1.0 \cdot 10^{-3}$  m). Von der Bezugshöhe  $z = 10$  m abweichende Transferkoeffizienten werden im folgenden als 'lokale Transferkoeffizienten' bezeichnet.

Die in diesem Abschnitt gezeigten Formulierungen wurden für homogene Grenzflächen abgeleitet. Gilt diese Annahme nicht, so müssen die entsprechenden Formeln modifiziert werden.

### 2.3 Bestimmung turbulenter Bodenflüsse über inhomogenem Untergrund

Die Meeresoberfläche in Polargebieten ist durch eine variable Rauigkeit (Eisschollen umgeben von Wasser und bedeckt mit Preßeisrücken) geprägt. In den Randzonen des Packeises ist diese morphologische Inhomogenität der Meeresoberfläche besonders hoch, da die Eiskonzentration und die Größenverteilung der Eisschollen räumlich und zeitlich stark variieren. Dadurch ergeben sich spezifische dynamische und thermische Grenzflächenbedingungen, die sich signifikant auf den Impuls- und Wärmeaustausch zwischen dem Ozean und der Atmosphäre auswirken.

Die Abbildung 2.2 zeigt eine Prinzipskizze der oberflächennahen polaren Atmosphäre über einem Eis-Wasser-Gemisch. Über den verschiedenen Oberflächentypen bilden sich



**Abbildung 2.2:** Skizze der bodennahen Luftschicht bei einer partiellen Bedeckung des polaren Ozeans mit Meereis. Charakteristische Variablen des Untergrundes sind am unteren Rand der Abbildung markiert. Die Anströmung ist durch einen Pfeil gekennzeichnet. Die Mischungshöhe sowie die internen Grenzschichten (int. GS) sind durch Linien markiert.

interne Grenzschichten aus (gestrichelte Linien), die stromabwärts bis zu einer bestimmten Höhe anwachsen. Innerhalb dieser Grenzschichten wird die atmosphärische Strömung durch den jeweiligen Untergrund beeinflusst. Dieser Einfluß schwächt sich mit zunehmender Höhe ab und ist in der sogenannten Mischungshöhe  $H_B$  (engl. 'blending height') nicht mehr identifizierbar, so daß oberhalb von  $H_B$  die atmosphärische Strömung durch 'effektive' Parameter  $u_*$  und  $z_0$  bestimmt wird. Die Höhe  $H_B$  hängt unter anderem von der Turbulenzintensität der bodennahen Luftströmung und der Wirklänge  $L_C$  der jeweiligen Strukturen des Untergrundes ab, wie in der Abbildung 2.2 angedeutet.

Die oberflächennahe Luftströmung über Meereis wird durch den Wechsel zwischen Schollen und offenem Wasser sowie durch Eisrücken modifiziert, so daß sowohl der Impuls- als auch der Wärmeaustausch an der Meeresoberfläche starken lokalen Schwankungen unterliegt. Um diesem Tatbestand Rechnung zu tragen, unterscheidet man zwischen der auf kleinskaligen Rauigkeitselementen beruhenden Oberflächenscherspannung von Wasser- und Eisflächen und dem durch Schollenränder und Eisrücken hervorgerufenen Formwiderstand.

Zur Berechnung des Oberflächenwiderstandes einer als homogen betrachteten Eis- oder Wasserfläche können die in Abschnitt 2.2 beschriebenen Formulierungen verwendet werden. Der Beitrag des Formwiderstandes zum turbulenten Impulsfluß muß hingegen mit speziellen Ansätzen berechnet werden. Überträgt man das Formwiderstandskonzept auf die Gleichung (2.25), so erhält man:

$$\tau_0 = \tau_{0,s} + \tau_{0,f} = -\rho_0 (c_{D,z,s} + c_{D,z,f}) \overline{|\mathbf{u}(\mathbf{z})|}^2, \quad (2.35)$$

worin der Oberflächenwiderstandskoeffizient  $c_{D,z,s}$  und der Formwiderstandskoeffizient  $c_{D,z,f}$  getrennt zu ermitteln sind.

### 2.3.1 Oberflächenwiderstand von Wasser und Meereis

Die Oberflächenscherspannung läßt sich durch die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  oder die Rauigkeitslänge  $z_0$  charakterisieren, wobei die Rauigkeitslänge von Wasser durch die sogenannte Charnock-Beziehung abgeschätzt werden kann:

$$z_0 = a \frac{u_*^2}{g}. \quad (2.36)$$

Die als Charnock-Konstante bezeichnete Größe  $a$  wurde empirisch von Charnock (1955) zu  $a = 0.015$  und später von Wu (1980) zu  $a = 0.0185$  ermittelt. Mittlerweile überstreichen die in der Literatur zitierten Werte jedoch einen noch größeren Wertebereich. Ferner ist noch offen, in welchem Maße der Ansatz auch für Wasser in Schollenzwischenräumen verwendet werden kann.

Empirisch bestimmte Werte der Rauigkeitslänge von relativ glattem Meereis schwanken zwischen  $z_0 = 1.0 \cdot 10^{-3}$  m (Birnbaum, 1998) und  $z_0 = 6.0 \cdot 10^{-4}$  m (Banke et al., 1980). Sie entsprechen mittleren Transferkoeffizienten von etwa  $c_{D,10} \sim 1.8 \cdot 10^{-3}$  bei neutraler Dichteschichtung (vergl. hierzu Abbildung 2.1). Guest und Davidson (1991) finden für neu gebildetes, extrem glattes Meereis Rauigkeitslängen von  $z_0 < 1.0 \cdot 10^{-5}$  m.

### 2.3.2 Formwiderstand von Schollenkanten

Die Impulsübertragung  $\tau_{0,f}$  von der Luftströmung auf Eisschollen durch den Formwiderstand der Schollenkanten berechnet Birnbaum (1998) aus Flächenmittelwerten des Schollenfreibords  $H_f$ , der Schollenlänge  $L_i$  und des Schollenabstandes  $L_w$  zu:

$$\tau_{0,f} = P_a \left( \frac{H_f}{L_i + L_w} \right) . \quad (2.37)$$

Darin ist  $P_a$  der Staudruck, welcher auf eine Einheitsfläche des Schollenrandes wirkt. Dieser ist proportional zu dem über die Schollenhöhe integrierten Quadrat der senkrecht zum Schollenrand gerichteten horizontalen Windgeschwindigkeitskomponente  $u(z)$ :

$$P_a = \frac{1}{2} c_w \rho_0 \frac{1}{H_f} \int_{z_{0,w}}^{H_f} u(z)^2 dz . \quad (2.38)$$

Somit findet man für den durch den Formwiderstand bewirkten abwärts gerichteten Impulsfluß

$$\tau_{0,f} = \frac{1}{2} c_w \rho_0 \frac{1}{L_i + L_w} \int_{z_0}^{H_f} u(z)^2 dz , \quad (2.39)$$

mit  $c_w$  als aerodynamischem Widerstandsbeiwert einer Eisscholle. Der Wert von  $c_w$  hängt von der Hindernisform ab und muß durch Messungen ermittelt werden. Birnbaum (1998) benutzt  $c_w = 1.0$ . Dieser Wert basiert auf Windkanalmessungen an flachen, zylindrischen Körpern (Marshall, 1971) und kann demzufolge nur als eine grobe Näherung für ein Ensemble unterschiedlich geformter Schollenränder gelten.

Die Anströmgeschwindigkeit  $u(z)$  kann zwischen nahe beieinander liegenden Eisschollen durch Abschattung verringert werden. Dies ist besonders bei hohen Eiskonzentrationen und kleinen Schollengrößen der Fall. Hanssen-Bauer und Gjessing (1988) haben Abschattungsmessungen der Windgeschwindigkeit im Lee von Baumstreifen unterschiedlicher Bestandsdichte (Nägeli, 1946) ausgewertet und durch folgende Gleichung an die Strömungsbedingungen eines Schollenzwischenraumes mit Breite  $L_w$  angenähert:

$$u(z) = u_0(z) \left[ 1 - \exp \left( -0.18 \frac{L_w}{H_f} \right) \right] . \quad (2.40)$$

Darin ist nun  $u(z)$  die reduzierte Windgeschwindigkeit im Lee einer Eisscholle mit Freibordhöhe  $H_f$  bei Erreichen der nächsten Eisscholle und  $u_0(z)$  die ungestörte Anströmgeschwindigkeit. Man überzeugt sich leicht, daß die Windabschattung nach der Gleichung (2.40) bei geringem Schollenabstand in der äußeren Eisrandzone, wo  $L_w/H_f < 10$  ist, durchaus über 15 % betragen kann.

### 2.3.3 Formwiderstand von Eisrücken

Arya (1975) berechnet den durch den Formwiderstand eines Preßeisrückens hervorgerufenen Impulsfluß  $\tau_{0,f}$  entsprechend folgender Näherungsform der Gleichung (2.39):

$$\tau_{0,f} = \frac{1}{2} c_w \rho_0 \frac{H_R}{X_R} u_H^2 . \quad (2.41)$$

Darin entspricht  $u_H$  der ungestörten Windgeschwindigkeitskomponente in Rückenhöhe  $H_R$  senkrecht zum Rücken, und  $X_R$  ist der Abstand im Lee des Rückens, der multipliziert mit der Einheitsbreite des Rückens die Fläche angibt, auf die der Impulsfluß wirkt. Das Aspektverhältnis  $A = \frac{H_R}{X_R}$  kann als Maß für die Rauigkeit der Oberfläche betrachtet werden, wenn  $H_R$  die effektive Rückenhöhe und  $X_R$  den effektiven Rückenabstand bezeichnen. Bei diabatischer Schichtung der Atmosphäre kann die Gleichung (2.41) nicht mehr als Näherung der Gleichung (2.39) genutzt werden, da in diesem Fall größere Abweichungen vom logarithmischen Verlauf der Windgeschwindigkeit auftreten.

Die Gleichung (2.41) beschreibt den mittleren Impulsfluß, der durch den Formwiderstand parallel stehender und senkrecht angeströmter Hindernisse gleicher Höhe  $H_R$  und gleichen Abstandes  $X_R$  hervorgerufen wird. Um diese auf ein Ensemble von Eisrücken mit unterschiedlichen Höhen, Abständen und Orientierungen zu übertragen, erweiterte Mai (1995) das Konzept durch die Berücksichtigung statistischer Verteilungsfunktionen der Rückenhöhen und -abstände. Es wurden hierfür die Mittelwerte von  $H_R$  und  $X_R$  durch statistisch begründete Verteilungsfunktionen dieser Größen ersetzt. Verwendet wurden Verteilungsfunktionen für die Rückenhöhe  $H_R$  (Wadhams, 1980):

$$n(H_R) dH_R = \lambda_H \exp(-\lambda_H H_R) dH_R \quad (2.42)$$

und für den Rückenabstand  $X_R$  (Hibler et al., 1972)

$$n(X_R) dX_R = \lambda_X \exp(-\lambda_X X_R) dX_R , \quad (2.43)$$

worin die Parameter  $\lambda_H$  und  $\lambda_X$  durch

$$\lambda_H = (\overline{H_R} - H_{R,min})^{-1} , \quad (2.44)$$

$$\lambda_X = \overline{X_R}^{-1} \quad (2.45)$$

an Messungen der Eisrückenverteilung angepaßt werden können. Für die Verteilungsfunktionen beider Größen  $\Psi$  ( $\Psi = H_R, X_R$ ) muß die Normierungsvorschrift

$$\int_{\Psi_{min}}^{\infty} n(\Psi) d\Psi = 1 \quad (2.46)$$

erfüllt sein. Die Größen  $\overline{H_R}$  und  $\overline{X_R}$  in den Gleichungen (2.44) und (2.45) bezeichnen die Mittelwerte, während  $H_{R,min}$  den Mindestwert der Rückenhöhe benennt, der durch die Verteilungsfunktion berücksichtigt wird. Die Gültigkeit der Gleichungen (2.42) und (2.43) hat Mai (1995) für die Eisrandzone südlich von Spitzbergen durch Messungen bestätigt. Es wird im Abschnitt 3.2.1.1 gezeigt, daß diese Beziehungen auch im Nordpolarmeer gelten.

Basierend auf Messungen von Banke und Smith (1975) nutzte Mai (1995) folgende lineare Beziehung zwischen dem Widerstandsbeiwert  $c_w$  und der Rückenhöhe  $H_R$ :

$$c_w = a_H + b_H H_R \quad \text{mit } a_H = 0.05, b_H = 0.14 \text{ m}^{-1}, \quad (2.47)$$

welche allerdings bezogen auf die Windgeschwindigkeit in 10 m abgeleitet wurde. Legt man unter Annahme eines logarithmischen Windprofils (mit  $z_0 = 0.0006 \text{ m}$ ) in der Prandtl-Schicht die zur Berechnung von  $c_w$  erforderliche Windgeschwindigkeit in Rückenhöhe zugrunde, so ergeben sich für  $a_H = 0.185$  und  $b_H = 0.147 \text{ m}^{-1}$  modifizierte Koeffizienten. Diese empirische Beziehung basiert aber lediglich auf fünf Messungen und hat weiter den Nachteil, daß aufgrund der linearen Abhängigkeit der  $c_w$ -Wert bereits bei  $H_R > 5.5 \text{ m}$  größer als 1.0 wird. Diese Mängel erfordern eine Überprüfung der Formulierung durch zusätzliche Messungen. So wurde von Garbrecht et al. (1999) eine alternative Formulierung für die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes von der Rückenhöhe vorgeschlagen. Deren Ableitung wird in Kapitel 5 erläutert.

Nimmt man eine zufällige Verteilung für die Orientierung der Eisrückenachsen an (Mock et al., 1972), so gilt für die Verteilungsfunktion der Rückenachsen  $n(\gamma) = 1/\pi$  für den gesamten Winkelbereich  $[-\pi/2 < \gamma < \pi/2]$ . Der Formwiderstand eines Rückenensembles reduziert sich dadurch um einen Faktor

$$F = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} n(\gamma) d\gamma = \frac{2}{\pi}. \quad (2.48)$$

Weisen Eisrücken aufgrund spezieller Gegebenheiten eine bevorzugte Ausrichtung auf oder sind sie nicht wall- sondern haufenartig geformt, so ist die Reduktion durch den Verteilungsfaktor (2.48) nicht zulässig.

Im Kapitel 6 wird dargelegt, wie die Berechnung des Formwiderstandes von Eisrücken basierend auf der Gleichung (2.39) erfolgen kann. Hierzu müssen die Parameter zur Beschreibung der Eisschollenverteilung in der Gleichung (2.39) durch adäquate Größen der

## **2.3 Bestimmung turbulenter Bodenflüsse über inhomogenem Untergrund**

Eisrückenstatistik ersetzt werden (Rückenhöhe statt Schollenhöhe, Rückenabstand statt Schollenabstand). Diese Größen können aus Modellrechnungen (Steiner et al., 1999) oder Satellitenaufnahmen (Haas et al., 1999) abgeleitet werden oder sind aus langjährigen Statistiken verfügbar. Weiter müssen die von Mai (1995) vorgeschlagenen Erweiterungen auf die Gleichung (2.39) übertragen und bei Bedarf modifiziert werden.

## Kapitel 3

# Messungen atmosphärischer Turbulenz über inhomogenem Untergrund

Die Grundlage dieser Arbeit sind Messungen, welche im Zeitraum Juli bis September 1996 während der Polarsternreise ARK XII im Bereich der Laptev- und Kara-See als Beitrag zur Arctic Climate System Study (ACSYS) durchgeführt wurden. Der Expeditionsverlauf wird im Fahrtbericht von Augstein et al. (1997) näher beschrieben. Unsere Betrachtungen beruhen vor allem auf Messungen am Bugkran, durch die sowohl der mittlere Zustand als auch die turbulenten Größen der Atmosphäre zwischen 4 und 20 m Höhe erfaßt wurden. Auf der Grundlage dieser Messungen sollen für inhomogene untere Randbedingungen die bodennahen turbulenten Flüsse von Impuls und Wärme abgeleitet werden. Dazu werden die Ergebnisse einzelner Fallstudien teilweise durch weitere Daten verallgemeinert. Zu letzteren gehören auch Experimente bei Tossens im ostfriesischen Wattenmeer, mit deren Hilfe die Untersuchungen an topographischen Störungen (Eisrücken) auf unterschiedliche Dichteschichtungsverhältnisse erweitert werden konnten.

Im ersten Teil dieses 3. Kapitels wird zunächst das Meßsystem vorgestellt. Danach erfolgt ein detaillierter Überblick über die durchgeführten Experimente, wobei speziell die meteorologische Situation und die Eisverhältnisse während der Kampagne ARK XII dargestellt werden. Der dritte Teil behandelt die Genauigkeit der Schiffsmessungen unter besonderer Berücksichtigung der Positionierung der Meßanlage am Schiffsbug.

### 3.1 Verwendete Meßsysteme

#### 3.1.1 Turbulenzmeßanlage an Polarstern

In Zusammenarbeit mit der Firma METEK (Elmshorn) wurde eine Turbulenzmeßanlage entwickelt, die am Bugkran des Forschungsschiffes Polarstern angebracht werden kann

**Tabelle 3.1:** Bestückung der Turbulenzmeßanlage

Gerätetyp	Meßhöhe (m)	Meßgrößen	Abtastrate
USAT-3 Ultraschallanemometer	3.8, 5.4, 8, 13, 20	Temperatur und Wind	17 Hz
PT-100 Temperatursensor	3.8, 5.4, 8, 13, 20	Temperatur	1 Hz
Lyman- $\alpha$ Hygrometer	3.8	Luftfeuchtigkeit	17 Hz
Taupunktspiegel	13	Luftfeuchtigkeit	6 / Stunde

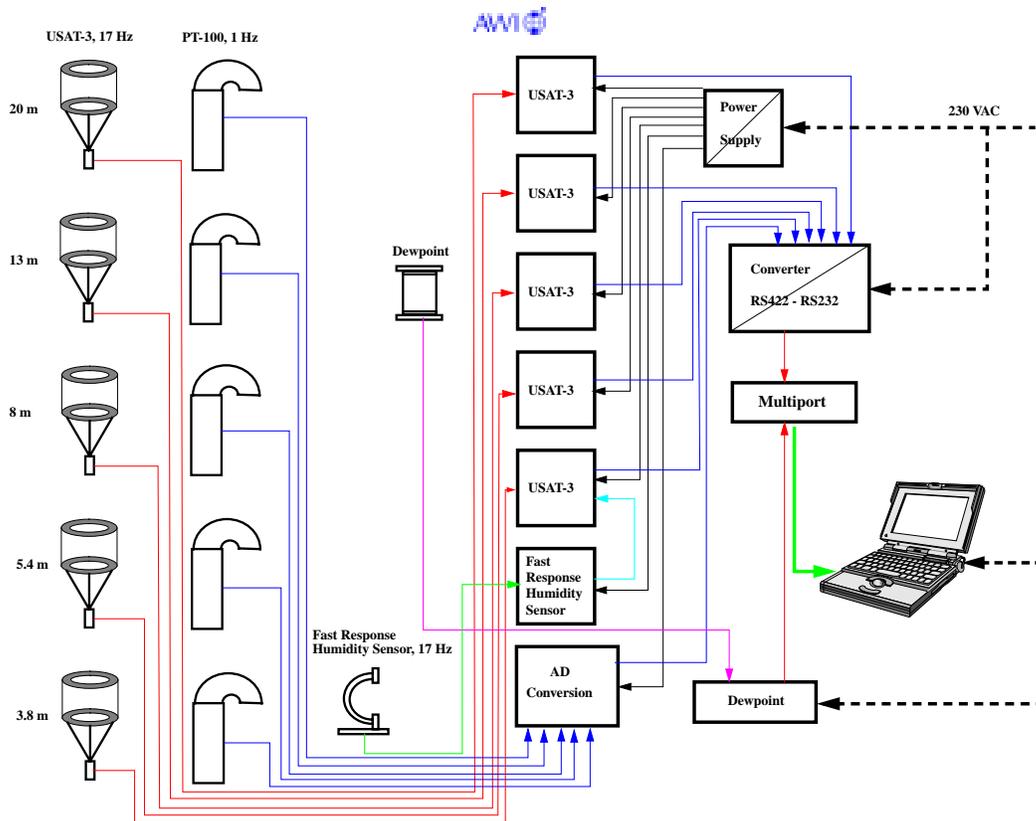
(Abb. 3.1). Die Instrumentierung der Anlage ist in der Tabelle 3.1 zusammengefaßt. Der Abstand der am Bugausleger angebrachten Geräte zum Schiff betrug mindestens 12 m.

Die Abbildung 3.2 zeigt ein Blockschaltbild der Turbulenzmeßanlage unter Einbeziehung von Instrumentierung und Datenerfassung. Die Ultraschallanemometer und PT-100 Sensoren sind während der Messung mit spezifischen Recheneinheiten (welche für jedes



**Abbildung 3.1:** Ansicht von Polarstern während einer Messung. Die Anlage am Bugkran wurde grafisch hervorgehoben. Foto: C. Lüpkes

Block Flow Diagram of the Turbulence Measuring System (TMS) RV POLARSTERN



**Abbildung 3.2:** Blockschaltbild der Turbulenzmeßanlage.

Gerät die Betriebsparameter festlegen), einem Schnittstellenumsetzer (welcher die auflaufenden Daten zusammenfaßt) sowie einer mobilen Sun-workstation (welche die Daten speichert) verbunden. Die Abstraten aller Geräte werden mit Hilfe der Software synchronisiert, so daß eine exakte zeitliche Zuordnung der Meßwerte erfolgt.

### 3.1.1.1 Messung der Windgeschwindigkeit

Die Funktion des Ultraschallanemometers basiert auf der Veränderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Schallwellen durch die atmosphärische Luftströmung. Ein emittierter Ultraschallimpuls wird durch eine in Laufrichtung gerichtete Windkomponente beschleunigt und durch eine entgegengesetzt gerichtete Komponente abgebremst. Durch die Laufzeitmessungen von Signalen entlang dreier orthogonaler Meßstrecken läßt sich der dreidimensionale Windvektor bestimmen. Da die Schallgeschwindigkeit auch von der Lufttemperatur abhängt, kann letztere ebenfalls aus Laufzeitänderungen

abgeleitet werden, wenn Schallsignale in beide Richtungen zwischen den Sensoren gesendet werden. Allerdings ist die Absolutmessung der Lufttemperatur dabei relativ ungenau, so daß zusätzlich PT-100 Temperatursensoren in allen Höhen eingesetzt werden (siehe Tabelle 3.1). Die turbulenten Schwankungen der Temperatur können mit den USAT-3-Geräten dagegen hinreichend genau bestimmt werden.

Der Abstand zwischen Sensor und Empfänger beträgt etwa 40 Zentimeter. Turbulenzelemente, welche einen kleineren Durchmesser als diesen Abstand aufweisen, können nicht mehr aufgelöst werden. Da die Größe der relevanten Wirbel in Bodennähe etwa linear von der Höhe über Grund abhängt, kann eine Mindesthöhe angegeben werden, ab welcher die Messung mit einem Ultraschallanemometer sinnvolle Ergebnisse liefert. Wamser et al. (1997) haben mittels Messung und Modellrechnung gefunden, daß die Varianz der Vertikalkomponente der Windgeschwindigkeit in einer Höhe von 1 m nur noch um etwa 10 % unterschätzt wird, so daß die unterste Meßhöhe der TMS mit 3.80 m gewählt wurde, um repräsentative Werte zu erhalten. Bei einer Untersuchung von Stilke et al. (1972) wurden Ausfälle des Ultraschallanemometers bei Niederschlagsereignissen gefunden. Dergleichen wurde während der ARK XII-Reise bei leichtem Schneefall nicht beobachtet.

#### 3.1.1.2 Messung von Lufttemperatur und Luftfeuchtigkeit

Die absolute Meßgenauigkeit der PT-100 Sensoren beträgt etwa  $\pm 0.15$  K. Durch Parallelschaltung aller Sensoren in einer Klimakammer konnte nachträglich erreicht werden, daß die relativen Unterschiede zwischen den einzelnen Sensoren minimiert wurden.

Zur Messung der relativen Feuchte der Luft ist die Turbulenzmeßanlage mit einem Taupunktspiegel (13 m Höhe) bestückt, um zuverlässige 10-Minuten-Mittelwerte zu erhalten. Ein in 3.8 m Höhe angebrachtes Lyman- $\alpha$  Hygrometer erfaßt die turbulenten Feuchteschwankungen mit einer Frequenz von 17 Hz. Diese hochfrequenten Fluktuationen der spezifischen Feuchte  $q$  werden mit der synchron bestimmten Vertikalkomponente des Windes  $w$  korreliert, um den turbulenten Wasserdampffluß in 3.8 m zu berechnen.

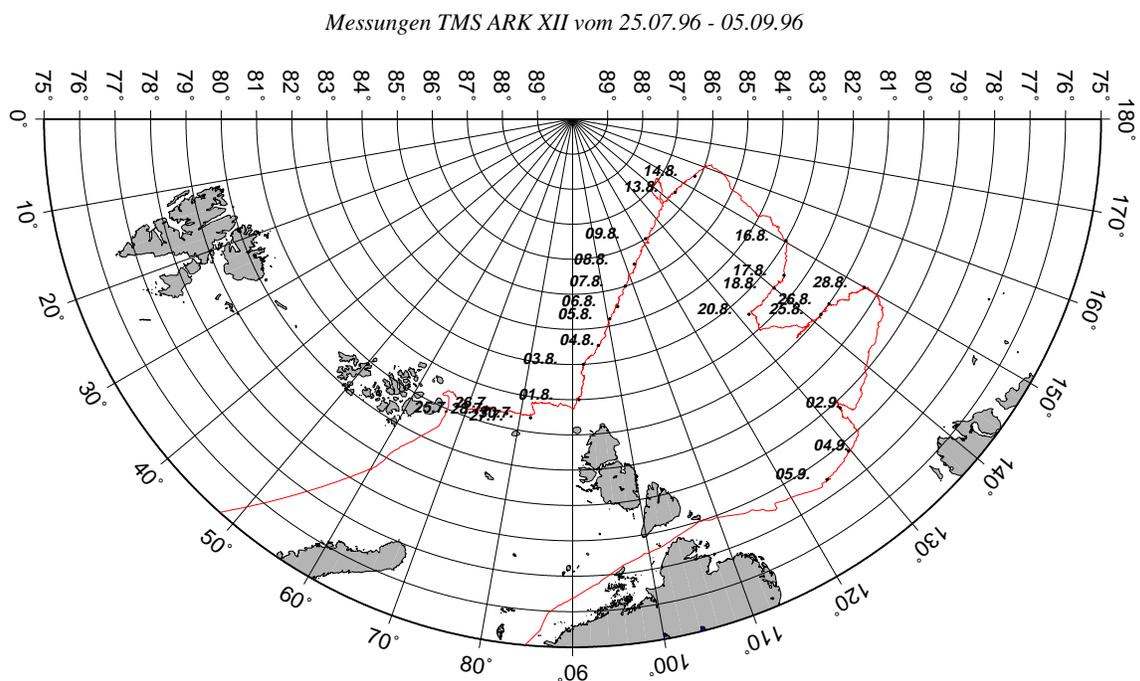
#### 3.1.2 Polarstern DatenErfassungs- und Verteilungssystem (PODEV)

Die mittleren atmosphärischen und ozeanischen Größen wurden routinemäßig an verschiedenen Positionen an Bord von Polarstern gemessen und vom Polarstern DatenErfassungs- und Verteilungssystem (PODEV) registriert. Diese Werte werden zusammen mit den navigatorischen Daten laufend in einer Datenbank des AWI gespeichert

und über das Internet<sup>1</sup> zur Verfügung gestellt. In dieser Arbeit werden aus dem PODEV-Datensatz Meßwerte der Lufttemperatur und -feuchte in 27 m Höhe, der Wassertemperatur am Schiffsbug in 6 m Tiefe und der Windgeschwindigkeit in 37 m Höhe verwendet.

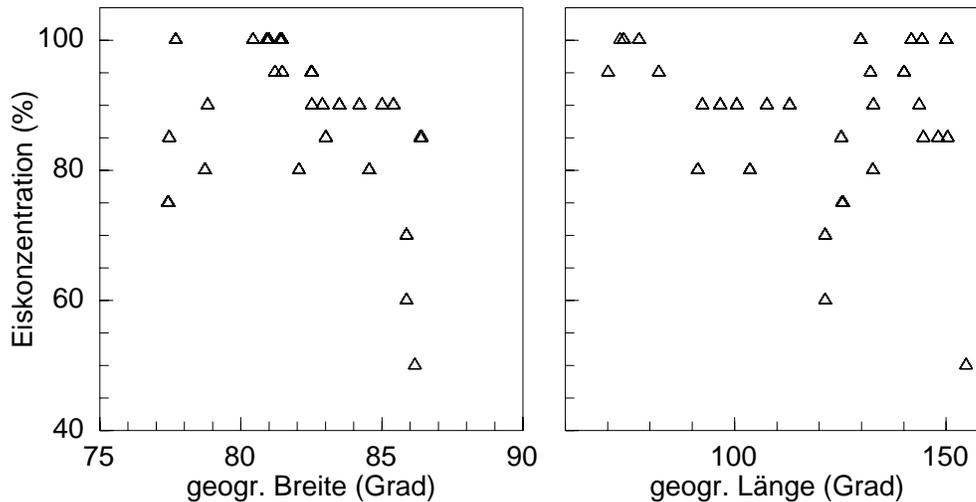
### 3.1.3 Helipod

Neben der Turbulenzmeßanlage TMS auf Polarstern wurden turbulente Flüsse auch mit dem hubschraubergetragenen Helipod gemessen (Wode und Roth, 1996). Diese Messungen wurden in einer Dissertation von Hofmann (1998) bearbeitet. Die Helipod-Daten liefern räumlich gemittelte vertikale turbulente Flüsse, welche die inhomogene Oberflächenstruktur besser reflektieren als die zeitlichen Mittel an einem festen Ort. Diese Turbulenzmessungen erfolgen mittels einer Fünfflochsonde, welche die hochfrequenten Fluktuationen des Windvektors erfaßt. Weiter wird die Eisoberflächentopographie mit einem Laser-Altimeter gemessen.



**Abbildung 3.3:** Der Fahrtverlauf sowie die Positionen der TMS-Messungen während der Polarsternreise ARK XII.

<sup>1</sup><http://www.awi-bremerhaven.de/MET/Polarstern/poldatquery.html>



**Abbildung 3.4:** Die Eiskonzentration während ARK XII in Abhängigkeit von geographischer Breite und Länge. Die Daten wurden aus Lensu et al. (1996) entnommen.

## 3.2 Durchgeführte Kampagnen

### 3.2.1 Polarstern-Kampagne ARK XII

Während ARK XII fanden zwischen dem 23. Juli 1996 und dem 5. September 1996 25 Meßphasen in der bodennahen atmosphärischen Grenzschicht statt, deren Positionen in der Abbildung 3.3 dargestellt werden. Die Messungen sind demnach repräsentativ für weite Teile des Nordpolarmeeres unter sommerlichen Bedingungen. Im wesentlichen wurden zwei Meßstrategien verfolgt. Einerseits wurden Messungen über mehrere Stunden an einer festen Position durchgeführt, um eine hohe statistische Sicherheit der Daten zu gewährleisten. Andererseits wurden Messungen bei bewegtem Schiff vorgenommen, um die räumliche Struktur des mittleren und turbulenten atmosphärischen Feldes in der Umgebung von Meereisrücken und offenen Wasserflächen zu erfassen.

#### 3.2.1.1 Eisverhältnisse während ARK XII

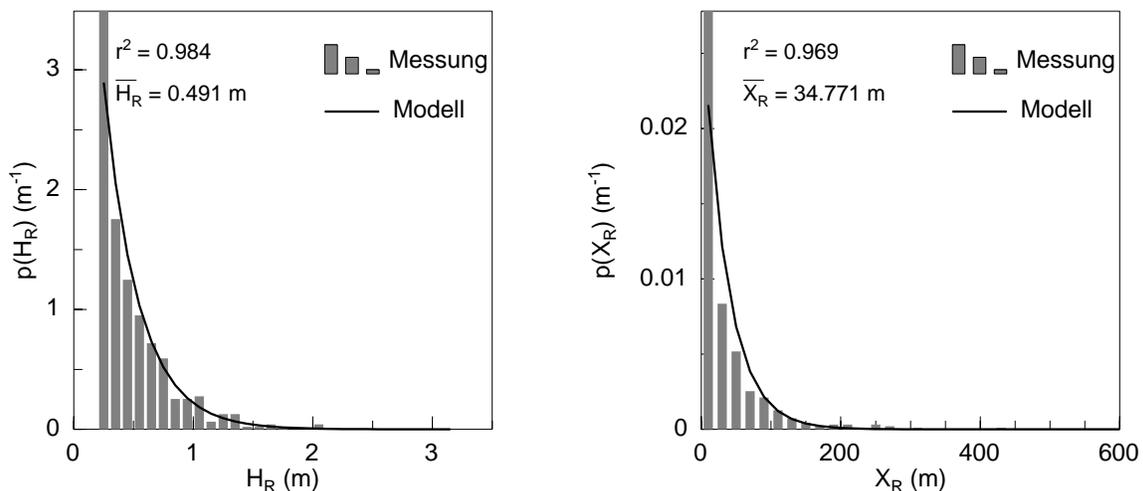
Während der gesamten Expedition wurden regelmäßig Beobachtungen der Meer eisparameter in naher Umgebung des Schiffes durchgeführt. Visuelle Beobachtungen der Eiskonzentration, Eisschollenverteilung, sowie der mittleren und maximalen Rückenhöhen haben Lensu et al. (1996) tabellarisch zusammengefaßt. Die so erhaltene Eiskonzentration ist in der Abbildung 3.4 als Funktion der geographischen Breite und Länge reproduziert. Die Daten zeigen eine breite Streuung der Eiskonzentration ohne bemerkenswerte geographische Unterschiede.

Die durch das am Helipod installierte Laser-Altimeter gemessenen Häufigkeitsdichteverteilungen von Eisrückenhöhe und -abstand lassen sich durch die Gleichungen (2.42) und (2.43) gut approximieren, wie das repräsentative Beispiel in der Abbildung 3.5 belegt. Demnach liefern die Beziehungen (2.42) und (2.43) brauchbare Abschätzungen sowohl für die Eisrandzone (Mai et al., 1996) als auch für das innere Nordpolarmeer.

### 3.2.1.2 Meteorologische Bedingungen während ARK XII

Die Zeitreihen der Luft- und Wassertemperatur und deren Differenz, der Windgeschwindigkeit und der relativen und der spezifischen Feuchte sind in der Abbildung 3.6 wiedergegeben. Im grau unterlegten Zeitraum konnte aufgrund eines Geräteausfalles die Wassertemperatur nicht gemessen werden, so daß diese Werte durch Interpolation festgelegt werden. Die gemessene Wassertemperatur lag während ARK XII nur geringfügig über der Gefriertemperatur. Die Mittelwerte der Lufttemperatur schwankten zwischen  $+5^{\circ}\text{C}$  zu Beginn und  $-10^{\circ}\text{C}$  gegen Ende der Meßphase. Dabei überlagern sich sowohl räumliche als auch zeitliche Einflüsse. Da die Wasseroberflächentemperatur nahezu konstant ist, beruhen die Variationen der Temperaturdifferenz Luft-Wasser  $\Delta T = T_L - T_W$  (Abb. 3.6, Mitte) fast vollständig auf Änderungen der Lufttemperatur. Eine Korrelation zwischen der Windgeschwindigkeit in 37 m Höhe und der Lufttemperatur besteht nicht. Aufgrund der Temperaturunterschiede zwischen Luft und Wasser kann man die Zeitreihe in drei Phasen unterteilen:

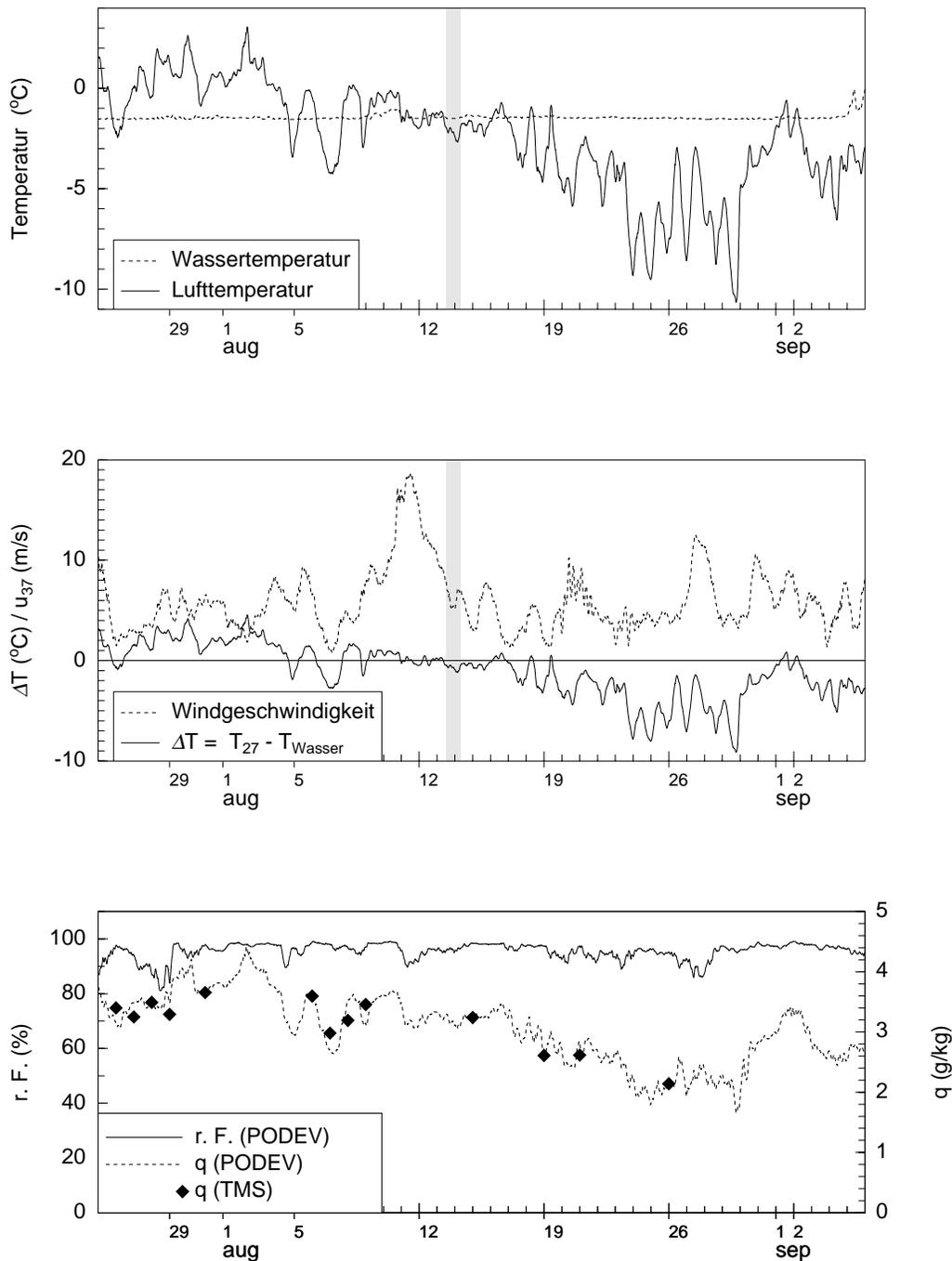
- Vom 25. Juli bis etwa 5. August war die Luft wärmer als das Wasser, so daß der Wärmefluß von der Atmosphäre zum Ozean gerichtet war (stabile Schichtung).



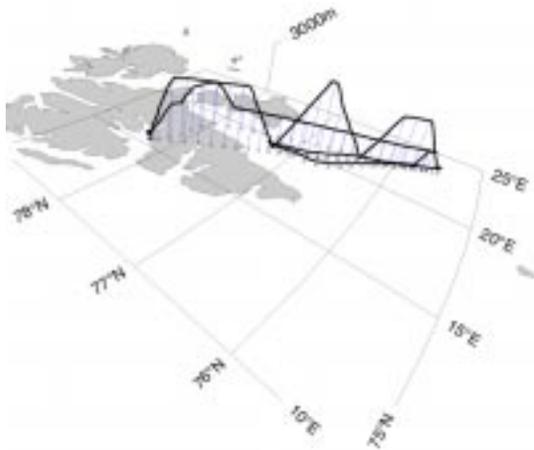
**Abbildung 3.5:** Ein Vergleich der am 28. Juli 1996 durch das Laser-Altimeter gemessenen (Histogramm) und den über die Gleichungen (2.42) und (2.43) berechneten (Linien) Häufigkeitsdichteverteilungen von Rückenlänge (links) und -abstand (rechts).

### 3.2 Durchgeführte Kampagnen

- Vom 5. bis 17. August schwankte die Temperaturdifferenz um Null und demgemäß war auch der Wärmefluß an der Meeresoberfläche im Mittel gleich Null (neutrale Schichtung).



**Abbildung 3.6:** Luft- und Wassertemperatur (oben), Temperaturdifferenz  $\Delta T = T_L - T_W$  und Windgeschwindigkeit (Mitte), sowie spezifische Feuchte  $q$  und relative Feuchte r.F. (unten) während ARK XII. Die grau unterlegte Fläche markiert fehlende Daten der Wassertemperatur.



**Abbildung 3.7:** Flugweg der Polar-2-Mission am 16. März 1998 im Eingangsbereich des Storefjordes, südöstlich von Spitzbergen (aus Hartmann et al., 1999).

- Vom 17. August bis zum Ende der Reise war die Luft kälter als das Wasser und der Wärmefluß war vom Wasser in die Atmosphäre gerichtet (labile Schichtung). Dadurch kühlte das oberflächennahe Wasser ab und es bildete sich Neueis.

Die mittlere Windgeschwindigkeit lag um  $5 \pm 2$  m/s und nur an 3 Tagen wurden Werte über 10 m/s gemessen. Die hohen Werte der relativen Feuchte  $r.F.$  (PODEV) belegen, daß die Atmosphäre an den meisten Tagen mit Wasserdampf gesättigt war, so daß die spezifische Feuchte (TMS und PODEV) gemäß der fallenden Lufttemperatur von Anfang bis Ende August von etwa 3.5 g/kg auf 2.5 g/kg abnahm (Abb. 3.6, unten).

Die regelmäßigen Vertikalsondierungen der Luftsäule mit Radiosonden leisten nur einen geringen Beitrag zur Erkundung der polaren Grenzschicht, weil diese nur gelegentlich die Höhe von 100 m übersteigt und die Sondenmessungen unmittelbar nach dem Start durch Schiffseinflüsse verfälscht sind. Die Vertikalsondierungen werden daher in erster Linie zur Initialisierung von Modellrechnungen verwendet, welche Informationen über den geostrophischen Wind erfordern.

### 3.2.2 Kampagne ARTIST

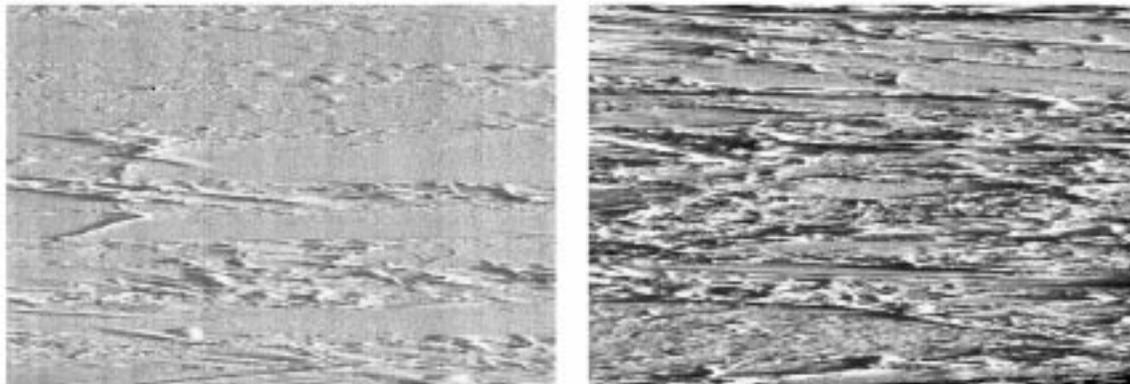
Die Arctic Radiation and Turbulence Interaction Study (ARTIST) wurde im Zeitraum März/April 1998 in der Umgebung von Spitzbergen mit zwei Flugzeugen durchgeführt (Hartmann et al., 1999). Diese Untersuchung hatte das Ziel, die Wechselwirkungsprozesse zwischen Meereis und Atmosphäre, sowie deren Einfluß auf die polare atmosphärische Grenzschicht zu untersuchen. Der Flugweg der für die vorliegende Arbeit relevanten Polar-2-Mission am 16. März 1998 wird in der Abbildung 3.7 gezeigt. Von Bedeutung ist speziell ein etwa 150 km langer Abschnitt südöstlich von Spitzbergen im Eingang des Storefjordes, der in  $30 \pm 5$  m Höhe zunächst landwärts und anschließend seewärts geflogen wurde. In dessen nördlichem Bereich war aufgrund einer anhaltenden aufeisigen Strömung das Meereis stark gepreßt, während im südlichen Bereich relativ glattes Eis beobachtet wurde. Während des Fluges wurden zeitgleich Messungen der atmosphärischen

Turbulenz mit einer Fünfloch-Sonde und Sondierungen der Eistopographie mit einem Laseraltimeter sowie einer sogenannten Line-Scan Kamera (Bochert und Wamser, 1994) durchgeführt, um eine Zuordnung der atmosphärischen Turbulenz zur Oberflächentopographie zu ermöglichen. Zur Auswertung werden die etwa 150 km langen Meßabschnitte des Hin- und Rückfluges in jeweils 13 gleich lange Teile zerlegt.

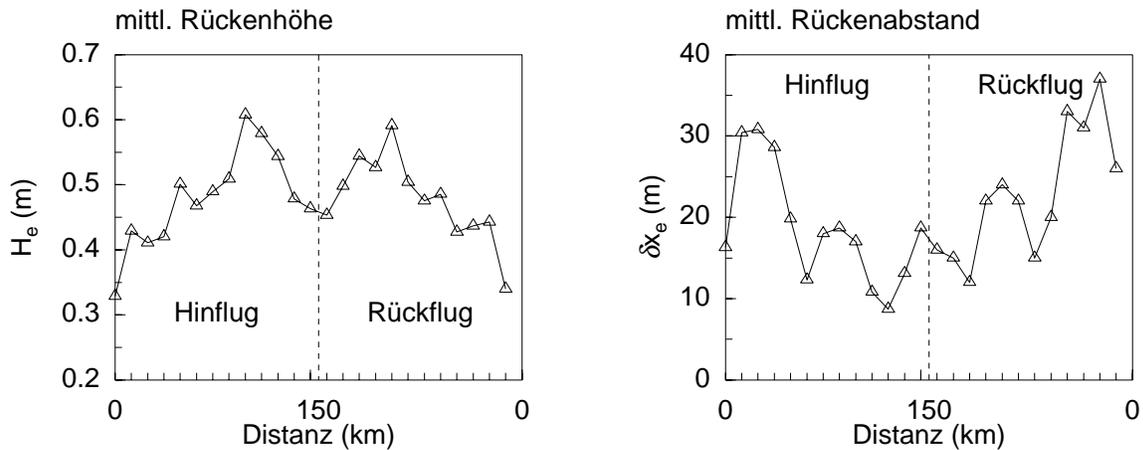
Die Zunahme der Eisrauhigkeit von Süd nach Nord wird durch die Abbildung 3.8 veranschaulicht, welche charakteristische Aufnahmen des Eises im südlichen (links) und nördlichen Bereich (rechts) zeigt. Entsprechend belegen die Laser-Altimeter-Messungen (Abb. 3.9) in Süd-Nord-Richtung eine Verdopplung der Höhe  $H_e$  (0.3 m auf 0.6 m) und eine Abnahme des Abstandes  $\delta x_e$  (35 m auf 10 m) der Eisrücken. Lediglich am nördlichen Ende der Traverse (etwa 25 km) wurden einige Rinnen vorgefunden, welche dort eine Reduzierung von  $H_e$  und eine leichte Zunahme von  $\delta x_e$  bewirken.

### 3.2.3 Kampagnen im Watt: Tossens I - III

Während der Expedition ARK XII gelang nur eine vollständige Fallstudie zur Überströmung eines Eisrückens. Daher wurden 1997 zusätzliche Messungen im ostfriesischen Watt an sogenannten Buhnen in der Nähe der Ortschaft Tossens (Butjadingen) vorgenommen. Diese Buhnen bestehen aus angehäuften und zementierten Steinblöcken, welche senkrecht zum Ufer etwa 100 m weit in das Watt ragen, um die Strömung des bei Flut auflaufenden Wassers zu brechen und die Erosion der Küste zu verhindern. Bei Ebbe stellen die Buhnen singuläre Erhebungen im ansonsten ebenen Watt dar. Die Oberflächenstruktur einer Buhne ähnelt derjenigen polarer Preßeisrücken, welche typischerweise aus Eisblöcken unterschiedlicher Größe mit einer darauf abgelagerten Schneeschiicht bestehen. Die Homogenität der Wattoberfläche in Anströmrichtung entspricht hydrodynamisch



**Abbildung 3.8:** Meereis-Aufnahmen der Line-Scan-Kamera am 16. März 1998 im südlichen (links) und nördlichen Bereich (rechts) des Meßfluges.



**Abbildung 3.9:** Mittelwerte von Eistrückenhöhe (links) und -abstand (rechts) während des ARTIST-Meßfluges am 16. März 1998.

einer sehr glatten Schnee- oder Eisfläche.

Es wurden Messungen an Buhnen mit 1.6 und 2.6 m Höhe durchgeführt. Das Ziel war die Untersuchung der Strömung und Turbulenzstruktur im Lee der Hindernisse bei unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen (Schichtung, Windgeschwindigkeit). Messungen erfolgten nur bei Anströmungen senkrecht zur Buhne während folgender drei Phasen:

- a) Tossens I vom 4.03.1997 bis 7.03.1997
- b) Tossens II vom 1.07.1997 bis 11.07.1997
- c) Tossens III vom 4.11.1997 bis 11.11.1997

Neben den USAT-3-Geräten der Turbulenzmeßanlage wurden zwei weitere Ultraschallanemometer vom Typ USA-1 (Firma METEK) eingesetzt. Die USA-1-Geräte weisen



**Abbildung 3.10:** Ansicht der Buhnen, an denen Strömungsmessungen vorgenommen wurden. Die Buhnenhöhen betragen 1.6 m (links) und 2.6 m (rechts).

gegenüber dem USAT-3 eine andere Sensorgeometrie auf. Aus technischen Gründen können die USAT-3-Geräte nicht weiter als maximal 90 m voneinander aufgestellt werden. Da der Abschattungsbereich im Lee einer Buhne etwa 100 m beträgt, mußten die USA-1 zur Bestimmung der ungestörten Anströmung und die USAT-3 zur Messung des Windfeldes im Lee der Buhne eingesetzt werden.

### 3.3 Untersuchungen zur Datenqualität der Turbulenzmeßanlage

Da die Schlußfolgerungen anhand von Messungen mit verschiedenen Sensoren in unterschiedlichen Höhen gezogen werden sollen, muß die Verlässlichkeit der Werte auch bezüglich möglicher Störeinflüsse der Umgebung sorgfältig überprüft werden. Die folgenden Untersuchungen dienen der Identifizierung statistischer und systematischer Fehler der Messungen, welche beispielsweise in folgender Form auftreten können:

- systematische Fehler: Einfluß des Schiffskörpers auf das Turbulenz- und Windfeld, gerätetypische Meßungenauigkeit
- statistische Fehler: ungenügende Mittelungszeiten

Im folgenden Teil des Kapitels wird anhand unterschiedlicher Untersuchungen geprüft, welchen Einfluß diese Fehlerquellen auf die Qualität der Meßwerte ausüben.

#### 3.3.1 Einfluß des Schiffskörpers

Zum Einfluß eines Schiffskörpers und der Schiffsaufbauten auf Messungen an einem Ausleger wurden bereits mehrfach Studien durchgeführt. So finden Augstein et al. (1991) bei gleichzeitigen Messungen des Impuls- und Wärmeflusses am Schiffsbug der Polarstern und an einem Mast auf einer 200 m entfernten, im Luv des Schiffes gelegenen, Eisscholle am Schiffsbug etwa 10 % geringere Impulsflüsse und keine signifikanten Unterschiede bei den Wärmeflüssen (Anströmung etwa  $\pm 60$  Grad relativ zur Schiffsachse). Aus Vergleichsmessungen am Bug an Masten vierer verschiedener Schiffe haben Kidwell und Seguin (1978) bei einer Anströmung von vorne (im Winkelbereich  $-90$  bis  $+90$  Grad) nur geringe Verfälschungen der Messungen festgestellt. Smith et al. (1992) bestimmen den Meßfehler der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  bei einer Messung am Bug des Schiffes 'RRS Frederick Russell' (Anströmung  $-20$  bis  $+30$  Grad) zu  $\pm 2$  %.

Yelland et al. (1998) haben mit dem mikroskaligen numerischen Modell 'Vectis' den Einfluß von Schiffskörpern auf das Windfeld abgeschätzt. Die Rechnungen wurden für die 'RRS Charles Darwin' und die 'RRS Discovery' durchgeführt. An beiden britischen Forschungsschiffen erfolgt die Windmessung direkt am Bug, so daß der Schwerpunkt

der numerischen Untersuchungen auf diese Position gelegt wurde. Die Studie ergibt eine Unterschätzung der Windgeschwindigkeit bis zu 13.5 % für die 'RRS Charles Darwin', deren Anemometer jedoch durch die Montierung beeinflusst wird, während bei der stromlinienförmiger gebauten 'RRS Discovery' keine signifikanten Einflüsse gefunden werden. Für Polarstern, bei der die Geräte mindestens 12 m vor dem Schiffsrumpf montiert sind, erwarten wir demnach auch keine signifikante Verfälschung der Messungen bei Windrichtungen aus dem Bugsektor. Deshalb wurde bei allen TMS-Messungen das Schiff so gedreht, daß es von vorne angeströmt wurde.

### 3.3.2 Vergleichsmessungen im Watt unter homogenen Bedingungen

Die über einen weiten Bereich homogene Wattoberfläche ist gut geeignet, um einen Vergleich verschiedener Meßgeräte durchzuführen, da alle Geräte nahezu identischen Strömungsbedingungen ausgesetzt sind. Während der Experimente in Tossens wurden zwei einstündige Vergleichsmessungen der Ultraschallanemometer durchgeführt:

- Am 6. März 1997 wurden fünf USAT-3- und ein USA-1-Gerät parallel zur Anströmung aufgebaut. Der Abstand zwischen den Instrumenten betrug jeweils 10 m.
- Am 8. Juli 1997 wurden vier USAT-3- und zwei USA-1-Geräte quer zur Anströmung installiert.

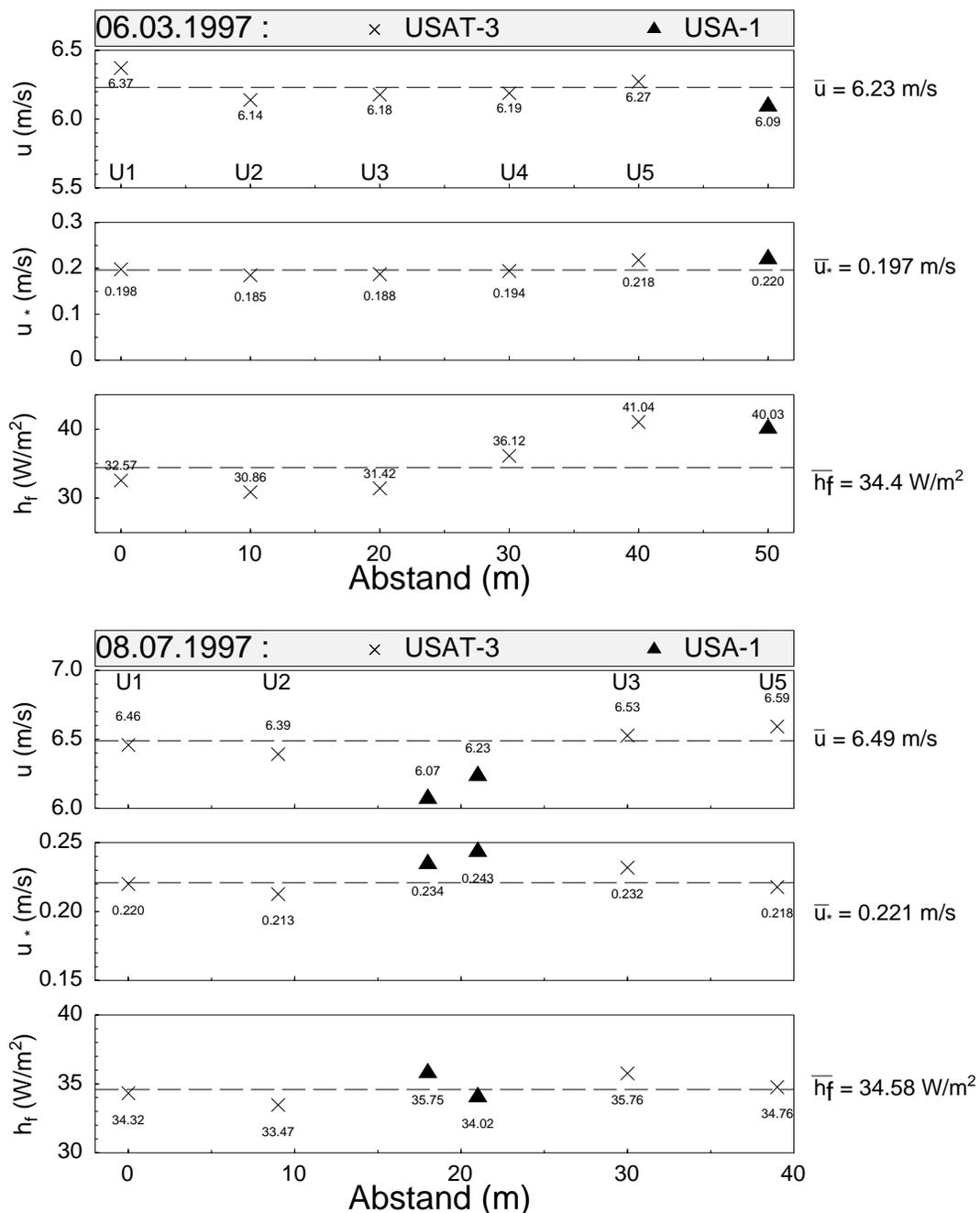
In der Abbildung 3.11 sind die Ergebnisse der Vergleichsmessungen von  $u$ ,  $u_*$  und  $h_f$  beider Meßepisoden dargestellt. Die Tabelle 3.2 enthält neben diesen Größen die Meßwerte des Impulsflusses  $\tau$  und der vertikalen Windgeschwindigkeit  $w$  sowie die absoluten und prozentualen Abweichungen der USAT-3-Meßwerte, die allerdings nur für die Bedingungen der jeweiligen Messung gültig sind. Die gemittelten Meßwerte der USA-1 werden nur zum Vergleich eingetragen, aber nicht bei der Berechnung der Meßfehler verwendet.

Es können keine eindeutigen systematischen Abweichungen der USAT-3-Meßwerte gefunden werden. Die Größen  $u$ ,  $u_*$  und  $h_f$  weisen Schwankungen auf, die vermutlich statistischer Art sind. Am 6. März wurde eine leichte Zunahme von  $u_*$  und  $h_f$  in der Meßreihe beobachtet. Da die Meßwerte am 8. Juli kein ähnliches Verhalten zeigen, dürfte diese Zunahme der Turbulenz auf äußere Einflüsse zurückzuführen sein, wie beispielsweise auf eine geringfügige Änderung der Temperatur oder des Feuchtegehaltes der Wattoberfläche.

Die USA-1 messen im Mittel eine um 3.8 % geringere Windgeschwindigkeit, aber dafür höhere Turbulenzparameter im Vergleich mit den USAT-3. Diese systematische Abweichung muß bei der Interpretation der Wattmessungen bedacht werden, da die USA-1 zur Bestimmung der ungestörten Anströmung verwendet wurden.

### 3.3.3 Einfluß der Mittelungszeit auf die Datenqualität

Messungen turbulenter Prozesse erfordern eine ausreichend lange Mittelungszeit, um statistisch gesicherte Ergebnisse zu erhalten. Um hinreichende Mittelungszeiten zu



**Abbildung 3.11:** Vergleichsmessung von  $u$ ,  $u_*$  und  $h_f$  am 6. März 1997 (oben) und am 8. Juli 1997 (unten). Die gemittelten Meßwerte der USAT-3 (Kreuze) sind am rechten Rand notiert und durch die gestrichelte Linie veranschaulicht. Die Gerätebezeichnungen der USAT-3 sind jeweils in der obersten Darstellung eingetragen. Die Meßwerte der USA-1 sind durch Dreiecke markiert.

**Tabelle 3.2:** Ergebnisse der Vergleichsmessungen am 6. März 1997 und 4. Juli 1997.

Angegeben sind Mittelwerte, absolute und relative Abweichungen von  $u$ ,  $w$ ,  $u_*$ ,  $\tau$  und  $h_f$  für die Messungen der USAT-3. Zum Vergleich sind die Meßwerte der USA-1 eingetragen.

	7. März 1997		8. Juli 1997		Fehler (%)
	USAT-3	USA-1	USAT-3	USA-1	
$u$ (m/s)	$6.23 \pm 0.15$	6.09	$6.49 \pm 0.10$	6.15	2.5
$w$ (m/s)	$0.04 \pm 0.05$	0.15	$0.02 \pm 0.10$	0.16	n.b. <sup>1)</sup>
$u_*$ (m/s)	$0.198 \pm 0.02$	0.220	$0.221 \pm 0.02$	0.242	10.0
$\tau$ (N/m <sup>2</sup> )	$0.050 \pm 0.0086$	0.0626	$0.063 \pm 0.0055$	0.0741	15.0
$h_f$ (W/m <sup>2</sup> )	$34.4 \pm 6.60$	40.03	$34.6 \pm 1.20$	34.9	20.0

1) nicht bestimmbar

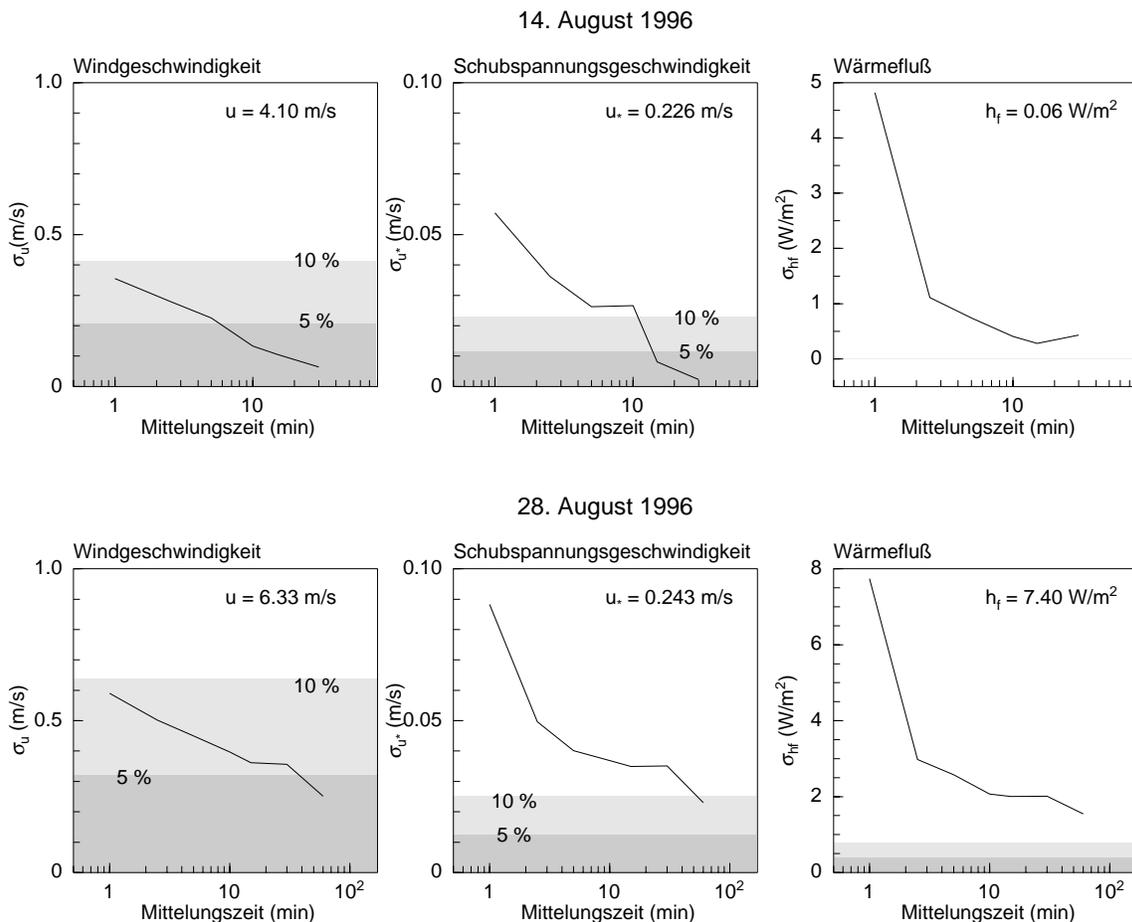
bestimmen, werden eine 75 Minuten dauernde Messung vom 14. August 1996 sowie eine 160 Minuten dauernde Messung vom 28. August 1996 im 8 m Niveau analysiert. Der erste Meßtag zeichnet sich durch ein annähernd stationäres Windfeld aus. Damit kann ausgeschlossen werden, daß synoptische Effekte die Datenqualität beeinträchtigen. Die Messung wurde in einer Eisrinne, umgeben von relativ rauhem Eis, durchgeführt. Die Atmosphäre war nahezu neutral geschichtet, so daß  $h_f$  annähernd gleich Null war. Während des zweiten Meßfalles am 28. August 1996 wurden mit etwa 8 W/m<sup>2</sup> leichte, aufwärts gerichtete Wärmeflüsse über einer Eisdecke im Lee einer offenen Wasserfläche gemessen.

Zur Bestimmung einer minimalen Mittelungszeit wird wie folgt vorgegangen:

Eine komplette Meßreihe wird unterteilt in Teilintervalle von zunächst 1 Minute. Für jedes Teilintervall werden Mittelwerte  $u$ ,  $u_*$  und  $h_f$  berechnet, der Mittelwert und die Standardabweichung ergeben sich aus den Einzelwerten aller Intervalle. Das Verfahren wird anschließend mit Mittelungszeiten von 2.5, 5, 10, 15, 30 und 60 Minuten wiederholt und man erhält für jede Mittelungsdauer einen Mittelwert und eine Standardabweichung jeder Meßgröße.

In der Abbildung 3.12 sind die so bestimmten Standardabweichungen für jedes Mittelungsintervall dargestellt. Rechts oben ist der Mittelwert jeder Meßgröße über die gesamte Zeitserie angegeben. Die grau unterlegten Flächen entsprechen einer Abweichung vom jeweiligen Mittelwert um 5 % (dunkel) sowie um 10 % (hell). Die

Abbildung 3.12 zeigt, daß sich die Standardabweichung jeder Größe mit zunehmender Intervalllänge verringert. Bereits ab einer Mittelungsdauer von etwa 10 Minuten beträgt die Standardabweichung von  $u$  nur noch etwa 5 % des Mittelwertes. Für  $u_*$  empfiehlt sich eine Mittelungsdauer von mindestens 30 Minuten, was aber bei Messungen mit bewegtem Schiff zu einer erheblichen Einschränkung der räumlichen Auflösung führen würde. Daher werden Meßdaten, welche bei bewegtem Schiff gewonnen wurden, über 15 Minuten gemittelt, es muß dann jedoch bedacht werden, daß der Fehler aufgrund der kurzen Mittelungsdauer mehr als 10 % beträgt. Die Darstellung des Wärmeflusses in der Abbildung 3.12 läßt keine eindeutige Aussage über eine sinnvolle Mittelungszeit des Wärmeflusses zu, da die Standardabweichungen über die geringen Absolutwerte



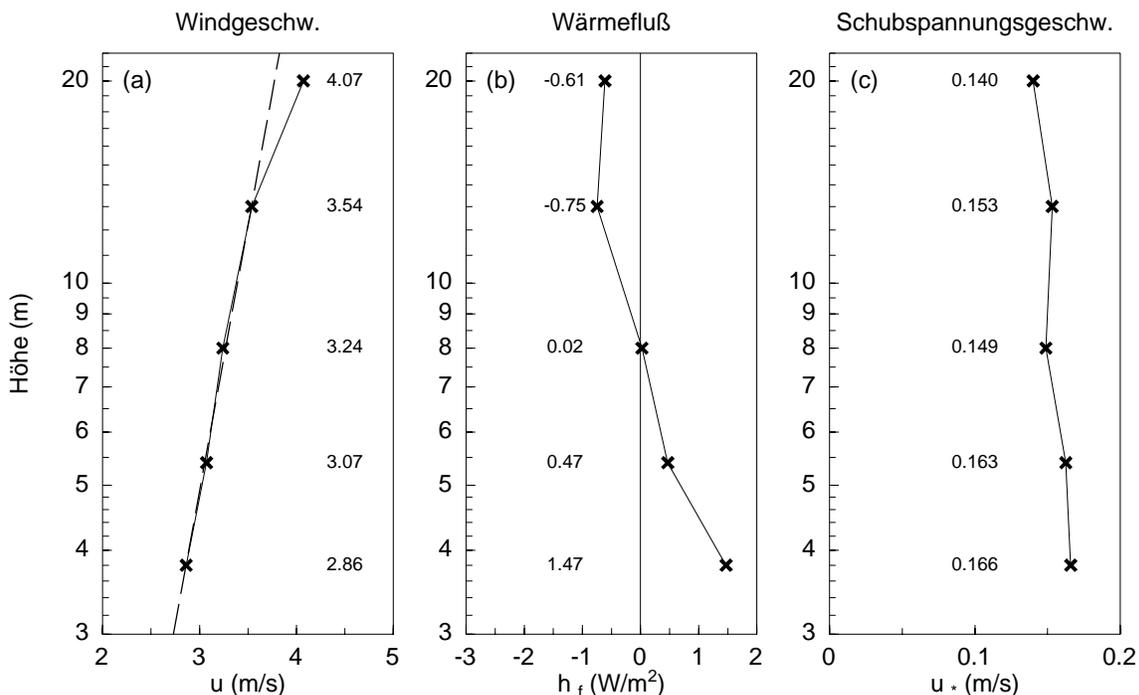
**Abbildung 3.12:** Die Abhängigkeit der Standardabweichung von der verwendeten Mittelungszeit der Meßdaten, am Beispiel der Messungen vom 14. August (obere Reihe) und 28. August 1996 (untere Reihe). Betrachtet werden  $u$  (links),  $u_*$  (Mitte) und  $h_f$  (rechts). Die grau unterlegten Flächen repräsentieren eine Abweichung von 5 % (dunkel) beziehungsweise 10 % (hell) vom angegebenen Mittelwert.

dominieren.

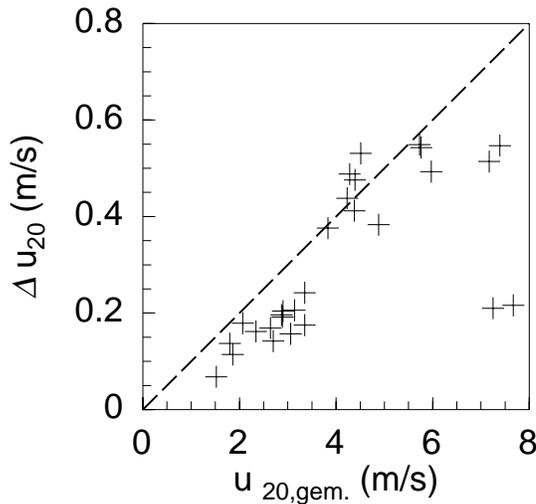
Kaimal und Finnigan (1994) empfehlen für die mittlere Windgeschwindigkeit eine Mittelung über mindestens 30 Minuten. Nachfolgend werden alle Messungen, die bei stehendem Schiff durchgeführt wurden, entsprechend der Empfehlung von Kaimal und Finnigan (1994) über 30 Minuten gemittelt (wenn nicht anders angegeben). Bei fahrendem Schiff, wo die räumliche Auflösung der Turbulenzstruktur entscheidend ist, werden Mittelungszeiten von 15 Minuten verwendet, wobei die abgeleiteten Unsicherheiten zu berücksichtigen sind.

### 3.3.4 Mittleres Windprofil des ARK XII-Datensatzes

Bei neutraler Schichtung ist in der oberflächennahen Schicht ein annähernd logarithmisches Windprofil zu erwarten. Mittelt man alle Windmessungen des ARK XII-Datensatzes, die über homogenem Untergrund gewonnen wurden, so bilden die untersten vier Meßhöhen ein ideales logarithmisches Vertikalprofil (Abbildung 3.13 a). Nur der Meßwert in 20 m Höhe weicht um  $\Delta u_{20} = 0.298 \text{ m/s}$  (7.32 %) von der extrapolierten Geraden ab. Der mittlere Wärmefluß in der Abbildung 3.13 b) ist unterhalb 8 m aufwärts



**Abbildung 3.13:** Die über ARK XII gemittelten Profile von  $u$  (links),  $h_f$  (Mitte) und  $u_*$  (rechts) in halblogarithmischer Darstellung. Abbildung a) enthält eine lineare Extrapolation durch die Meßwerte (gestrichelt).



**Abbildung 3.14:** Die Differenz  $\Delta u_{20} = u_{20,gem.} - u_{20,extrap.}$  als Funktion von  $u_{20,gem.}$ . Die gestrichelte Gerade entspricht einer Abweichung vom Meßwert  $u_{20,gem.}$  um 10 %.

und darüber abwärts gerichtet, aber insgesamt nahe Null. Die Neutralitätsbedingung zur Ausbildung eines logarithmischen Windprofils ist damit im Mittel gut erfüllt.

Die Schubspannungsgeschwindigkeit nimmt zwar von 20 m zu 4 m Höhe um etwa 20 % zu (Abb. 3.13 c), aber diese Änderung liegt im Bereich der Meßgenauigkeit. Aus der Tatsache, daß die Meßwerte der Windgeschwindigkeit in 20 m mit Ausnahme zweier Fälle etwa 10 % über den extrapolierten Werten liegen (siehe Abb. 3.14) schließen wir, daß dort eine systematische Abweichung vorliegt. Diese Abweichung kann auf einer Störung des Windfeldes durch den Schiffskörper beruhen. Noch näher liegend ist die Annahme, daß der Mast in 20 m Höhe häufig schon über der bodennahen Reibungsschicht (Prandtl-Schicht) liegt und somit nicht mehr in das logarithmische Profil einzubeziehen ist. Letzteres kann durch die Messungen nicht eindeutig geklärt werden, da die Radiosondenmessungen in den meisten Fällen erst ab etwa 100 m verlässliche Daten liefern. Aufgrund des systematischen Charakters der in der Abbildung 3.14 dargestellten Differenz  $\Delta u_{20}$  werden die Meßwerte von  $u_{20}$  nachträglich um 10 % korrigiert, um auch diese Daten in die Betrachtungen der bodennahen Schicht einzubeziehen.

#### 3.3.5 Genauigkeit der Messungen bei bewegtem Schiff

Die meisten TMS-Messungen wurden bei stehendem Schiff durchgeführt. Um jedoch auch die Struktur der Grenzschicht in der Umgebung von Inhomogenitäten des Untergrundes zu erfassen, wurde in wenigen Fällen auch bei sehr langsam bewegtem Schiff gemessen. Dabei kann die Windmessung durch die Fahrtgeschwindigkeit des Schiffes oder durch Schwingungen des Meßmastes, welche hauptsächlich im kurzwelligen Bereich des Turbulenzspektrums auftraten, verfälscht werden.

Ob dieser Effekt zu beachten ist, kann durch einen Vergleich der spektralen Energiedichten der Geschwindigkeitskomponenten bei Fahrt und an fester Position überprüft

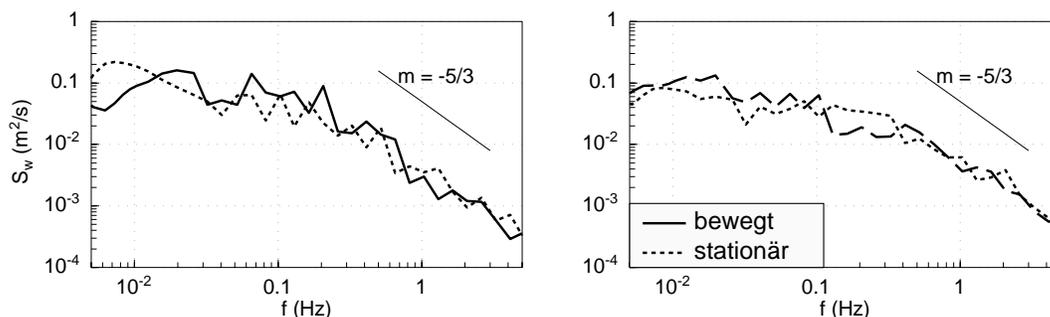
werden. Das Experiment am 9. August 1996 ist hierzu gut geeignet, da während einer Polynjadurchquerung Messungen zunächst bei stehendem und anschließend bei fahrendem Schiff durchgeführt wurden. Die Abbildung 3.15 zeigt spektrale Energiedichten der  $w$ -Komponenten der Windgeschwindigkeit in 20 m (links) und 8 m (rechts) Höhe, bei bewegtem (durchgezogen) und bei ruhendem Schiff (gestrichelt). Es ist eine Gerade mit einer Steigung  $m = -5/3$  eingezeichnet, welche charakteristisch ist für den Inertialbereich eines Energiespektrums bei 1 Hz (Busch und Panofsky, 1968), in welchem die Energie von den großen zu den kleinen Skalen umverteilt wird (Kolmogorov, 1941).

Die Abbildung 3.15 belegt, daß die Energiespektren im Inertialbereich eine gute Übereinstimmung mit der  $-5/3$ -Geraden aufweisen. Es treten keine signifikanten Unterschiede zwischen den bei unbewegtem und bewegtem Schiff gemessenen Energiespektren auf, woraus abgeleitet werden kann, daß Schwingungen des Mastes nicht meßbar zur Turbulenzenergie beitragen.

Die gemessene Windgeschwindigkeit wird bei bewegtem Schiff bezüglich der Fahrtgeschwindigkeit korrigiert. Diese beträgt in den verschiedenen Experimenten zwischen 0.3 und 0.5 m/s, ist jedoch während eines Experimentes nicht konstant, so daß hieraus ein maximaler Fehler der Windmessung von 0.1 m/s resultieren kann.

### 3.3.6 Vergleichsmessungen mit der Hubschrauberschleppsonde Helipod

Während ARK XII wurden zeitgleich Messungen mit der TMS und dem Helipod durchgeführt, welche eine Plausibilitätskontrolle der Meßwerte erlauben. Hierbei hat Hofmann (1998) die Zeitmittel (TMS) und die Zeit-/Flächenmittel (Helipod) zweier Messungen am 30. Juni und 20. August 1996 verglichen und eine gute Übereinstimmung

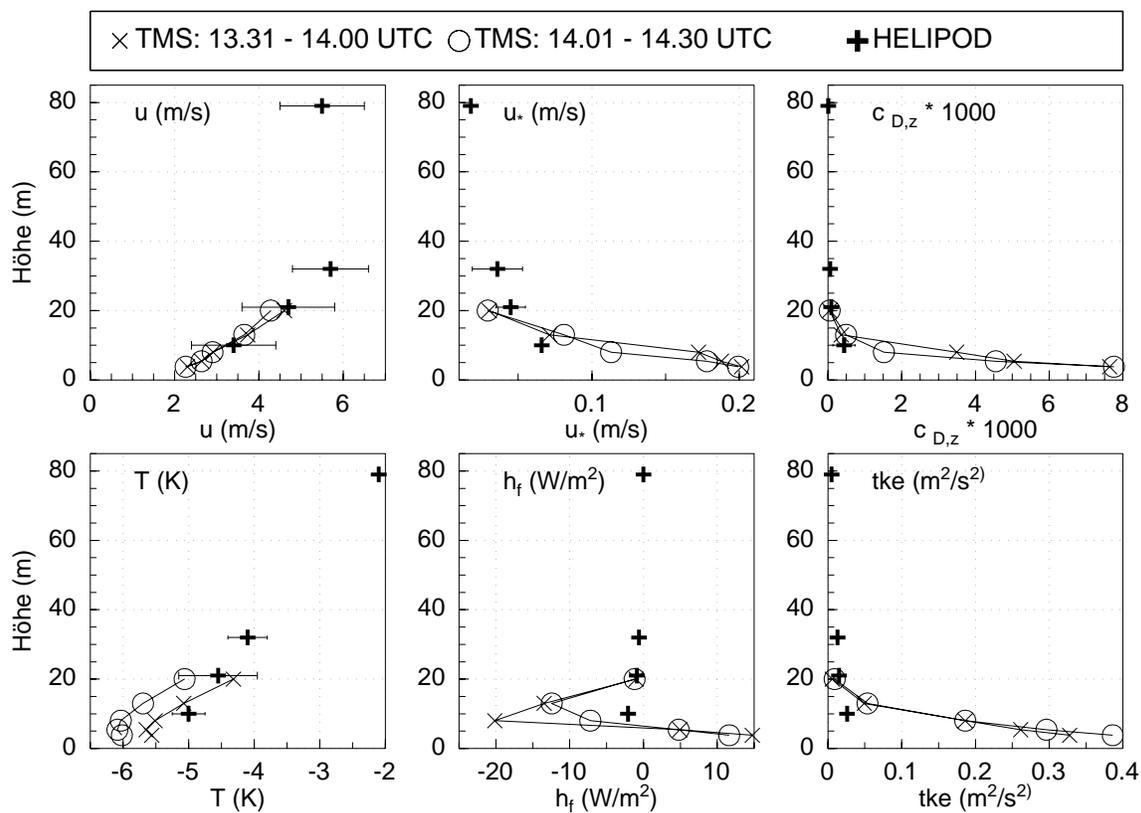


**Abbildung 3.15:** Spektrale Energiedichten der Vertikalkomponente des Windes, gemessen am 9. August 1996 bei fahrendem (durchgezogen) und stehendem (gestrichelt) Schiff in den Meßhöhen von 20 m (links) und 8 m (rechts).

gefunden.

Ergänzend hierzu wird ein weiterer Fall betrachtet (18. August 1996), bei dem Polarstern in einer etwa 500 m breiten Polynja lag, die von 100 % Eis umgeben war. Die Eiskante in Anströmrichtung war etwa 200 m vom Schiff entfernt und am Rand von einem etwa 4 m hohen Preßeisrücken bedeckt.

Die Abbildung 3.16 zeigt Vertikalprofile von  $u$ ,  $u_*$ ,  $c_{D,z}$ ,  $T$ ,  $h_f$  und  $tke$ , wobei die TMS-Profile aus zwei aufeinanderfolgenden, halbstündigen Messungen und die Helipod-Profile entlang vier jeweils 8 km langer Flugtraversen berechnet wurden. Die Streuung einiger Meßwerte entlang der Flugstrecke ist durch horizontale Balken angedeutet. Die Vertikalprofile der Windstärke der TMS und des Helipod passen gut zusammen. Gleiches gilt für  $T$ ,  $u_*$ ,  $c_{D,z}$  und  $tke$ . Bei allen Größen werden starke vertikale



**Abbildung 3.16:** Vergleichsmessung von Helipod und TMS vom 18. August 1996.

Dargestellt sind die horizontale Windgeschwindigkeit  $u$ , die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ , der lokale Widerstandskoeffizient  $c_{D,z}$ , die Lufttemperatur  $T$ , der turbulente vertikale Wärmefluß  $h_f$  und die turbulente kinetische Energie  $tke$  für zwei direkt aufeinander folgende, halbstündige TMS-Messungen und die zeitgleichen Helipod-Messungen.

Gradienten unterhalb von 20 m Höhe beobachtet. Die Unterschiede der  $h_f$ -Werte in ca. 10 m Höhe mit einem Vorzeichenwechsel bei den TMS-Messungen in der Höhe von etwa 7 m resultieren vermutlich aus dem Umstand, daß die Schiffsmessungen über Wasser und die Helipod-Messungen über einem Eis-Wasser-Gemisch erfolgten. Offenbar sind diese Unterschiede in der Höhe von 20 m bereits vermischt. Damit stützt auch dieser Vergleich die Annahme, daß die Vermischungshöhe, bis zu der sich Inhomogenitäten des Untergrundes auswirken, unterhalb von 20 m liegt (siehe Abb. 2.2).

Anhand dieses Vergleichs werden die unterschiedlichen Möglichkeiten von schiffs- und fluggestützten Messungen deutlich. Erstere erlauben einen detaillierten Einblick in die Vertikalstruktur der bodennahen Atmosphärenschichten, während letztere verlässliche mittlere Werte turbulenter Größen über inhomogenem Untergrund liefern. Allerdings zeigen diese Untersuchungen auch, daß die fluggestützten Messungen unter den hier vorliegenden Bedingungen möglichst auch in einem Niveau von 10 m über dem Boden erfolgen müssen, um verlässliche Messungen über den Austausch zwischen Oberfläche und Atmosphäre zu gestatten.

## Kapitel 4

# Der Einfluß partieller Eisbedeckung auf die oberflächennahen turbulenten Flüsse

Wir haben anhand der Abbildung 3.4 gesehen, daß die Eisdecke während der Polarsternfahrt ARK XII nur selten zu 100 % geschlossen war. Nach Angaben von Gow und Tucker (1990) beträgt der mittlere Anteil des offenen Wassers an der Fläche der gesamten Arktis im Sommer etwa 10 - 20 %. Die makroskalige Rauigkeit der Meereisoberfläche wird daher durch den Formwiderstand von Eisrücken und Schollenkanten hervorgerufen.

Im vorangegangenen Kapitel konnte gezeigt werden, daß die Turbulenzmeßanlage zur Messung oberflächennaher Prozesse gut geeignet ist. Es werden in den folgenden beiden Kapiteln Messungen unterschiedlicher Zielsetzung vorgestellt, wobei zunächst der Einfluß einer partiellen Meereisbedeckung auf die bodennahe polare Grenzschicht studiert werden soll. Bereits im Abschnitt 2.3 wurde anhand einer Prinzipskizze dargestellt, welchen Einfluß ein inhomogener Untergrund auf die polare oberflächennahe Luftschicht ausübt (Abb. 2.2). Anhand zweier Fallstudien soll nun untersucht werden, ob sich dieses Konzept in der Natur bestätigen läßt. Es wird zunächst eine Messung vom 2. September 1996 bei leicht labiler Schichtung über Wasser und danach ein weiterer Meßfall vom 9. August 1996 bei stabiler Schichtung diskutiert.

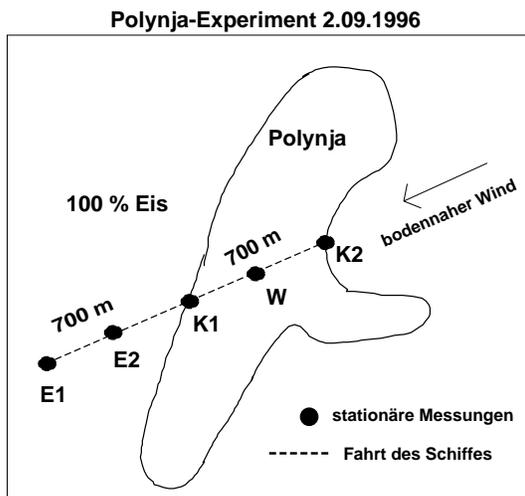
Diese Messungen erlauben erstens eine Einsicht in die Prozesse, die sich bei der Überströmung von Polynjas abspielen. Weiter bilden sie eine hilfreiche Grundlage zur Überprüfung von Parametrisierungskonzepten des turbulenten Austausches über Meereis.

## 4.1 Interne Grenzschicht im Bereich kleiner Rinnen bei leicht labiler Schichtung über Wasser

Die Messung vom 2. September 1996 ist in der Abbildung 4.1 skizziert. Polarstern durchfuhr entgegen der mittleren Windrichtung zunächst das geschlossene Eis bis zum Punkt K1 und durchquerte anschließend die Polynja bis zum Punkt K2. Es wurden insgesamt 5 Messungen an festen Positionen durchgeführt (Punkte in Abbildung 4.1), davon zwei im Eis (E1, E2), zwei an den beiden Eiskanten (K1, K2) sowie eine inmitten der Polynja (W). Die Konfiguration des Experimentes erlaubt es, die Struktur der atmosphärischen Strömung sowohl beim Übergang vom Eis zum Wasser, als auch vom Wasser zum Eis zu untersuchen. Von den Größen  $u$  und  $u_*$  sowie von den Parametern  $c_{D,z}$  und  $z/L$  werden lediglich die 15-Minuten-Mittelwerte an den stationären Positionen herangezogen, da die Fahrtgeschwindigkeit des Schiffes in der Polynja nur ungenau ermittelt werden konnte. Ab Pos. W kam es zu Störungen des USAT-3-Gerätes in 13 m und aufgrund eines Ausfalles des Lyman- $\alpha$  Hygrometers konnten am Meßtag auch keine Feuchteflüsse bestimmt werden.

### 4.1.1 Meteorologische Meßwerte des PODEV-Systems

Die Abbildung 4.2 zeigt die PODEV-Meßwerte der Windgeschwindigkeit sowie der Temperaturen von Luft und Wasser am gesamten Meßtag. Die über den Zeitraum des Experimentes (in Abb. 4.2 grau unterlegt) gebildeten Mittelwerte sind zusammen mit den Werten der Eistemperatur, des Luftdruckes und der relativen Feuchte in der Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Man kann anhand der Abbildung 4.2 erkennen, daß während des Experimentes sowohl die Windgeschwindigkeit als auch die Lufttemperatur stark variieren. Während die Windgeschwindigkeit von 4.0 auf 6.3 m/s zunahm, stieg die Temperaturdifferenz zwischen Luft und Wasser von 1.2 auf 2°C an. Ohne weitere Untersuchungen



**Abbildung 4.1:** Das Polynjaexperiment am 2.09.1996. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die Fahrt von Polarstern entgegen der mittleren Windrichtung (siehe Pfeil). Stationäre Messungen sind mit Punkten und den im Text verwendeten Stationskennungen markiert.

## 4.1 Interne Grenzschicht im Bereich kleiner Rinnen bei leicht labiler Schichtung über Wasser

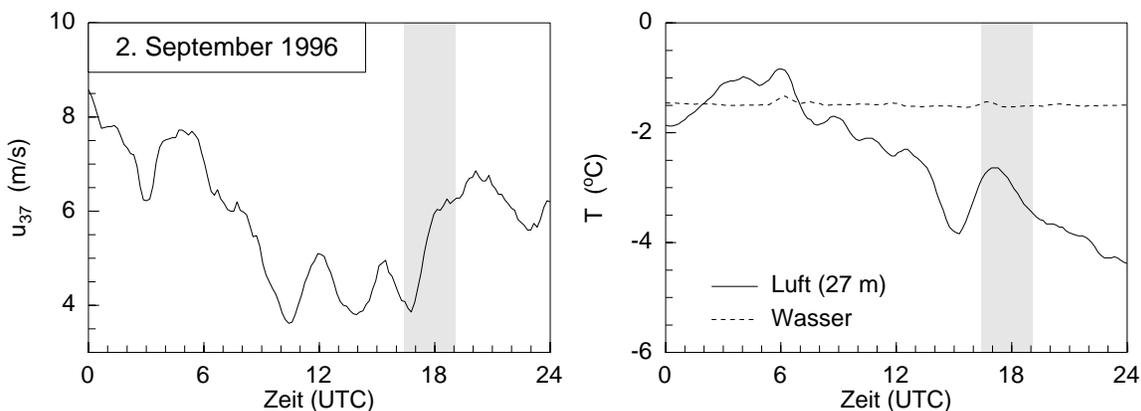
**Tabelle 4.1:** Mittelwerte der PODEV-Daten während der Messung am 2.09.1996.

Lufttemperatur	$T_L = -3.2^\circ\text{C}$
Wassertemperatur	$T_W = -1.45^\circ\text{C}$
Eistemperatur	$T_E = -3.2^\circ\text{C}$
Luftdruck	$p_0 = 1014.4 \text{ hPa}$
rel. Feuchte	$r.F. \sim 100 \%$ (leichter Nebel)

kann nicht zwischen Änderungen der Windgeschwindigkeit durch synoptische Effekte oder durch den Einfluß der Polynja unterschieden werden.

### 4.1.2 Räumliche Variation atmosphärischer Parameter, basierend auf TMS-Messungen

Die Instationarität des Windfeldes spiegelt sich in den Windprofilen wider, die an den Positionen E1, E2, K1, W und K2 gemessen wurden (Abb. 4.3 links) und bewirkt eine Zunahme des 20 m-Wertes um etwa 1.6 m/s. Diese Zunahme ist nicht in allen Meßhöhen gleich, sondern wird durch den Einfluß der Polynja überlagert, weshalb sich unterhalb von 10 m die Profile an den Positionen K1, K2 und W überschneiden. Um den Polynjaeffekt besser interpretieren zu können, muß die Instationarität des Windfeldes grob kompensiert werden. Hierzu wird jedes Profil soweit verschoben, daß in 20 m der Mittelwert aller fünf Positionen ( $\overline{u_{20}} = 3.58 \text{ m/s}$ ) angenommen wird. Die Windgeschwindigkeiten der unteren vier Meßhöhen werden ebenfalls modifiziert;

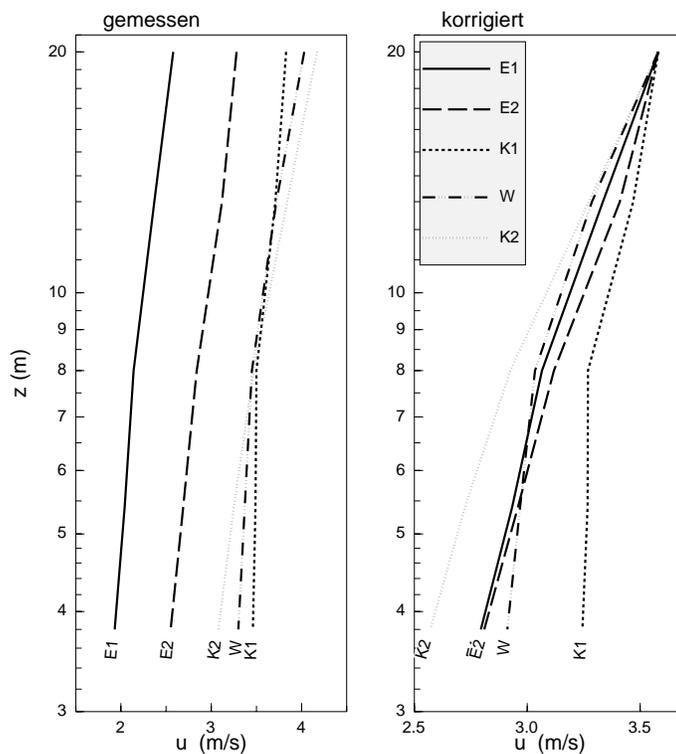


**Abbildung 4.2:** Zeitlicher Verlauf von  $u_{37}$  sowie der Temperaturen von Luft und Wasser am 2. September 1996, basierend auf Messungen des PODEV-Systems. Der Zeitraum des Polynja-Experimentes ist grau unterlegt.

reduziert um den Faktor  $\frac{\ln z}{\ln z_0} / \frac{\ln 20}{\ln z_0}$  (mit  $z_0 = 1.0 \cdot 10^{-4}$  m) im Vergleich zur Verschiebung in 20 m. Anhand der resultierenden Profile (Abb. 4.3 rechts) kann der Einfluß der Polynja auf das Windfeld zumindest qualitativ interpretiert werden.

Die Profile, die durch die Wasserfläche beeinflusst sind, (Positionen W und K1) weisen in Oberflächennähe die höchsten Windgeschwindigkeiten auf. Offenbar führt die geringe Oberflächenrauigkeit des Wassers zu einer Beschleunigung der Strömung nach dem Übergang von Eis zu Wasser. Im Gegensatz dazu wird die Strömung über dem Eis gebremst, so daß an der Position K2 die geringste Windgeschwindigkeit auftritt.

Die Verteilung der oberflächennahen Windgeschwindigkeit bewirkt eine horizontale Divergenz des Windfeldes nach dem Übergang von Eis zu Wasser. Diese wird durch einen zusätzlichen Vertikaltransport von Impuls zur Oberfläche abgebaut, was anhand der Isolinien der Schubspannungsgeschwindigkeit (Abb. 4.4 oben) belegt wird. Diese Größe nimmt an den Positionen K1 und W ein Maximum in den oberen beiden Meßhöhen an, wo Horizontalimpuls aus dem oberen Bereich der Grenzschicht zur Oberfläche gebracht wird. Beim Übergang der Strömung von Wasser zum Eis (von K1 nach E2) wird die Strömung abgebremst und weist dadurch einen konvergenten Charakter auf. Der überschüssige Horizontalimpuls wird in diesem Fall durch den Formwiderstand der Meereisoberfläche kompensiert, so daß  $u_*$  in der Nähe der untersten Meßhöhe maximal ist. Die relativen Maxima von  $u_*$  über Eis und Wasser werden als Obergrenze der internen Grenzschichten betrachtet, die sich an den Übergängen von Eis zu Wasser (Pos. K2)



**Abbildung 4.3:** Gemessene (links) und korrigierte (rechts) Profile der Windgeschwindigkeit am 2. September 1996.

## 4.1 Interne Grenzschicht im Bereich kleiner Rinnen bei leicht labiler Schichtung über Wasser

---

**Tabelle 4.2:** Meßwerte von  $c_{D,z} \cdot 10^3$  über Eis und über Wasser sowie die daraus abgeleiteten  $c_{D,10}$  und  $z_0$ .

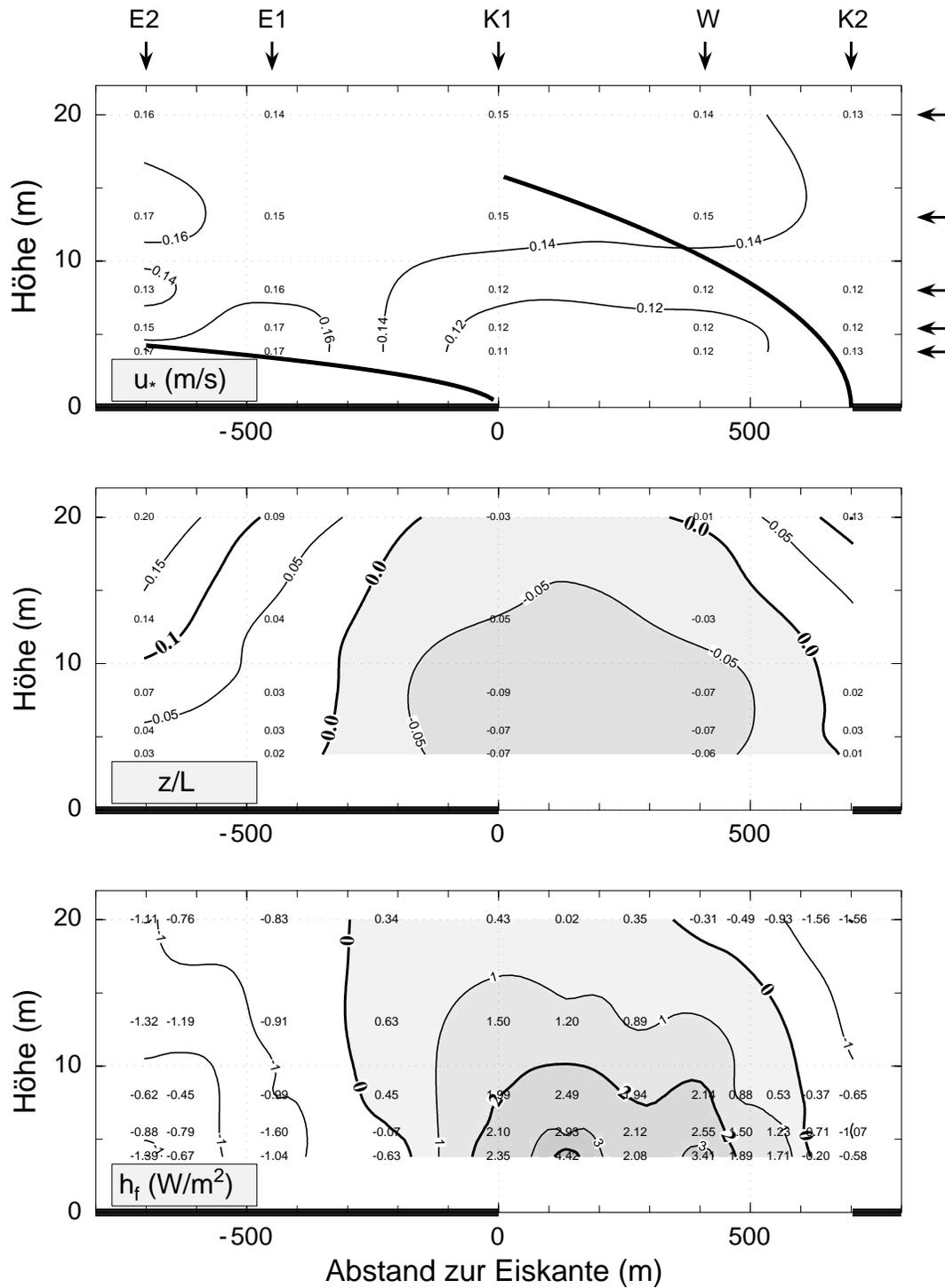
	Eis (E1, E2, K2)	Wasser (K1, W)
$c_{D,20}$	1.56	1.72
$c_{D,13}$	2.35	1.94
$c_{D,8}$	2.14	1.49
$c_{D,5.4}$	2.66	1.39
$c_{D,3.8}$	3.22	1.47
$\overline{c_{D,10}}$	2.22	1.67
$z_0$ (m)	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$4.8 \cdot 10^{-4}$

und von Wasser zu Eis (Pos. K1) ausbilden und in der Abbildung 4.4 (oben) skizziert sind.

Aus den Meßwerten von  $u$  und  $u_*$  lassen sich Vertikalprofile des lokalen Impulstransferkoeffizienten berechnen. Da dieser Parameter aufgrund der Meßgenauigkeit der USAT-3 mit hohen Unsicherheiten behaftet ist, werden die Profile von  $c_D$  über Eis (Pos. E1, E2, K2) und Wasser (Pos. K1, W) gemittelt (siehe Tabelle 4.2).

Über Eis ist  $c_D$  unterhalb von 10 m Höhe fast doppelt so hoch als über Wasser, während sich in 20 m Höhe kein signifikanter Unterschied zwischen den Werten über Wasser und über Eis feststellen läßt. Weiter sind in der Tabelle 4.2 die durch eine lineare Interpolation aus den Werten in 8 m und 13 m gebildeten  $c_{D,10}$  angegeben. Aus diesen lassen sich mit dem über jeden Bereich gemittelten Stabilitätsparameter  $z/L$  (in  $z=10$  m, siehe Abb. 4.4 Mitte) nach der Gleichung (2.31) die Rauigkeitslängen für Eis und Wasser ermitteln, welche in der Tabelle 4.2 ebenfalls eingetragen sind.

Die Rauigkeitslänge des Wassers ( $z_{0,W} = 4.8 \cdot 10^{-4}$  m) ist etwa eine Größenordnung geringer als diejenige des benachbarten Eises ( $z_{0,E} = 3.2 \cdot 10^{-3}$  m). Andreas und Murphy (1986) leiten aus Turbulenzmessungen über Rinnen und Polynjas mit einer maximalen Breite von 500 m und bei Windgeschwindigkeiten bis zu 10 m/s einen gering-



**Abbildung 4.4:** Isoliniendarstellung von  $u_*$  (oben),  $z/L$  (Mitte) und  $h_f$  (unten) am 2. September 1996. Die Obergrenze der internen Grenzschichten ist durch Linien angedeutet. Der Bereich der Meereisbedeckung ist durch schwarze Balken am unteren Rand gekennzeichnet, die stationären Meßpositionen sind am oberen Rand markiert. Die Anströmung erfolgte von rechts (Pfeile).

#### 4.1 Interne Grenzschicht im Bereich kleiner Rinnen bei leicht labiler Schichtung über Wasser

---

fügig niedrigeren Wert für Wasser ab ( $z_{0,W} = 3.2 \cdot 10^{-4}$  m). Ermittelt man dagegen die Rauigkeitslänge des Wassers aus den Meßwerten unter Verwendung der Charnock-Beziehung (Gleichung 2.36), so erhält man mit  $\overline{u_{*,W}} = 0.15$  m/s und  $a = 0.018$  (siehe Wu, 1985 oder Birnbaum, 1998) einen Wert von  $z_{0,W} = 4.1 \cdot 10^{-5}$  m, welcher etwa um eine Größenordnung niedriger ist als der aus  $c_{D,10}$  abgeleitete Wert in der Tabelle 4.2. Offenbar erlaubt die Charnock-Beziehung die Berechnung der Rauigkeitslänge von Wasser nur für den Fall, daß die Luftströmung über Wasser nicht mehr durch das benachbarte Eis beeinflusst ist. Welcher Abstand zur Eiskante hierzu nötig ist, kann anhand der im nächsten Abschnitt folgenden Fallstudie vom 9. August 1996 überprüft werden, bei der Messungen in einer mehr als 2 km breiten Polynja erfolgten.

Der Einfluß der Polynja auf die thermische Struktur der Atmosphäre zeigt sich in den Isolinien des Stabilitätsparameters  $z/L$  und des turbulenten Wärmeflusses (Abb. 4.4 Mitte bzw. unten). Der Parameter  $z/L$  ist im Einflußbereich der Polynja negativ in Übereinstimmung mit der Temperaturdifferenz Luft-Wasser (Abb. 4.2). Die labile Schichtung ist dicht über der Wasseroberfläche besonders stark ausgebildet. Über Eis ist  $z/L$  dagegen überwiegend positiv.

Die Isolinien des turbulenten Wärmeflusses sind in der Abbildung 4.4 (unten) dargestellt. Insgesamt liegt  $h_f$  im Wertebereich zwischen  $-1.6$  W/m<sup>2</sup> und  $+4.5$  W/m<sup>2</sup> und übersteigt damit nicht den in Kapitel 3.3.2 bestimmten Meßfehler der USAT-3. Dennoch wird der Einfluß des Untergrundes auf den turbulenten Wärmefluß qualitativ deutlich. Letzterer ist über dem Meereis nach unten gerichtet ( $-1$  W/m<sup>2</sup>) und über dem Wasser mit bis zu  $4.5$  W/m<sup>2</sup> schwach positiv und zur Atmosphäre gerichtet. Die Amplitude des Signals beträgt damit lediglich  $6.5$  W/m<sup>2</sup>. Der Einfluß der Polynja auf den turbulenten Wärmefluß ist bis in 20 m Höhe erkennbar. Hier hat sich das Signal aber bereits abgeschwächt und weist nur noch eine Amplitude von  $2$  W/m<sup>2</sup> auf. Die Meßwerte des Wärmeflusses erscheinen plausibel und legen, wie auch die Ergebnisse für  $u_*$  und  $c_{D,z}$ , den Schluß nahe, daß die Mischungshöhe (vergl. Abb. 2.2) nur geringfügig oberhalb der Meßhöhe von 20 m liegt.

Die Struktur der polaren Grenzschicht wird insgesamt durch die Polynja meßbar beeinflusst. Im gezeigten Fall führt die instationäre Strömung aber dazu, daß der Einfluß der Polynja auf den Horizontalwind und den vertikalen Transport von Impuls und Wärme nur grob abgeschätzt werden kann. Trotz des instationären Windfeldes erlaubt diese Fallstudie eine Einsicht in die Prozesse, die sich bei der Überströmung relativ warmen Wassers durch geringfügig kältere Luft abspielen. Eine zweite Polynja-Studie, bei der die Temperaturen von Luft und Eis höher sind als die Wassertemperatur, wird im folgenden beschrieben.

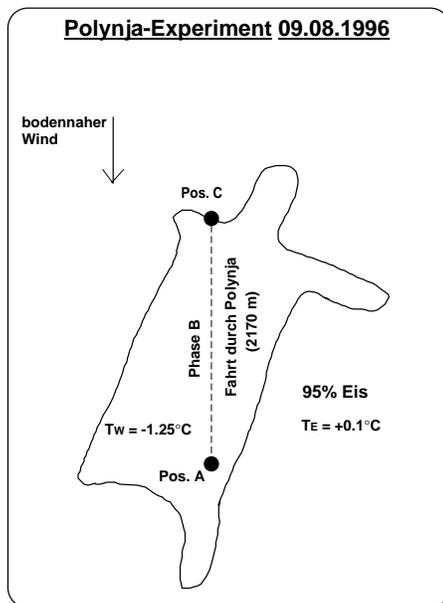
## 4.2 Interne Grenzschicht im Bereich kleiner Rinnen bei stabiler Schichtung über Wasser

Am 9. August 1996 wurde das Wind- und Turbulenzfeld in der Umgebung einer etwa 4 km<sup>2</sup> großen Polynja untersucht (geogr. Position siehe Abb. 3.3). Polarstern durchquerte diese mit einer mittleren Fahrtgeschwindigkeit von 0.4 m/s entgegen dem Bodenwind (Abb. 4.5). Es wurden 2 stationäre, jeweils etwa 15 Minuten andauernde Messungen an Position A (2170 m Entfernung zur Eiskante) und an Position C (bereits über Eis) durchgeführt. Während der Drift von A nach C wurden ebenfalls Messungen durchgeführt (Phase B), welche in acht Intervalle von jeweils 10 Minuten unterteilt werden. In der Mitte der Polynja wurde eine Radiosonde gestartet.

### 4.2.1 Die meteorologische Situation

Die aus der Radiosondenmessung abgeleiteten Profile von Windgeschwindigkeit, potentieller Temperatur und relativer Feuchte sind in der Abbildung 4.6 ab der Höhe von 100 m dargestellt. Unterhalb dieser Höhe sind die Messungen stark durch Einschwingprozesse der Sonde und durch die Abgasfahne des Schiffes beeinflusst. Im Falle von  $u$  sind außerdem die TMS-Meßwerte (Rauten) eingezeichnet.

Die geostrophische Windgeschwindigkeit beträgt etwa 9.5 m/s. Möglicherweise bedingt durch wellenförmige Störungen schwankt  $u$  oberhalb von 200 m aber um  $\pm 2$  m/s. Das Vertikalprofil der potentiellen Temperatur zeigt eine für die sommerliche Arktis typische Situation mit einer leicht stabilen Schichtung bis in etwa 250 m Höhe. Darüber

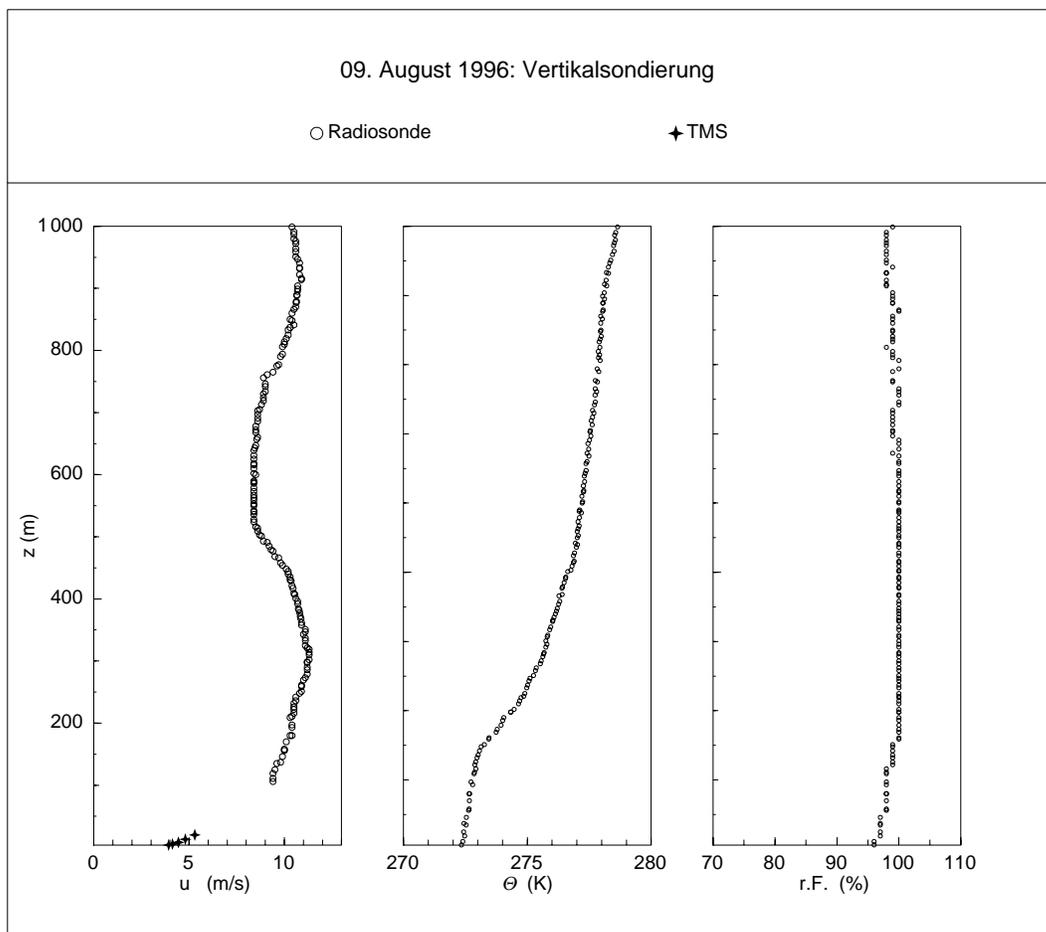


**Abbildung 4.5:** Skizze des Polynjaexperimentes am 9. August 1996. Polarstern durchquerte die Polynja entgegen der mittleren Windrichtung (gestrichelte Linie). Die Position stationärer Messungen (A und C) ist durch Punkte markiert.

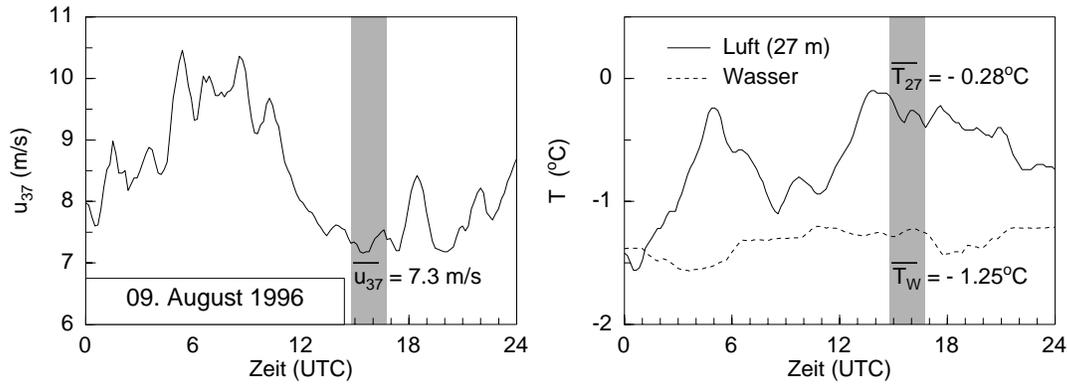
## 4.2 Interne Grenzschicht im Bereich kleiner Rinnen bei stabiler Schichtung über Wasser

liegt eine schwache Inversionsschicht mit einer Mächtigkeit von etwa 200 m. Das Profil der relativen Feuchte weist über 100 m Höhe einen Wert von mindestens 95 % auf, so daß die Atmosphäre zum Radiosondentermin bis in 1000 m mit Wasserdampf gesättigt war. Dementsprechend wurde zu Beginn des Experimentes leichter Nebel und nach dessen Auflösung eine 8/8-Stratus-Bedeckung mit einer Wolkenuntergrenze von etwa 70 m beobachtet. Die Radiosondenmessungen werden im Abschnitt 4.2.3 als Einströmprofile zur Initialisierung einer zweidimensionalen Modellstudie der Polynjaüberströmung genutzt.

Die Abbildung 4.7 zeigt den zeitlichen Verlauf von  $u_{37}$  (links), sowie der Temperaturen von Luft und Wasser (rechts), basierend auf Messungen des PODEV-Systems. Die über den Zeitraum des Polynja-Experimentes (in Abb. 4.7 grau unterlegt) nahezu kon-



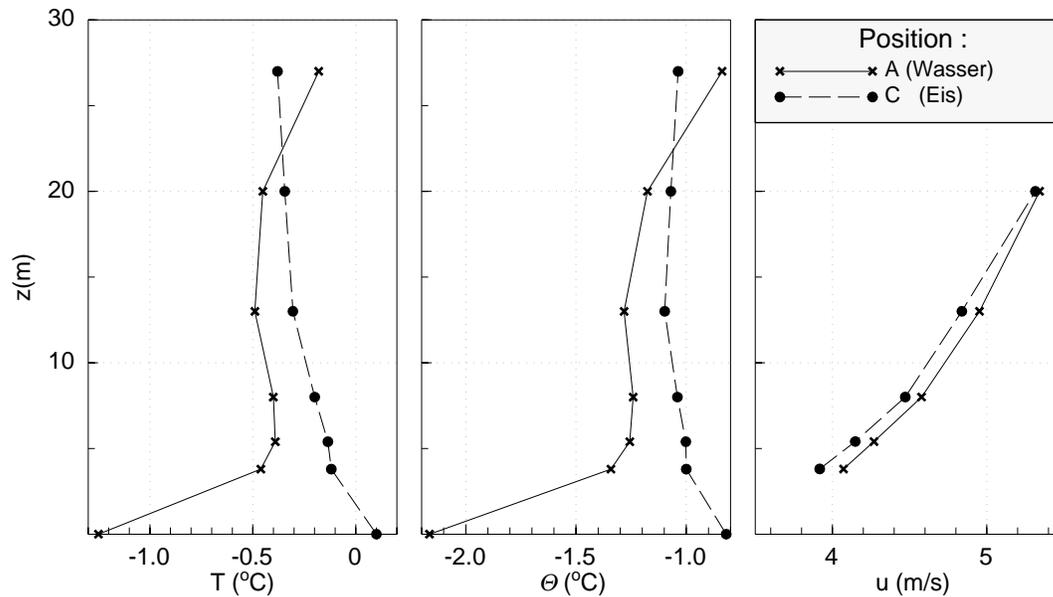
**Abbildung 4.6:** Radiosondenmessung vom 9. August 1996, 16 Uhr. Dargestellt sind die Windgeschwindigkeit  $u$ , die potentielle Temperatur  $\Theta$  und die relative Feuchte  $r.F.$ . Bei  $u$  sind zusätzlich die TMS-Messungen (Rauten) eingezeichnet.



**Abbildung 4.7:** Zeitreihen von  $u_{37}$ ,  $T_{27}$  und  $T_W$  am 9. August 1996 (PODEV-System).  
Grau unterlegt ist der Zeitraum des Polynja-Experimentes.

stanten Werte  $\overline{u_{37}} = 7.3 \pm 0.1 \text{ m/s}$ ,  $\overline{T_{27}} = -0.28 \pm 0.1^\circ\text{C}$  und  $\overline{T_W} = -1.25 \pm 0.05^\circ\text{C}$  charakterisieren annähernd stationäre Bedingungen.

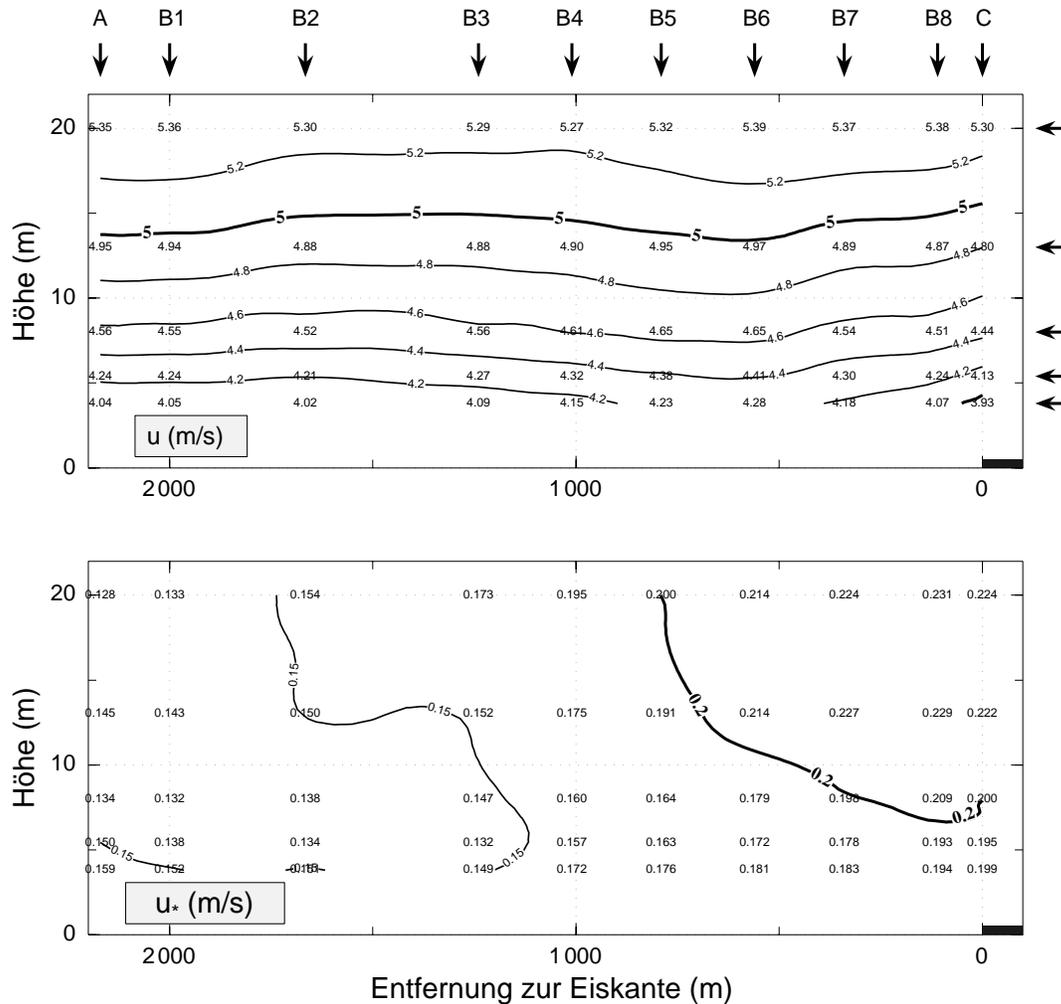
Die an Pos. A und Pos. C gemessenen  $T_{27}$  (PODEV) sind gemeinsam mit den entsprechenden Temperaturprofilen der TMS, mit der Wassertemperatur und der durch einen mobilen PT-100-Sensor ermittelten Eistemperatur ( $T_E = +0.1^\circ\text{C}$ ) in der Abbildung 4.8 (links) zu Temperaturprofilen über Eis (gestrichelt) und Wasser (durchgezogen) zusammengefaßt. Bezogen auf  $z = 10 \text{ m}$  lassen sich oberflächennahe Temperaturdifferenzen  $T_L - T_E = -0.3^\circ\text{C}$  über Eis und  $T_L - T_W = +0.80^\circ\text{C}$  über Wasser ableiten, wel-



**Abbildung 4.8:** Vertikalprofile der Temperatur (links), der potentiellen Temperatur (Mitte) und der Windgeschwindigkeit (rechts) in der oberflächennahen Luftschicht, gemessen über Wasser (durchgezogen) und über Eis (gestrichelt).

## 4.2 Interne Grenzschicht im Bereich kleiner Rinnen bei stabiler Schichtung über Wasser

che einer stabilen Schichtung über Wasser sowie einer nahezu neutralen Schichtung über Eis entsprechen. Im mittleren Teil der Abbildung 4.8 sind die nach der Gleichung (2.7) aus dem Temperaturprofil abgeleiteten potentiellen Temperaturen dargestellt. Die nahezu neutrale Schichtung über dem Eis wird in dieser Grafik deutlich.



**Abbildung 4.9:** Isolinien­darstellung von  $u$  (oben) und  $u_*$  (unten), gemessen am 9. August 1996. Die Eiskante ist unten rechts angedeutet (schwarzer Balken), die stationären Meßpositionen A und C, sowie die Positionen der Messungen bei bewegtem Schiff (B1 - B8) sind am oberen Rand markiert. Die Anströmung erfolgte von rechts (Pfeile).

## 4.2.2 Räumliche Variation atmosphärischer Parameter, basierend auf TMS-Messungen

Über dem Wasser (Position A) und über dem Eis (Position C) wurden annähernd logarithmische Windprofile gemessen, die um maximal 0.15 m/s voneinander abweichen (Abb. 4.8, rechts). Auch die Isolinien-darstellung des Windfeldes (Abb. 4.9 oben) zeigt, daß  $u$  in 3.8 m nach dem Überströmen der Eiskante (Pos. C) eine Beschleunigung erfährt, an Pos. B6 maximal ist und danach wieder abnimmt. Diese oberflächennahe Zunahme von  $u$  wird durch die geringere Oberflächenrauigkeit des Wassers hervorgerufen, ist deutlich höher als die Schwankungen von  $u_{20}$  und  $u_{37}$  (jeweils  $\pm 0.1$  m/s) und reflektiert damit offenbar den Einfluß der Polynja.

Wie schon bei der Fallstudie vom 2. September 1996 (Abschnitt 4.1.2) wird die durch die Beschleunigung des Windfeldes hervorgerufene Divergenz von  $u$  durch einen erhöhten turbulenten Impulstransport aus der oberen Schicht ausgeglichen. So ist  $u_*$  (Abb. 4.9 unten) an den unmittelbar vom Eis geprägten Positionen B8 und C mit  $\overline{u_{*,E}} = 0.210$  m/s um etwa 50 % höher als über den vom Wasser beeinflussten Positionen A, B1 und B2 ( $\overline{u_{*,W}} = 0.143$  m/s). Insgesamt ist  $u_*$  etwa bis Position B3 durch die raue Eisoberfläche beeinflusst.

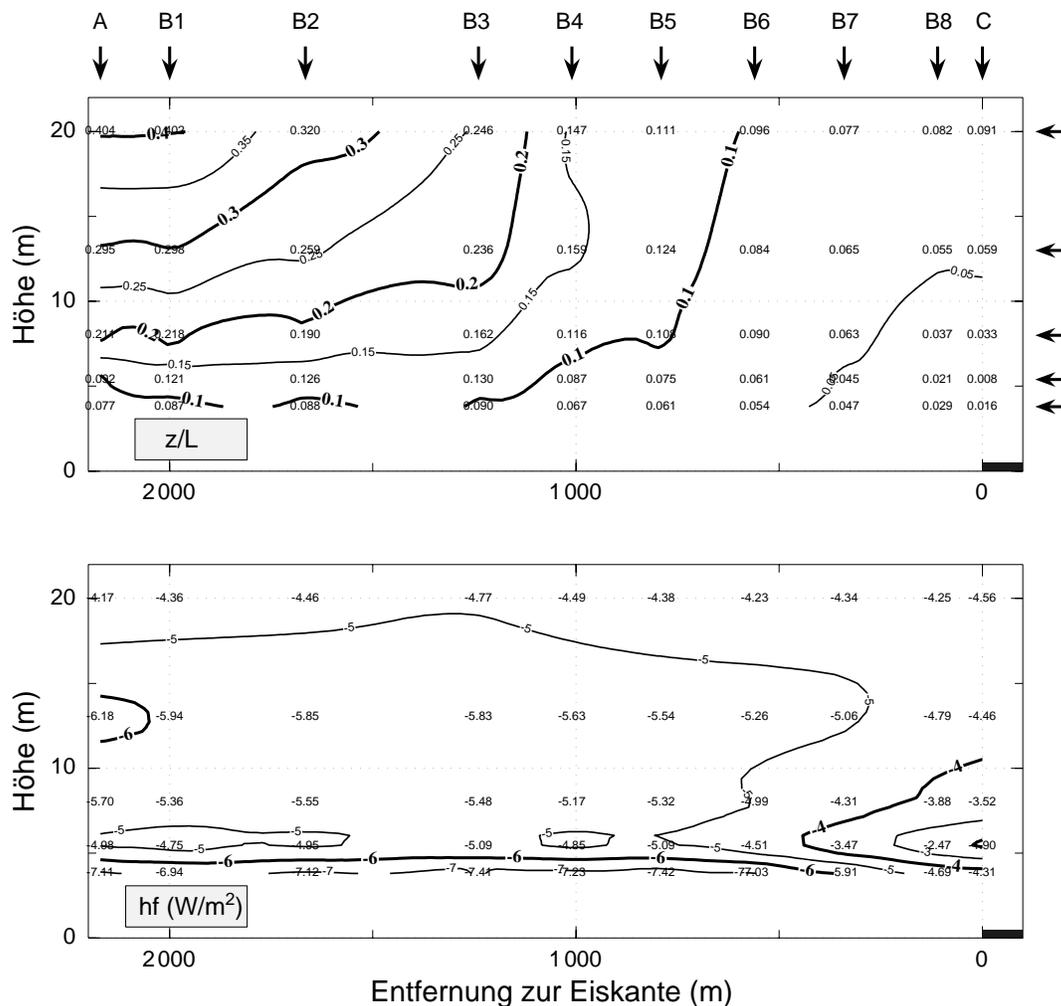
Auch für diesen Meßfall werden die aus  $u$  und  $u_*$  berechneten  $c_{D,z}$  über Eis (B8, C) und Wasser (A, B1, B2) zusammengefaßt (siehe Tabelle 4.3). Dieser Parameter ist durch den Untergrund beeinflusst, weshalb über Eis deutlich höhere  $c_{D,z}$  auftreten als über Wasser. Die Impulstransferkoeffizienten über Wasser sind am 9. August 1996 deutlich geringer als am 2. September 1996 (siehe Tabelle 4.2 in Abschnitt 4.1.2), was die Vermutung stützt, daß nach dem Überströmen der Eiskante eine Wirklänge von mindestens 1500 m erforderlich ist, bis die Strömung sich an das Wasser angepaßt hat.

	Wasser (Pos. A, B1, B2)	Eis (Pos. B8, C)
$c_{D,20}$	0.69	1.82
$c_{D,13}$	0.89	2.19
$c_{D,8}$	0.89	2.11
$c_{D,5.4}$	1.13	2.16
$c_{D,3.8}$	1.47	2.44
$\overline{c_{D,10}}$	0.89	2.15
$z_0$ (m)	$5.0 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$

**Tabelle 4.3:** Meßwerte von  $c_{D,z} \cdot 10^3$  über Wasser und Eis sowie die daraus abgeleiteten  $c_{D,10}$  und  $z_0$ .

## 4.2 Interne Grenzschicht im Bereich kleiner Rinnen bei stabiler Schichtung über Wasser

Die in der Tabelle 4.3 aufgeführten  $\overline{c_{D,10}}$ , die durch eine lineare Interpolation aus den Werten in 8 m und 13 m resultieren, erlauben zusammen mit den aus der Abbildung 4.9 abgeleiteten Werten von  $z/L$  (in  $z = 10$  m) mittels der Gleichungen (2.17) und (2.31) die Berechnung der Rauigkeitslängen von Eis und Wasser, die ebenfalls in Tabelle 4.3 aufgeführt sind. Mit  $z_{0,W} = 5.0 \cdot 10^{-5}$  m und  $u_{*,W} = 0.143$  m/s kann die Charnock-Beziehung (Gleichung 2.36) für die Bedingungen der Polynjaoberfläche überprüft werden. Mit  $a = 0.018$  erhält man  $z_{0,W} = 3.8 \cdot 10^{-5}$  m, während eine vollständige Übereinstimmung zwischen der aus der Messung abgeleiteten Rauigkeitslänge und dem Ergebnis der Charnock-Beziehung mit  $a = 0.024$  erzielt wird. Dieser Wert ist etwas höher als die von Charnock (1955) oder von Wu (1985) angegebenen Werte ( $a = 0.015$ , bzw.  $a = 0.0185$ ).



**Abbildung 4.10:** Isolinien von  $z/L$  (oben) und  $h_f$  (unten), gemessen am 9. August 1996. Siehe Abb. 4.9 für weitere Erläuterungen.

Die bereits angesprochene Isolinien-darstellung des Stabilitätsparameters  $z/L$  (Abb. 4.9 unten) bestätigt die anhand der Temperaturprofile erkannte stabile Schichtung der Atmosphäre über Wasser und neutrale Schichtung über Eis (Abb. 4.8 Mitte).  $z/L$  ist an allen Positionen positiv, nimmt aber in allen Meßhöhen bei Annäherung an die Eiskante ab, was einem Übergang zu neutraler Schichtung über Eis entspricht.

Dementsprechend ist der turbulente Wärmefluß über dem Wasser zur Oberfläche gerichtet und in der untersten Höhe mit fast  $-8 \text{ W/m}^2$  besonders intensiv (Abbildung 4.10 unten). Bei Annäherung an die Position C schwächt sich  $h_f$  bis auf  $-1 \text{ W/m}^2$  ab. Auch dies ist in guter Übereinstimmung mit den Profilen der potentiellen Temperatur über Wasser und über Eis (Abb. 4.8 Mitte). In 20 m Höhe ist kaum noch ein Einfluß des Untergrundes auf  $h_f$  nachweisbar, da die Werte um weniger als  $1 \text{ W/m}^2$  variieren.

### 4.2.3 Modellrechnung zur Fallstudie am 9. August 1996

Die vorliegenden Messungen des 9. August 1996 zeigen aufgrund der geringen Temperaturgradienten zwischen Atmosphäre und Eis beziehungsweise Atmosphäre und Wasser nur einen schwachen thermischen Einfluß des Untergrundes auf die Atmosphäre. Die gemessenen Wärmeflüsse variieren auch hier in einem Wertebereich, welcher den Meßgenauigkeitsbereich der USAT-3 nur wenig übersteigt.

Um zumindest einen qualitativen Vergleich mit numerischen Simulationen vorzunehmen, wurde das Modell METRAS (Mesoskaliges Transport- und Strömungsmodell) auf diesen Meßfall angewendet. METRAS ist ein nichthydrostatisches 3D-Modell, das hier aber nur als 2D-Version benutzt wurde. Die turbulenten Flüsse werden in der Bodenschicht über die Monin-Obukhov-Theorie unter Verwendung der Dyer-Businger-Ähnlichkeitsfunktionen berechnet. In der freien Atmosphäre wird eine Schließung 2.5er Ordnung (Mellor-Yamada-Klassifikation) vorgeschrieben, wobei der Diffusionskoeffizient als Funktion des Mischungsweges und der turbulenten kinetischen Energie berechnet wird (Details siehe Schmittner, 1996). Einen großen Einfluß auf die Ergebnisse hat der höhenabhängige Mischungsweg, der über eine häufig benutzte Beziehung nach Blackadar (1962) bestimmt wird:

$$l(z) = \frac{\kappa z}{1 + \frac{\kappa z}{\lambda}} \quad (4.1)$$

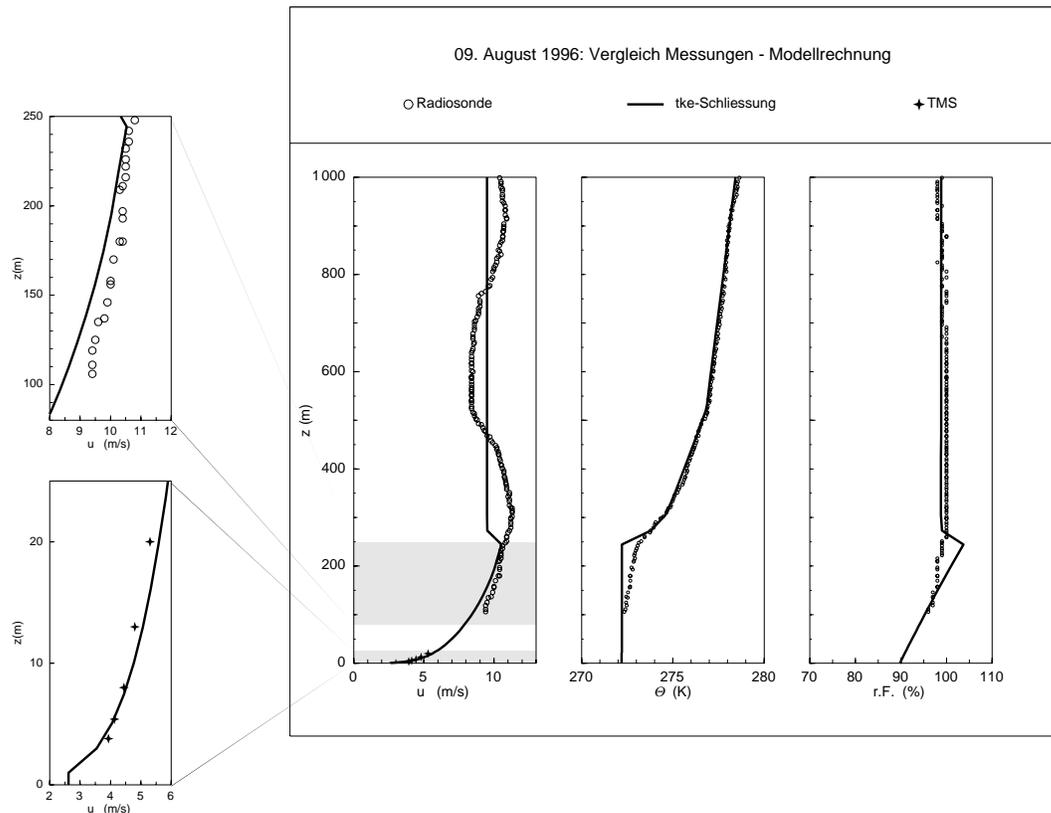
Für den maximalen Mischungsweg  $\lambda$  wurden verschiedene Werte getestet und die beste Übereinstimmung zwischen Modell und Messung ergab sich schließlich mit  $\lambda = 0.007 \frac{u_*}{f}$ , worin  $f$  den Coriolisparameter darstellt. Hinsichtlich einer detaillierteren Beschreibung von METRAS wird auf die Veröffentlichungen von Schlünzen (1988), Lüpkes und Schlünzen (1996) und von Birnbaum (1998) verwiesen.

Das 2D-Modell wird initialisiert mit einem Einströmprofil über Eis, welches zunächst mit einer 1D-Version bestimmt werden muß. Hierzu wurden die in der Tabelle 4.4 auf-

## 4.2 Interne Grenzschicht im Bereich kleiner Rinnen bei stabiler Schichtung über Wasser

Parameter	Wert
$z_{0,W}$	$5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$
$z_{0,E}$	$5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$
$T_E$	$+ 0.1^\circ\text{C}$
$T_W$	$- 1.25^\circ\text{C}$
$p_0$	1010.6 hPa
$u_g$	9.5 m/s
$r.F.$	90 %

**Tabelle 4.4:** Die zur Initialisierung der Modellrechnungen verwendeten Werte der Rauigkeitslängen und Oberflächentemperaturen von Wasser und Eis, des Luftdrucks, der geostrophischen Windgeschwindigkeit und der relativen Feuchte am Boden.



**Abbildung 4.11:** Vergleich der Meßwerte von  $u$ ,  $\Theta$  und  $r.F.$  mit dem Ergebnis der 1D-Studie. Für  $u$  sind die Überschneidungsbereiche zwischen den Messungen und der Modellrechnung vergrößert dargestellt.

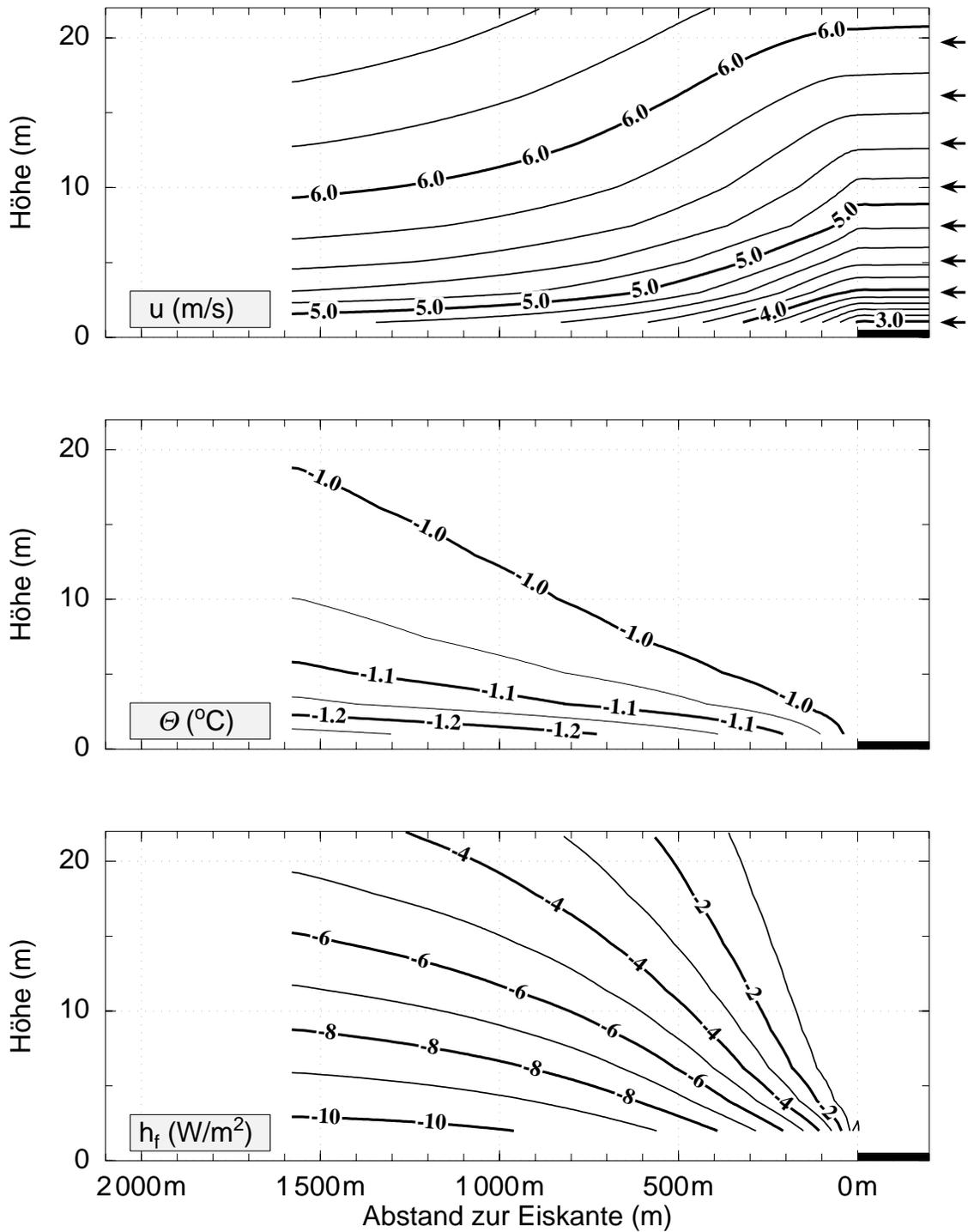
geführten Parameter verwendet, die sich aus den Messungen des PODEV-Systems, der Radiosonde und der TMS ergeben. In der Abbildung 4.11 sind die Ergebnisse der 1D-Simulation zusammen mit den Meßwerten dargestellt und die Übereinstimmung läßt sich wie folgt charakterisieren:

- Die **Windgeschwindigkeit** weist Unterschiede im gesamten Höhenbereich auf. Oberhalb von 200 m schwankt  $u$  um  $\pm 2$  m/s. Eine mögliche Ursache sind Trägheitsschwingungen, die durch das Modell nicht reproduziert werden können. Auch zwischen den TMS-Meßwerten (Abb. 4.11 links unten) und dem mit METRAS berechneten Windprofil sind Unterschiede erkennbar, die auf der Verwendung einer hohen Rauigkeitslänge für Eis beruhen, um eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Radiosondenmessungen in 100 m zu erreichen (Abb. 4.11 links oben).
- Das Vertikalprofil der **potentiellen Temperatur** wird recht gut durch die Modellrechnung reproduziert. Übereinstimmend mit der Messung wird eine Grenzschichthöhe von etwa 250 m berechnet. Aufgrund der in der 1D-Version von METRAS vorgegebenen Durchmischung der Grenzschicht ist die Modellatmosphäre unterhalb der Inversion neutral geschichtet.
- Die **relative Luftfeuchtigkeit** wird unterhalb der Inversionsschicht aufgrund der negativen Temperaturabweichung im Modell unterschätzt.

Die Ergebnisse der 1D-Simulation wurden als Einströmprofil in das Gebiet des 2D-Modelles verwendet, welches ebenfalls mit den in der Tabelle 4.4 aufgeführten Parametern initialisiert wurde. In der Abbildung 4.12 finden wir die berechnete Windgeschwindigkeit (oben), die potentielle Temperatur (Mitte) und den Wärmefluß (unten) in Isoliniendarstellung.

Wie bereits bei der 1D-Simulation (Abb. 4.11), überschätzt auch das 2D-Modell die Windgeschwindigkeit. Erzwungen durch die unterschiedlichen Rauigkeitslängen von Eis und Wasser berechnet das Modell in Oberflächennähe eine Beschleunigung um 0.4 m/s nach dem Überströmen der Eiskante. Hier ist eine gute Übereinstimmung mit der Messung gegeben. Das Modell berechnet aber auch in 20 m eine Beschleunigung des Windfeldes in ähnlicher Größenordnung, so daß der dynamische Einfluß der Oberflächenänderung auf die Strömung insgesamt stark überschätzt wird. Im mittleren Teil der Abbildung 4.12 ist die berechnete potentielle Temperatur dargestellt. Diese beträgt über Eis etwa  $-1.0^{\circ}\text{C}$ . Über dem Wasser weist  $\Theta$  nahe der Oberfläche wie auch bei der Messung (Abb. 4.8 Mitte) ein Minimum auf. Die in der Abbildung 4.12 (unten) dargestellten Wärmeflüsse stim-

## 4.2 Interne Grenzschicht im Bereich kleiner Rinnen bei stabiler Schichtung über Wasser



**Abbildung 4.12:** Isoliniendarstellung von  $u$  (oben),  $\Theta$  (Mitte) und  $h_f$  (unten), berechnet durch eine 2D-Studie für die Bedingungen am 9. August 1996. Die Anströmung und die Ebenen des Modellgitters sind durch Pfeile angedeutet.

men mit der Messung (Abb. 4.10 unten) sowohl im Vorzeichen als auch im Betrag überein.

Insgesamt wird der thermische Einfluß der Polynja auf die Atmosphäre durch das Modell im wesentlichen reproduziert. Unterschiede zwischen Messung und Modell bei der Windgeschwindigkeit könnten durch eine modifizierte Turbulenzparametrisierung behoben werden. Demnach ist METRAS gut geeignet, um Fallstudien zur Entwicklung der polaren Grenzschicht durchzuführen.

### 4.3 Der Fluß sensibler und latenter Wärme über Meereis

Wir haben in den vorangegangenen Abschnitten gesehen, daß die Eisbedeckung des Polarmeeres einen deutlichen Einfluß auf die oberflächennahen turbulenten Flüsse in der Atmosphäre ausübt. In den beiden gezeigten Fällen sind die entsprechenden Signale auf eine etwa 20 m mächtige Schicht begrenzt. Um die Austauschvorgänge an der teils eisbedeckten Meeresoberfläche aus gemessenen Mittelwerten abzuschätzen, empfiehlt es sich, Standardmessungen oberhalb von 20 m Höhe durchzuführen, wie es bei Polarstern der Fall ist, wo Messungen der Windgeschwindigkeit in 37 m und der Temperatur in 27 m Höhe erfolgen.

#### 4.3.1 Abschätzung des turbulenten Wärmeflusses über Meereis aus PODEV-Daten

Die Abschätzung des turbulenten Wärmeflusses in 20 m basiert auf der Gleichung (2.26). Die Windgeschwindigkeit und die Lufttemperatur in 20 m erhält man näherungsweise, indem unter Annahme höhenkonstanter Flüsse, neutraler Schichtung, sowie logarithmischer Profile die Zeitreihen von  $u_{37}$  und  $T_{27}$  auf 20 m bezogen werden. Durch eine Umformung der Gleichungen (2.14) und (2.15) ergibt sich für  $u_{20}$  und  $T_{20}$ :

$$u_{20} = u_{37} \left[ \left( \ln \frac{20}{z_0} \right) / \left( \ln \frac{37}{z_0} \right) \right], \quad (4.2)$$

$$T_{20} = (T_{27} - T_0) \left[ \left( \ln \frac{20}{z_{0,T}} \right) / \left( \ln \frac{27}{z_{0,T}} \right) \right] + T_0. \quad (4.3)$$

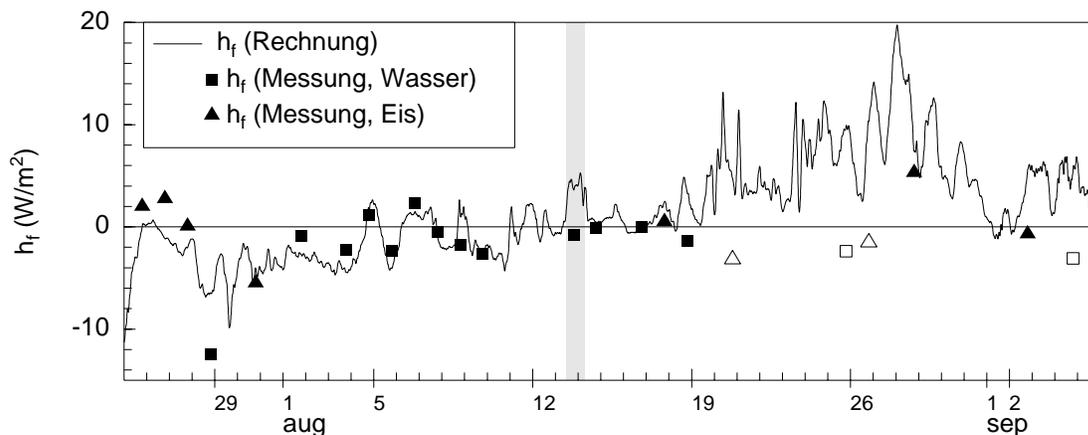
Hierin wird  $z_0 = 1.0 \cdot 10^{-3}$  m gesetzt. Nach Hicks (1985) gilt  $z_{0,T} = 0.1 \cdot z_0$ , womit man  $z_{0,T} = 1.0 \cdot 10^{-4}$  m erhält. Für die Oberflächentemperatur in der Gleichung (4.3) wird im folgenden stets die Wassertemperatur verwendet, da die Eisoberflächentemperatur nur während weniger Meßepisoden bestimmt wurde und somit nicht als vollständige Zeitreihe zur Verfügung steht. Diese Annahme schränkt die Genauigkeit der Abschätzung an den Tagen stark ein, an denen mit der TMS über Eis gemessen wurde. Da sich die Eisoberflächentemperatur rasch an die Lufttemperatur angleicht, wird durch diese Vereinfachung der Wärmefluß tendenziell überschätzt.

Für die Helipod-Messungen während ARK XII leitet Hofmann (1998) einen Wärme-transferkoeffizienten von  $c_{H,10} = 0.83 \cdot 10^{-3}$  ab. Für den in der Abbildung 4.13 dargestellten Vergleich zwischen dem in 20 m Höhe gemessenen (Symbole) und dem aus den meteorologischen Standardmessungen abgeschätzten Wärmefluß (Linie) finden wir eine gute Übereinstimmung mit  $c_{H,20} = 0.5 \cdot 10^{-3}$ . Da  $c_{H,z}$  mit der Höhe abnimmt, stimmt dieser Wert mit dem Resultat der Helipod-Messungen überein. Zum Vergleich mit der Abschätzung (Linie) sind in der Abbildung 4.13 die TMS-Meßwerte über Wasser (Quadrate) und über Eis (Dreiecke) getrennt gekennzeichnet. Dabei repräsentieren die gefüllten Symbole eine gute und die offenen Symbole eine ungenügende Übereinstimmung<sup>1</sup> von Meß- und Schätzwert.

Bedenkt man die vereinfachenden Annahmen, die der Abschätzung zugrunde liegen, so ist die Übereinstimmung von Messung und Schätzwert an den Meßtagen mit neutraler Schichtung zufriedenstellend. Bemerkenswerte Abweichungen treten nur in vier Fällen gegen Ende der Kampagne auf, bei denen die Atmosphäre stabil geschichtet war. Neben den bereits genannten Vereinfachungen wurde auch vernachlässigt, daß  $c_H$  von der Schichtung abhängt.

In allen vier Fällen mit schlechter Übereinstimmung weisen Schätz- und Meßwert ein entgegengesetztes Vorzeichen von  $h_f$  auf. Dieser Fall kann beispielsweise eintreten, wenn die Mischungsschicht zwischen 20 m und 27 m liegt, so daß die Messung in 20 m durch den Untergrund geprägt ist, während die Messungen in 27 m davon entkoppelt sind.

<sup>1</sup> Kriterien: Differenz größer als  $5 \text{ W/m}^2$  und/oder Unterschiede des Vorzeichens

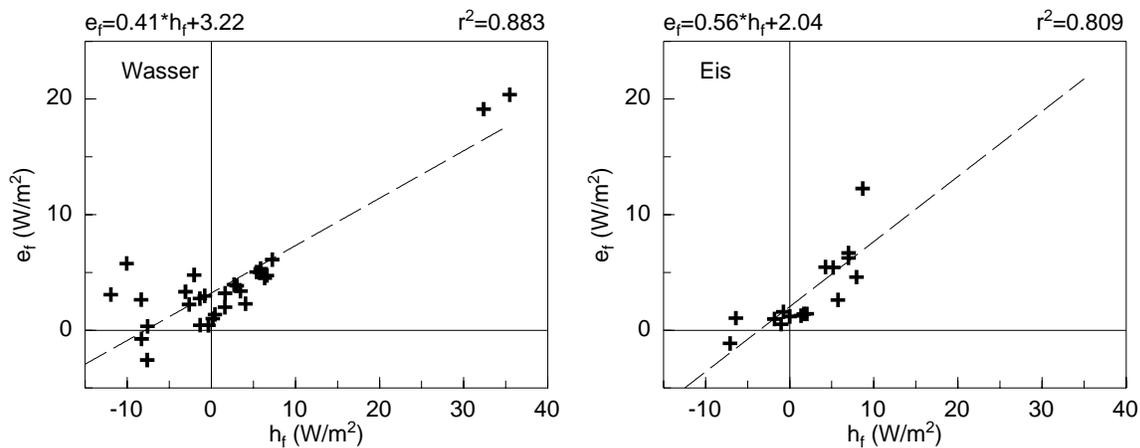


**Abbildung 4.13:** Abgeschätzter (Linie) und gemessener (Symbole) Wärmefluß der ARK XII-Kampagne. Während des grau unterlegten Zeitraumes sind keine Daten der Wassertemperatur verfügbar. Quadrate: über Wasser, Dreiecke: über Eis, offene Symbole: schlechte Übereinstimmung zwischen Meß- und Schätzwert.

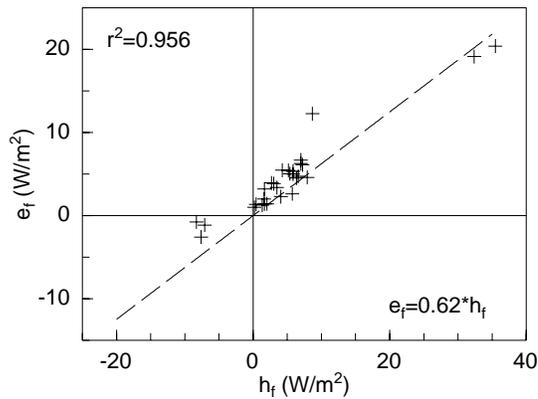
### 4.3.2 Korrelation von Wärmefluß und Feuchtefluß

Um den Fluß latenter Wärme zu messen, wurde während der Polarsternfahrt ARK XII am Meßmast ein Lyman- $\alpha$  Hygrometer in 3.8 m Höhe installiert, welches aber mehrfach (insbesondere an den beiden gezeigten Fallstudien) nicht betrieben werden konnte. Da allgemein die Messung des Flusses latenter Wärme schwieriger durchzuführen ist als die Messung des sensiblen Wärmeflusses, wird häufig nach einem Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen gesucht. Dieser wird in Form des Bowen-Verhältnisses  $B = h_f/e_f$  ausgedrückt. Es soll hier nun geprüft werden, ob dieses Konzept durch die TMS-Messungen in der Arktis bestätigt werden kann. Da die Messungen des Lyman- $\alpha$  stets in der Höhe von 3.8 m erfolgten, werden für diesen Vergleich auch die Wärmeflüsse in derselben Höhe herangezogen. Diese sind aber, wie wir gesehen haben, besonders stark durch den Untergrund beeinflusst.

An 13 Tagen konnten Messungen des Flusses latenter Wärme mit dem Lyman- $\alpha$  Hygrometer bei stehendem Schiff durchgeführt werden. Diese Meßfälle werden zunächst nach dem Typ des vorherrschenden Untergrundes (Eis oder Wasser) gruppiert und über jeweils eine halbe Stunde gemittelt. In der Abbildung 4.14 sind die über Wasser (links) und Eis (rechts) gemessenen Feuchteflüsse gegen die gleichzeitig gemessenen Wärmeflüsse aufgetragen. Beide Darstellungen folgen einer linearen Regression (gestrichelt). Die Abbildung zeigt, daß die Wärmeflüsse im Bereich zwischen  $-13 \text{ W/m}^2$  und  $+10 \text{ W/m}^2$  variieren. Eine Ausnahme mit besonders hohen Wärmeflüssen ( $+35 \text{ W/m}^2$ ) bildet der 18. August 1996, im Lee eines etwa 150 m entfernten hohen Preßeisrückens. Die gemessenen Feuchteflüsse variieren zwischen  $-3 \text{ W/m}^2$  und  $+15 \text{ W/m}^2$ , ebenfalls mit Ausnahme der Messung vom 18. August 1996. Negative, zur Oberfläche gerichtete,



**Abbildung 4.14:** Vergleich von  $e_f$  und  $h_f$ , gemessen mit der TMS in der Höhe von 3.8 m über Wasser (links) und Eis (rechts). Eine lineare Regression ist eingezeichnet (gestrichelt), die Korrelationskoeffizienten sind angegeben.



**Abbildung 4.15:** Vergleich von  $e_f$  und  $h_f$ , unabhängig vom Untergrund und für alle Fälle mit gleichem Vorzeichen. Die lineare Regression und der Korrelationskoeffizient sind angegeben.

Feuchteflüsse wurden insgesamt nur in drei Fällen gemessen.

Bei Gültigkeit der Hypothese, daß ein linearer Zusammenhang zwischen  $h_f$  und  $e_f$  existiert, wären überwiegend Werte gleichen Vorzeichens zu erwarten, was bei 29 von insgesamt 45 Fällen zutrifft. Negative Feuchteflüsse traten bei gleichzeitigen positiven Wärmeflüssen nicht auf. Häufiger finden wir positive Feuchteflüsse bei negativen Wärmeflüssen und zwar bevorzugt über Wasser, da die Ozeanoberfläche ein großes Potential für Verdunstungsprozesse darstellt. Die Regressionsgeraden sind über Eis und Wasser nahezu identisch und aufgrund des Auftretens positiver Wärmeflüsse bei negativen Feuchteflüssen vom Nulldurchgang verschoben.

Berücksichtigen wir lediglich die Werte mit gleichem Vorzeichen von  $h_f$  und  $e_f$ , so erhalten wir die in der Abbildung 4.15 unabhängig vom Untergrundtyp dargestellte Relation

$$e_f = 0.62 h_f, \quad (4.4)$$

welche für diesen Spezialfall den linearen Zusammenhang zwischen beiden Größen mit einer Korrelation von  $r^2=0.956$  bekräftigt.

## Kapitel 5

# Der Einfluß von rauhem Meereis und von Eisrücken auf die oberflächennahen turbulenten Flüsse

In Gebieten hoher Meereiskonzentration wird die Oberflächenrauigkeit weniger durch Polynjas (und damit durch die Kanten der Eisschollen), sondern vielmehr durch Eisrücken geprägt. Bereits im Kapitel 2.3.3 wurde eine Parametrisierung (Gleichung 2.41) zur Berechnung des Formwiderstandes eines Eisrückens angegeben. Vernachlässigt wird darin bisher der Einfluß diabatischer Dichteschichtung. Ferner wurde darauf hingewiesen, daß Abschattungseffekte des Windes bei dicht stehenden Eisrücken durch die von Hanssen-Bauer und Gjessing (1988) an Messungen von Nägeli (1943, 1946) angenäherte Beziehung (2.40) nur sehr grob berücksichtigt werden können.

Ziel des folgenden Kapitels ist es daher, die Gleichung (2.41) auf diabatische Schichtung zu erweitern, sowie die durchgeführten Messungen zu verwenden, um die Nägeli-Beziehung zu überprüfen. Insbesondere soll auch die Reichweite der Abschattung einzelner Rücken untersucht werden. Eine weitere Unsicherheit besteht bezüglich des verwendeten Widerstandsbeiwertes (Gleichung 2.47). Die vorliegenden Messungen sollen daher auch zur Überprüfung der in der Literatur angegebenen  $c_w$ -Werte benutzt werden.

Zur Beantwortung dieser offenen Fragen eignet sich besonders die am 13. August 1996 von Polarstern aus durchgeführte Messung im Lee eines außergewöhnlich großen Eisrückens. Die Daten dieser Studie lassen sich durch Messungen an Bühnen bei Tosens ergänzen, welche eine Verallgemeinerung auf unterschiedliche Strömungsverhältnisse und Rückenhöhen zulassen.

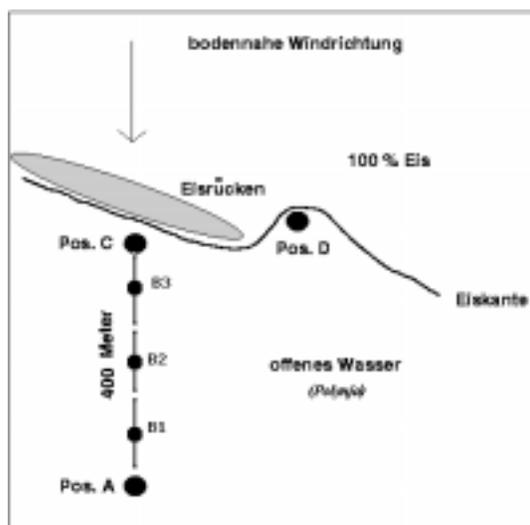
Zunächst sollen im folgenden Abschnitt die sich im Lee eines Rückens abspielenden Prozesse anhand der Schiffsmessung detailliert dargestellt werden. Diese Untersuchungen bilden die Grundlage für die im Kapitel 6 folgende Parametrisierung des von der

Atmosphäre zur Oberfläche gerichteten turbulenten Impulsflusses als Funktion der Eisrauhigkeit.

### 5.1 Eisrückenexperiment am 13. August 1996

Am 13. August 1996 wurden Messungen mit der TMS im Lee eines etwa 4.5 m hohen und mehrere hundert Meter langen Preßeisrückens vorgenommen (Abbildung 5.1). Der Preßeisrücken befand sich am Rand einer großen, in Anströmrichtung relativ glatten Eisscholle, an die eine Polynja angrenzte. Während des Experimentes wurde der Preßeisrücken annähernd senkrecht vom eisbedeckten Gebiet in Richtung Polynja überströmt. Die Messung kann in vier verschiedene Phasen unterteilt werden:

- An Position A wurde eine 25 minütige, stationäre Messung im Abstand von 420 m stromab des Preßeisrückens durchgeführt.
- Im Verlauf von Phase B bewegte sich das Schiff langsam von A nach C auf den Eisrücken zu. Am Ende der 45 Minuten dauernden Annäherungsphase war das Schiff noch etwa 20 m vom Eisrücken entfernt. Für die Auswertung wird Phase B in drei Intervalle zu je 15 Minuten unterteilt, mit mittleren Abständen von 355 m (B1), 220 m (B2) und 85 m (B3) zum Eisrücken.
- An Position C wurde in minimaler Entfernung von 20 m zum Eisrücken etwa 17 Minuten lang gemessen.
- Vor Beginn der Messung an Position D wurde das Schiff so weit seitlich versetzt, daß der Eisrücken keinen Einfluß auf das Windfeld mehr ausüben konnte. Dieser Meßort repräsentiert somit die vom betrachteten Eisrücken unbeeinflussten



**Abbildung 5.1:** Prinzipskizze des Eisrückenexperimentes am 13. August 1996. Die Positionen stationärer Messungen sind durch Punkte markiert.

Strömungsbedingungen im Luv des Hindernisses über einer Eisfläche mit nur wenigen und sehr niedrigen Rücken. Die Sichtweite betrug nicht mehr als 2 km, so daß das weitere Umfeld an Position D nicht auf das Vorhandensein anderer hoher Eisrücken überprüft werden konnte.

### 5.1.1 Die meteorologische Situation

Die meteorologischen Bedingungen während des gesamten Experimentes waren annähernd stationär mit einer nahezu neutral geschichteten Atmosphäre. Dies wird belegt durch die Zeitreihen von Windgeschwindigkeit und Lufttemperatur, gemessen durch das PODEV-System (siehe Abbildung 5.2). Der Verlauf der Windgeschwindigkeit  $u_{37}$  am 13. August 1996 zeigt, daß zwar über den ganzen Tag hinweg eine starke Variation der Werte zwischen 4 und 10 m/s auftritt. Im Zeitraum des Experimentes (in Abbildung 5.2 grau unterlegt) schwankt  $u_{37}$  aber nur um  $4.9 \pm 0.25$  m/s. Betrachtet man die TMS-Werte von  $u_{20}$  (siehe Tabelle 5.1), so findet man an den Meßpositionen A und D, die zeitlich etwa 1 Stunde auseinanderliegen, sogar eine völlige Übereinstimmung.

Weiter sind in Tabelle 5.1 die TMS-Meßwerte der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,20}$ , des Wärmeflusses  $h_{f,20}$ , der Lufttemperatur  $T_{20}$  sowie der Differenz der potentiellen Temperaturen  $\Delta\Theta = \Theta_{20} - \Theta_{3.8}$  in 20 m und 3.8 m Höhe eingetragen. Die TMS-Werte von  $h_{f,20}$  welche um einen Wert von nur  $-0.8 \pm 0.5$  W/m<sup>2</sup> schwanken, belegen ebenso wie die geringe Differenz  $\Delta\Theta$  die annähernd neutrale Schichtung.

### 5.1.2 Räumliche Variation atmosphärischer Größen, basierend auf TMS-Messungen

Die Abbildung 5.3 zeigt die von der TMS gemessenen Windgeschwindigkeiten. In halb-logarithmischer Darstellung verlaufen die Windprofile an den Positionen A und D nahezu

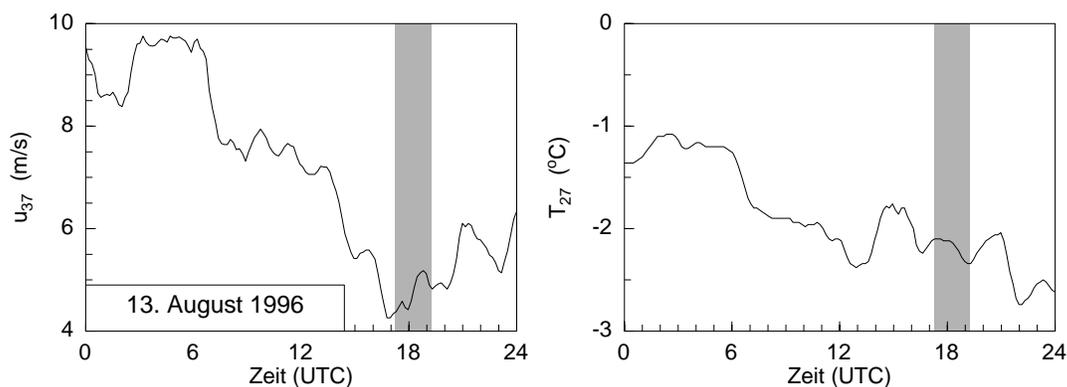
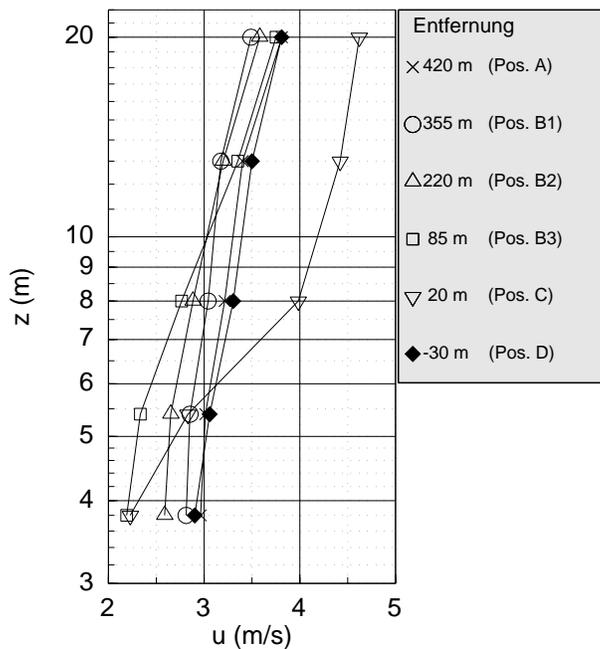


Abbildung 5.2: Zeitreihen von  $u_{37}$  und  $T_{27}$  am 13. August 1996, basierend auf Messungen des PODEV-Systems. Grau markiert ist der Zeitraum des Experimentes.

**Tabelle 5.1:** Werte der Windgeschwindigkeit  $u_{20}$ , der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,20}$ , des Wärmeflusses  $h_f$  und der Lufttemperatur  $T$  in 20 m Höhe für alle vier Phasen der TMS-Messung.  $\Delta\Theta$  steht für die Differenz der potentiellen Temperaturen zwischen 20 und 3.8 m Höhe. Für B ist ein Mittelwert über B1, B2 und B3 angegeben.

	A	B	C	D
$u_{20}$ (m/s)	3.81	3.61	4.62	3.81
$u_{*,20}$ (m/s)	0.151	0.135	0.141	0.118
$h_{f,20}$ (W/m <sup>-2</sup> )	-1.04	-1.29	-0.26	-1.26
$T_{20}$ (°C)	-1.80	-1.84	-1.82	-2.04
$\Delta\Theta = \Theta_{20} - \Theta_{3.8}$ (°C)	0.07	0.03	0.02	0.00

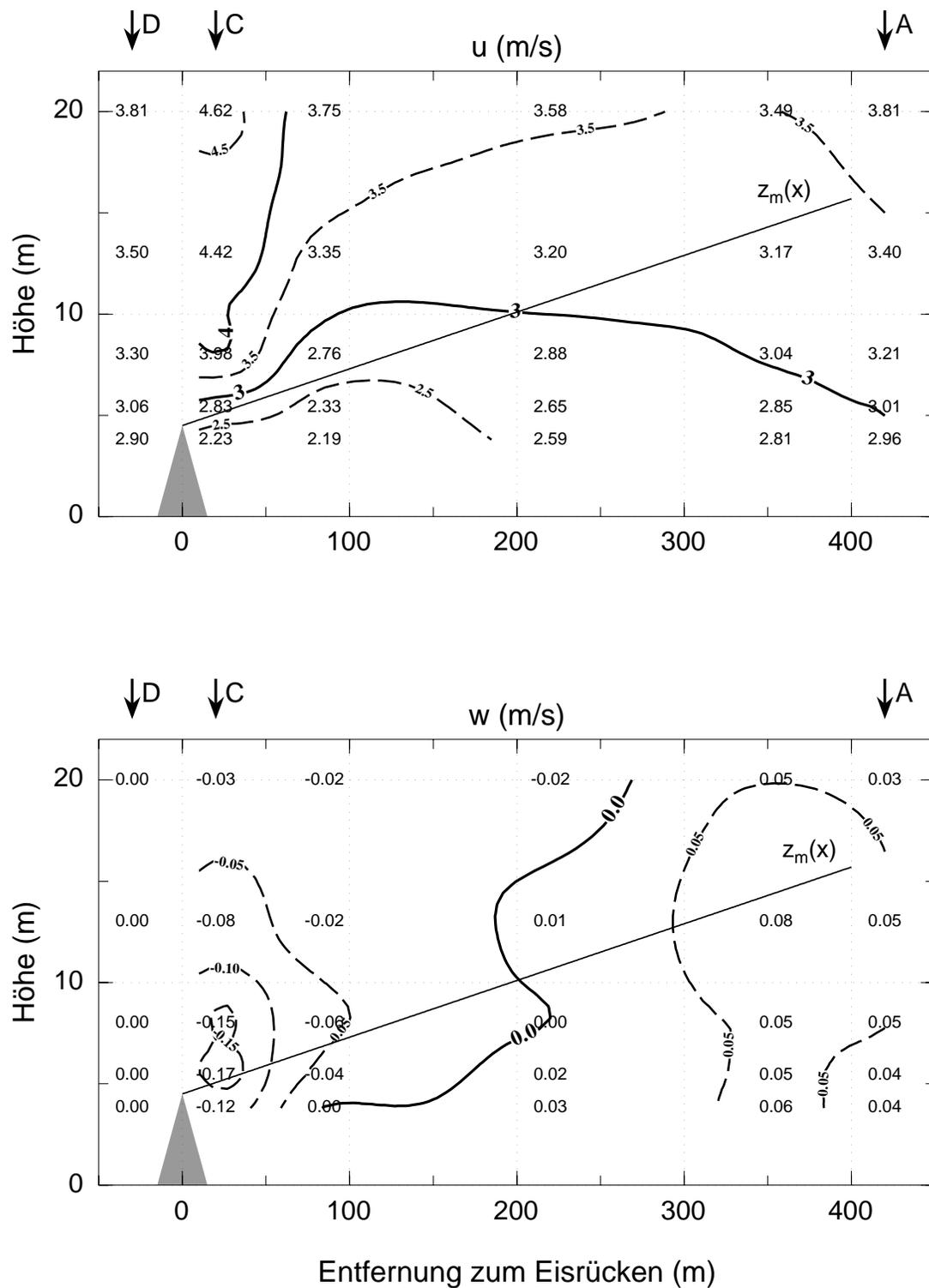


**Abbildung 5.3:** Die Vertikalprofile von  $u$  am 13. August 1996, in Abhängigkeit vom Abstand zum Eisrücken.

linear, so daß dort offenbar ein ideales logarithmisches Profil gemessen wurde. In der Position C dagegen ist die Strömung oberhalb von 6 m im Vergleich zur Referenzmessung deutlich beschleunigt. Unterhalb dieser Höhe ist die Windgeschwindigkeit geringer als an Position D. Dieser Abschattungseffekt ist auch an Position B3 aufzufinden, wenn auch bereits stark abgeschwächt. Die Messungen an den Positionen B2 und B1 zeigen unterhalb von etwa 10 m eine stetige Zunahme des Horizontalwindes, welcher an Position A wieder den Anströmwert erreicht hat.

Die Abbildung 5.4 (oben) zeigt das aus den Windmessungen an den Positionen A - D abgeleitete Feld in Isoliniendarstellung. Der Einfluß des Preßeisrückens auf die Windgeschwindigkeit wird hier besonders anschaulich. Die Beschleunigung des Horizontalwindes relativ zur Anströmgeschwindigkeit beträgt oberhalb des Rückenkamms maximal 25 % und kann selbst in der Höhe von 20 m noch nachgewiesen werden. Die Windgeschwindigkeit ist im Lee des Preßeisrückens um bis zu 25 % reduziert und hat sich 350 m stromab des Eisrückens wieder an die Referenzströmung angeglichen. In Übereinstimmung mit Messungen von Nägeli (1943, 1946) und Seginer (1975) an porösen Hindernissen tritt das Minimum der Windgeschwindigkeit nicht direkt hinter dem Hindernis auf. Deren Messungen ergeben ein Minimum des Horizontalwindes in einer Distanz der 5-fachen Hindernishöhe. Im Falle der Eisrückenmessung erreicht der Abschattungseffekt sein Maximum bei 85 m, entsprechend der 22-fachen Rückenhöhe, wobei diese Position aufgrund der Datenmittelung über 15 Minuten nicht exakt bestimmt werden kann. Der Unterschied kann durch die unterschiedliche Porösität der Hindernisse erklärt werden. Zur Wertung dieser Unterschiede ist allerdings zu bedenken, daß ein Eisrücken kein poröses Hindernis darstellt und daß bei der TMS das niedrigste Instrument in einer relativen Höhe von  $z/H_R = 0.85$  angebracht war, während beispielsweise die Messungen von Nägeli (1943, 1946) in  $z/H_R \sim 0.2$  erfolgten.

In der Abbildung 5.4 (unten) sind Isolinien des Vertikalwindes  $w$  dargestellt. An Position D wurde eine leichte, aufwärts gerichtete Vertikalkomponente des Windes gemessen, welche möglicherweise durch entfernt stehende Eisrücken initiiert wurde. Um lediglich den Einfluß des betrachteten Eisrückens auf den Vertikalwind darzustellen, werden von allen Meßwerten im Lee die Meßwerte an Position D subtrahiert, weshalb die Anströmung einen rein horizontalen Charakter mit  $w = 0$  m/s aufweist. Unmittelbar hinter dem Eisrücken existiert danach erwartungsgemäß eine abwärts gerichtete Vertikalkomponente der Strömung ( $w = -0.17$  m/s). Stromab des Eisrückens ändert  $w$  nach 200 m das Vorzeichen, so daß dort ein Bereich mit schwach aufwärts gerichteter Strömung existiert. Ein Grund hierfür kann in der Ausbildung von Leewellen liegen, allerdings weist der Betrag von  $w$  eine ähnliche Größenordnung auf wie die in Kapitel 3.3.2 ermittelte Meßgenauigkeit.



**Abbildung 5.4:** Isolinien von  $u$  (oben) und  $w$  (unten) am 13. August 1996. Die Positionen der stationären Messungen sind am oberen Rand durch Pfeile markiert. Die Gerade markiert den Anstieg des Turbulenzmaximums gemäß der Gleichung (5.1).



Die Abbildung 5.5 zeigt das zweidimensionale Feld des vertikalen turbulenten Impulsflusses  $\tau$  (oben) und der turbulenten kinetischen Energie  $tke$  (unten). Der über alle fünf Höhen gemittelte Anströmwert (Position D) des Impulsflusses beträgt  $|\tau_0| \sim 0.018 \text{ N/m}^2$ , wobei jedoch der Wert in 3.8 m um etwa 25 % geringer ist als die Meßwerte der oberen vier Höhen. Diese Abweichung übersteigt die im Abschnitt 3.3.2 ermittelte relative Genauigkeit der USAT-3 bei der Messung des Impulsflusses von 15 %. Der erhöhte Impulsfluß in den vier oberen Meßhöhen wird möglicherweise von stromauf liegenden und aufgrund diffuser Lichtverhältnisse nicht erkennbaren höheren Eisrücken hervorgerufen, deren Einfluß auf den Impulsfluß sich in 3.8 m bereits stark abgeschwächt hat, aber in den oberen Meßhöhen noch nachweisbar ist. Diese Vermutung wird auch durch die Meßwerte von  $\tau$  im Lee des Rückens bestätigt, da auch bei der vorliegenden Messung der Einfluß des Eisrückens auf  $\tau$  in den oberen Meßhöhen weiter reicht als in 3.8 m.

Im Lee des Eisrückens wird unmittelbar hinter dem Rückenamm ( $z = 5.4 \text{ m}$ ) mit  $|\tau| = 0.289 \text{ N/m}^2$  ein deutliches Maximum gemessen, welches etwa das 15-fache des Anströmwertes aufweist. Dieses Maximum steigt mit zunehmender Entfernung vom Rücken an, schwächt sich dabei rapide ab und ist 300 m hinter dem Hindernis nahezu vollständig abgebaut. Auch in der Meßhöhe von 20 m ist  $\tau$  Schwankungen unterworfen, jedoch kann hier, eingeschränkt durch die Meßgenauigkeit der USAT-3, der Einfluß des Rückens auf den Impulsfluß nicht mehr eindeutig identifiziert werden. Ein starker Einfluß des Rückens ist auch in den Feldern weiterer Größen sichtbar, wie in der Abbildung 5.5 (unten) am Beispiel der  $tke$  gezeigt ist.

Anders als bei den hier dargestellten Messungen zeigen Windkanalmessungen einer Würfelüberströmung (Bischof, 1998), daß die Höhe des Maximums des Impulsflusses im Lee mit zunehmender Entfernung vom Würfel leicht absinkt. Ein ähnliches Resultat erzielen Zhang et al. (1996) mit einem numerischen Modell der Quaderumströmung. Eine mögliche Erklärung für die Abweichungen zur hier dargestellten Messung könnten die unterschiedlichen Formen und Oberflächenstrukturen beider Hindernistypen sein. So existiert beispielsweise an quaderförmigen Hindernissen eine Abrißkante der Strömung, verbunden mit einem klar ausgeprägten Leewirbel, während ein Eisrücken eine eher halbrunde Form aufweist.

Die Höhe  $z_m(x)$  des Turbulenzmaximums kann als lineare Funktion des Abstandes  $x$  zum Eisrücken angenähert werden durch:

$$z_m(x) = a \cdot x + H_R, \quad (5.1)$$

wobei sich mit  $a_\tau = 0.035$  und  $a_{tke} = 0.021$  unterschiedliche Werte von  $a$  für  $\tau$  und  $tke$  ergeben (gestrichelte Linien in Abbildung 5.5). Über  $a_\tau$  und  $a_{tke}$  gemittelt ergibt sich  $\bar{a} = 0.028$  (durchgezogene Linie in Abbildung 5.5). Der Anstieg des Turbulenzmaximums wurde bereits in den Isolinien Darstellungen von  $u$  und  $w$  (Abbildung 5.4) eingezeichnet. Die Abbildung 5.4 zeigt, daß die Gerade (5.1) die Bereiche der stärksten

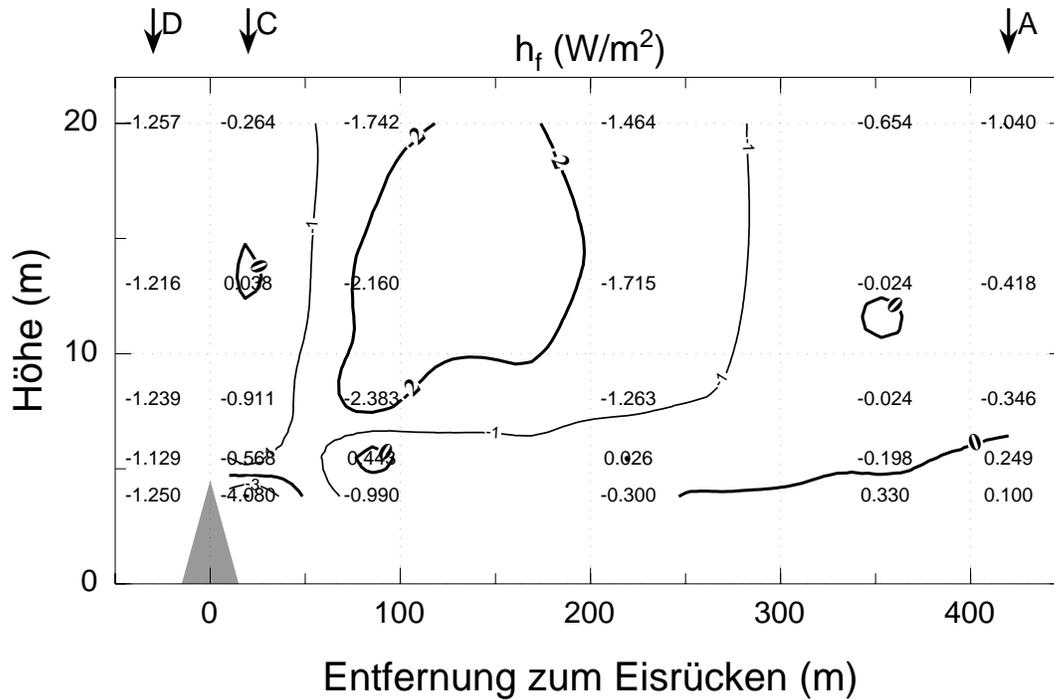


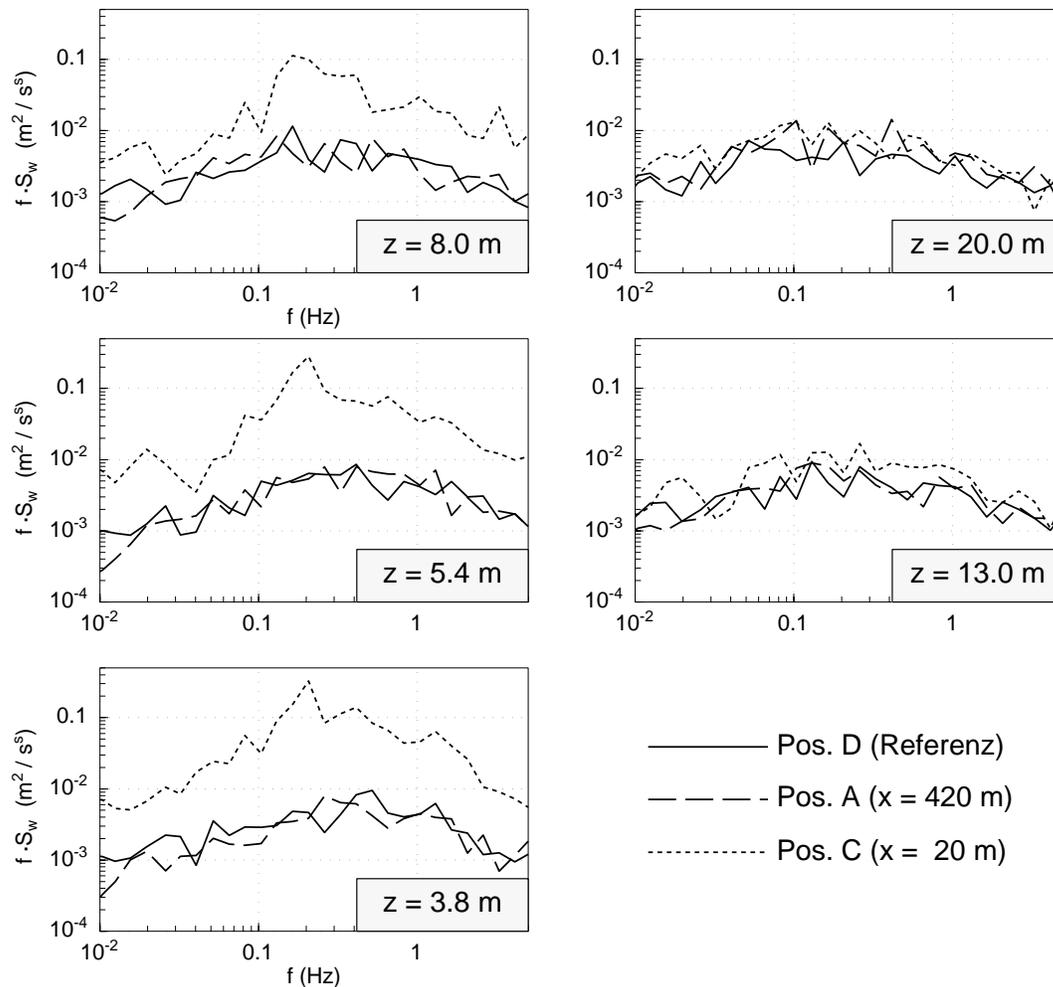
Abbildung 5.6: Isolinien des turbulenten Wärmeflusses  $h_f$  am 13. August 1996.

Vertikalbewegung miteinander verbindet, und daß sie die Grenze der Strömungsregimes mit negativer und positiver vertikaler Flußdivergenz darstellt. Dies bedeutet, daß Impuls aus der Schicht oberhalb von  $z_m(x)$  in die darunter befindliche Schicht geführt und damit der durch den Rücken oberflächennah bewirkte Abschattungseffekt kompensiert wird.

In der Abbildung 5.6 sind die Meßwerte des turbulenten Wärmeflusses für den betrachteten Meßfall dargestellt. Es wird ersichtlich, daß die Atmosphäre nahezu neutral geschichtet war, jedoch übersteigt der Betrag von  $h_f$  kaum die Meßgenauigkeit der Instrumente. Dennoch scheinen die dargestellten Isolinien qualitativ plausibel zu sein. In der Anströmung war  $h_f$  mit etwa  $-1.2 \text{ W/m}^2$  nahezu höhenkonstant. Die durch das Strömungshindernis generierte Turbulenz sorgt für eine leichte Intensivierung des nach unten gerichteten Wärmeflusses, die sich aber mit zunehmender Streichlänge der Strömung über das Wasser wieder abschwächt. In 400 m Entfernung bewirkt das offene Wasser einen leicht positiven, nach oben gerichteten Wärmefluß. Ein ähnliches Bild ergibt sich qualitativ, wenn man den in 3.8 m mit dem Lyman- $\alpha$  Hygrometer gemessenen Fluß latenter Wärme betrachtet (Tabelle 5.2). Auch hier findet eine Intensivierung des Austausches direkt hinter dem Rücken statt. Das durch  $B = h_f/e_f$  definierte Bowen-Verhältnis ist in der Tabelle 5.2 ebenfalls aufgeführt. Dieses wird häufig als konstant angenommen, um aus Messungen des sensiblen Wärmeflusses auf den latenten Wärmefluß zu schließen. Wie man sieht, weist  $B$  aber einen Vorzeichenwechsel zwischen den Positionen B1 und B2 auf, der mit dem Vorzeichenwechsel von  $h_f$  verknüpft ist.

**Tabelle 5.2:** Meßwerte von  $h_f$  und  $e_f$  sowie das resultierende Bowen-Verhältnis  $h_f/e_f$  in der Meßhöhe von 3.8 m am 13. August 1996.

Phase	D (-30 m)	C (20 m)	B3 (85 m)	B2 (220 m)	B1 (355 m)	A (420 m)
$h_f$ (W/m <sup>2</sup> )	-1.25	-4.08	-0.99	-0.30	0.33	0.10
$e_f$ (W/m <sup>2</sup> )	0.79	2.22	1.18	0.95	0.88	0.87
$h_f/e_f$	-1.58	-1.84	-0.84	-0.32	0.38	0.12



**Abbildung 5.7:** Varianzspektren der Vertikalkomponenten der Windgeschwindigkeit am 13. August 1996 für alle fünf Meßhöhen an den Positionen A, C und D.

Offenbar kann *B* über einem inhomogenem Untergrund und bei geringen Flüssen latenter und sensibler Wärme nicht als konstant betrachtet werden.

Die Varianzspektren des Vertikalwindes an den Positionen A, C und D (Abb. 5.7) belegen, daß durch den Preßeisrücken hauptsächlich in den untersten 3 Meßhöhen (linke Spalte) zusätzliche Turbulenz angeregt wird, und zwar im gesamten dargestellten Frequenzbereich. In den Höhen von 13 m und 20 m (rechte Spalte) zeigen die Spektren stromab des Hindernisses (Positionen A und C) keinen signifikanten Unterschied zur Referenzmessung an Position D. Die maximale Turbulenzenergie ist in Strukturen mit einer Frequenz von 0.2 Hz enthalten, welche bei der mittleren Windgeschwindigkeit von 3.5 m/s eine Wellenlänge von etwa 110 m aufweisen.

### 5.1.3 Räumliche Abgrenzung des Hinderniseffektes

Die Länge des vom Eisrücken beeinflussten oberflächennahen Grenzschichtbereiches kann mit Hilfe der beiden Abbildungen 5.4 und 5.5 abgeschätzt werden. Die über die Felder von  $u$  und  $\tau$  gemittelte Abschattungsdistanz beträgt etwa  $\overline{\Delta x} = 300 \text{ m} \pm 50 \text{ m}$ , beziehungsweise  $X_i = \overline{\Delta x}/H_R = 66$ . Das Aspektverhältnis ergibt sich aus:

$$A = \frac{H_R}{\overline{\Delta x}} = \frac{1}{X_i} = 0.015 \pm 0.003 . \quad (5.2)$$

Die dimensionslose vertikale Erstreckung  $H_i$  des Hinderniseffektes kann mit Hilfe der Gleichungen (5.1) und (5.2) bestimmt werden, indem die Höhe  $z_m(\overline{\Delta x})$  mit der Hindernishöhe normiert wird:

$$H_i = \frac{z_m(\overline{\Delta x})}{H_R} = \frac{\bar{a}}{A} + 1 \sim 2.87 \pm 0.39 . \quad (5.3)$$

Anzumerken ist, daß  $H_i$  nicht exakt die vertikale Ausdehnung des Hinderniseffektes beschreibt, sondern nur die Lage des Turbulenzmaximums in der Entfernung  $\overline{\Delta x}$ . Diese wird aber als maximale Reichweite des Störbereiches betrachtet, weshalb in dieser Vorstellung der durch den Formwiderstand des Hindernisses hervorgerufene Impulsfluß oberhalb von  $z_m(\overline{\Delta x})$  als vernachlässigbar betrachtet wird.

Der so definierte Einflußbereich des Eisrückens auf die oberflächennahe Strömung erstreckt sich somit über eine Fläche von  $X_i \cdot H_i = 191 \cdot H_R^2$ . Die entdimensionalisierten Größen  $H_i$  und  $X_i$  können für zukünftige Experimente als Empfehlung dienen, welcher Bereich stromab eines eisrückenförmigen Hindernisses beliebiger Höhe durch Messungen überdeckt werden sollte.

Die Abschattungsdistanz des Windfeldes durch ein eisrückenförmiges Hindernis wurde bislang lediglich von Arya und Shipman (1981) in einer Windkanalmessung untersucht ( $X_i \sim 60$ ). In der Tabelle 5.3 sind Abschattungsmessungen weiterer Autoren an anderen Hindernissen zusammengefaßt. Wenn man nur diejenigen Messungen berücksichtigt die den gesamten Abschattungsbereich erfaßt haben, so streut  $X_i$  zwischen 30 und 100, was aufgrund der vielfältigen Hindernisformen und -porositäten eine zufriedenstellende

**Tabelle 5.3:** Abschattungsmessungen verschiedener Autoren. Nicht bei allen Untersuchungen konnte der gesamte Störbereich im Lee bestimmt werden (siehe Fußnote).

	Hindernistyp	$X_i$
<b>Naturmessungen</b>		
Garbrecht et al. (1999)	Preßeisrücken ( $H_R = 4.5$ m)	66.7
Seginer (1975)	poröses Hindernis ( $H_R = 2$ m)	50.0
Nägeli (1946)	lange Baumstreifen unterschiedlicher Höhe und Bestandsdichte	60-70
Jacobs (1984)	Zaun ( $H_R = 2$ m)	$> 30.0^{1)}$
<b>Windkanalmessungen</b>		
Arya und Shipman (1981)	eisrückenförmiges Hindernis	$> 60$
Judd et al. (1996)	Windschutzzäune unterschiedlicher Porösität	$> 12.0^{1)}$
<b>Modellrechnungen</b>		
Lopez (2001)	Gebäudeüberströmung ( $H_R = 5$ m)	100
Wang und Tackle (1996)	Hindernisse unterschiedlicher Breite	$> 30.0^{1)}$

1) Hier konnte nicht die gesamte Reichweite der Störung erfaßt werden.

Übereinstimmung darstellt. Die nahezu identischen  $X_i$  bei der Eisrückenmessung und der Windkanalstudie nach Arya und Shipman (1981) erlauben die Schlußfolgerung, daß  $A = 0.015$  für ein eisrückenförmiges Hindernis möglicherweise von allgemeiner Gültigkeit ist.

Da nach den Gleichungen (2.39) und (2.41) der Formwiderstand einer Meereisfläche vom Quadrat der Anströmgeschwindigkeit abhängt, muß im Anströmprofil bei dicht ste-

henden Eisrücken die Abschattung des Windes berücksichtigt werden. Das Ensembleaspektverhältnis  $A_e = H_e/\delta x_e$ , gebildet aus den Mittelwerten der Eisrückenhöhe  $H_e$  und des -abstandes  $\delta x_e$  eines ganzen Ensembles von Eisrücken ist geeignet, um bei der Berechnung des Formwiderstandes einer Meereisfläche als Schwellenwert für das Einsetzen des Abschattungseffektes zu fungieren. Verallgemeinert man den Grenzwert  $A = 0.015$  der Einzelstudie, so ist für  $A_e < 0.015$  keine Abschattung des Windes zu erwarten.

In der zentralen Arktis werden typische Eisrückenabstände zwischen 50 m und 500 m, sowie Rückenhöhen zwischen 0.5 m und 2.0 m gemessen (Weeks et al., 1988 oder Haas et al., 1999). Unter diesen realistischen Meereisbedingungen können offenbar die Eisrücken dicht genug stehen, um eine Abschattung des Windes zu bewirken. Es wird im Kapitel 6 geklärt werden, in welchem Maße die Abschattung zu einer nennenswerten Reduzierung des Formwiderstandes führt, und welcher Abstand zwischen den individuellen Rücken hierzu tatsächlich nötig ist.

### 5.1.4 Der aerodynamische Widerstandsbeiwert von Eisrücken und Eisschollen

Der Formwiderstand eines Hindernisses hängt unter anderem von dessen Widerstandsbeiwert  $c_w$  ab. Dieser ist definiert durch

$$c_w = \frac{W}{\frac{\rho}{2} u_\infty^2 F}, \quad (5.4)$$

worin  $W$  den Strömungswiderstand des Hindernisses und  $F$  die charakteristische Bezugsfläche darstellen (siehe z.B. Schlichting und Gersten, 2000 oder Zierep, 1987). Der Staudruck  $\rho/2u_\infty^2$  am Hindernis wird häufig mittels einer als näherungsweise gleichförmig angenommen Anströmgeschwindigkeit  $u_\infty^2$  berechnet, muß aber bei Grenzschichtbetrachtungen durch das tatsächliche Windprofil ersetzt werden. Der Widerstandsbeiwert ist eine Kennzahl, die nicht von der Höhe eines Hindernisses, sondern lediglich von dessen Form abhängt. Banke und Smith (1975) zeigen aber durch Einzelmessungen an fünf unterschiedlich hohen Eisrücken, daß deren Widerstandsbeiwert vom Neigungswinkel der Flanken abhängt, welcher wiederum eine Funktion der Rückenhöhe zu sein scheint. Aus ihren Messungen leiten Banke und Smith (1975) die Gleichung (2.47) ab, welche eine Parametrisierung von  $c_w$  als Funktion von  $H_R$  erlaubt.

Aus der beschriebenen Fallstudie des vorangegangenen Abschnitts kann der Widerstandsbeiwert des 4.5 m hohen Eisrückens ermittelt werden. Interpretiert man entsprechend des Formwiderstandskonzeptes den an Position D über alle fünf Meßhöhen gemittelten Impulsfluß  $|\overline{\tau_{0,s}}| = 0.018 \text{ N/m}^2$  als Oberflächenwiderstand und den über die Höhe  $z_m(x)$  gemittelten Impulsfluß  $|\overline{\tau_{0,tot}}| = 0.079 \text{ N/m}^2$  als die Summe des durch Oberflächen- und Formwiderstand hervorgerufenen Impulsfluß, so ergibt sich für den Formwiderstandsanteil  $|\overline{\tau_{0,f}}| = |\overline{\tau_{0,tot}}| - |\overline{\tau_{0,s}}| = 0.061 \text{ N/m}^2$ . Mit der aus der Abbildung 5.3

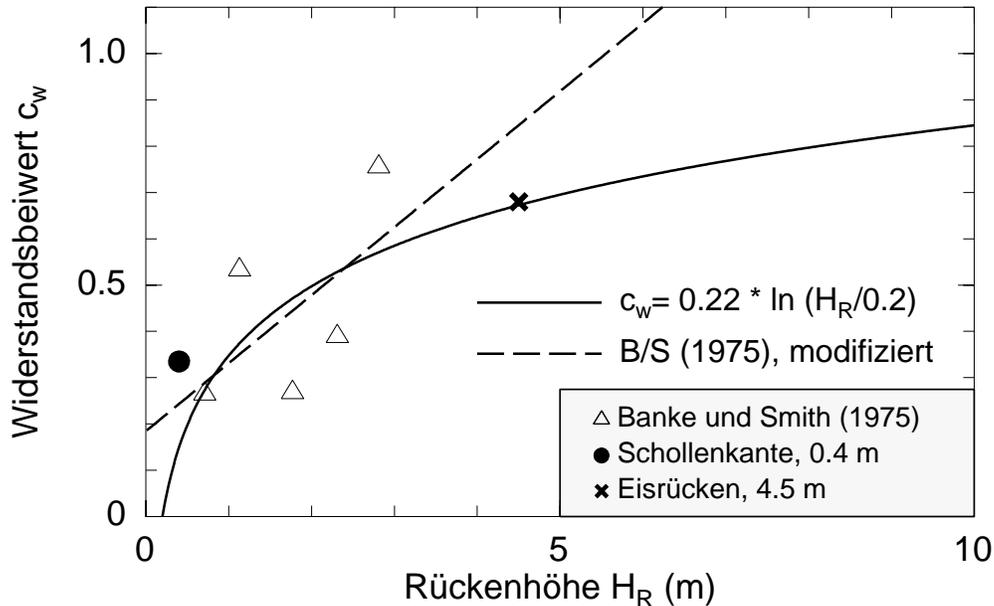
abgeschätzten Windgeschwindigkeit in Rückenhöhe von  $u_H = 3.0$  m/s und  $H_R/\Delta x = 0.015$  folgt nach der Gleichung (2.41) schließlich  $c_w = 0.68$ .

Die Darstellung dieses Wertes und der modifizierten  $c_w$  nach Banke und Smith (1975) als Funktion der Hindernishöhe zeigt, daß  $c_w$  deutlich von  $H_R$  abhängt (Abbildung 5.8). Die Abbildung 5.8 enthält ferner die von Banke und Smith (1975) erstellte lineare Ausgleichsgerade (Gleichung 2.47), deren Koeffizienten  $a_H$  und  $b_H$  aber, wie im Kapitel 2.3.3 beschrieben, modifiziert wurden. Da diese Gerade für Rücken mit  $H_R > 5.5$  m relativ hohe  $c_w > 1$  ergibt, haben Garbrecht et al. (1999) folgende empirische Näherung von  $c_w$  an  $H_R$  vorgeschlagen (in der Abbildung 5.8 ebenfalls eingezeichnet):

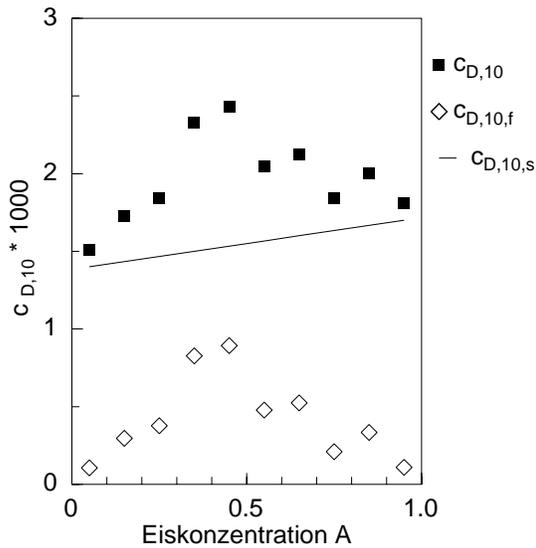
$$c_w(H_R) = 0.22 \ln \left( \frac{H_R}{0.2} \right) . \quad (5.5)$$

Die Gleichung (5.5) ergibt eine geringere Zunahme von  $c_w$  bei ansteigendem  $H_R$  als die lineare Näherung nach Banke und Smith (1975). Es muß hier aber angemerkt werden, daß die Gleichung (5.5) auf einer empirischen Anpassung an lediglich sechs individuelle Meßwerte beruht und daher durch zusätzliche Experimente überprüft werden muß.

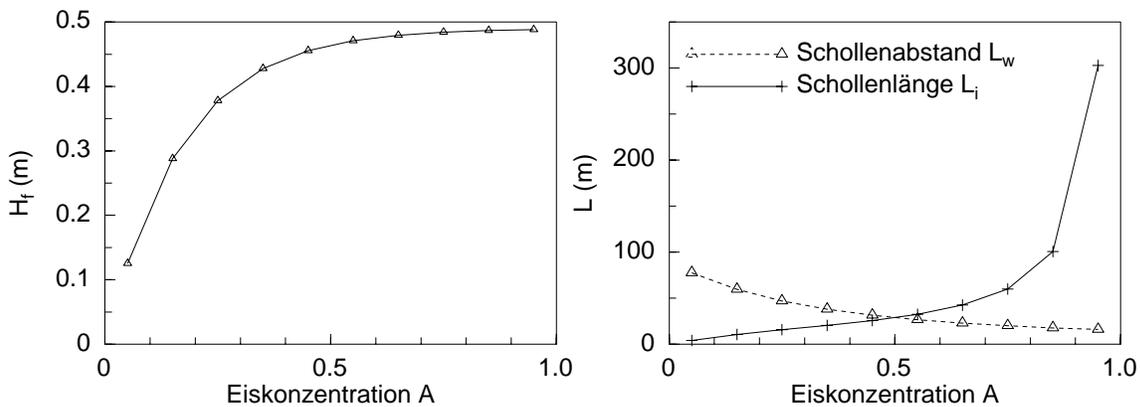
Die Abbildung 5.8 enthält ferner eine grobe Abschätzung des  $c_w$ -Wertes von Eisschollen, berechnet aus Flugzeugmessungen des Widerstandskoeffizienten  $c_{D,10}$  in der Eisrandzone, wo der Formwiderstand des Meereises in erster Linie durch die Eisschollenkanten



**Abbildung 5.8:** Die Abhängigkeit des Widerstandskoeffizienten  $c_w$  von der Hindernishöhe  $H_R$ . Die Zuordnung der Punkte ist der Legende zu entnehmen. Es sind zwei verschiedene Parametrisierungsansätze eingezeichnet.

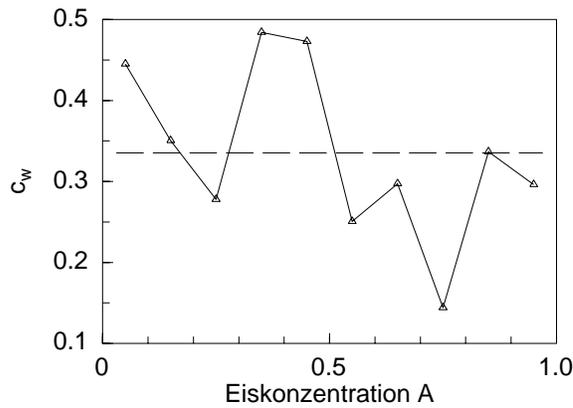


**Abbildung 5.9:** Der Impulstransferkoeffizient  $c_{D,10}$  als Funktion der Eiskonzentration, gemessen in der Eisrandzone während der REFLEX-Kampagnen (Hartmann et al., 1994). Dargestellt sind weiter die daraus abgeleiteten Werte von  $c_{D,10,s}$  (Linie) und  $c_{D,10,f}$  (Rauten).



**Abbildung 5.10:** Die empirisch bestimmte Abhängigkeit der Freibordhöhe  $H_f$  (links) sowie der Schollenlänge  $L_i$  und des Schollenabstandes  $L_w$  (rechts) von der Eiskonzentration  $A$ .

bestimmt wird. Diese Abschätzung läßt sich folgendermaßen durchführen: Die während der Kampagnen REFLEX I/II (Radiation and Eddy Flux Experiment, siehe Hartmann et al., 1992, 1994 und Kottmeier et al., 1994) gewonnenen Meßwerte von  $c_{D,10}$  sind in Abbildung 5.9 als Funktion der Eiskonzentration  $A$  dargestellt (geschlossene Symbole). Der Formwiderstandskoeffizient  $c_{D,10,f}$  für jede Eiskonzentration ergibt sich, wenn von  $c_{D,10}$  der Oberflächenwiderstandskoeffizient subtrahiert wird. Dieser wird vereinfachend als linear zunehmend angenommen von  $c_{D,10,s} \sim 1.4 \cdot 10^{-3}$  über offenem Wasser zu  $c_{D,10,s} \sim 1.7 \cdot 10^{-3}$  über geschlossenem Eis (durchgezogene Linie in Abbildung 5.9). Die Differenz  $c_{D,10,f} = c_{D,10} - c_{D,10,s}$  (offene Symbole in Abb. 5.9) ermöglicht die Berechnung des Widerstandskoeffizienten  $c_w$ , indem unter der Annahme neutraler Schichtung, höhenkonstanter Flüsse und eines logarithmischen Windprofils die Gleichungen (2.14),



**Abbildung 5.11:** Der Widerstandsbeiwert  $c_w$  von Eisschollen, als Funktion der Eiskonzentration.

(2.35) und (2.41) kombiniert werden:

$$c_w = 2 c_{D,10,f} \frac{L_i + L_w}{H_f} \left( \frac{\ln \frac{10}{z_0}}{\ln \frac{H_f}{z_0}} \right)^2. \quad (5.6)$$

Darin sind  $H_f$  die Freibordhöhe der Schollenkanten,  $L_i$  die Schollenlänge und  $L_w$  der Schollenabstand. Für die Eisbedingungen der REFLEX-Kampagnen wurden für diese Größen folgende empirische Abhängigkeiten von der Eiskonzentration  $A$  abgeleitet (Mai, 1995 und Birnbaum, 1998), welche zusätzlich in der Abbildung 5.10 dargestellt sind:

$$H_f = 0.49 (1.0 - \exp(-5.9 A)) \quad (5.7)$$

$$L_i = \frac{31 H_f}{1 - A} \quad (5.8)$$

$$L_w = \frac{1 - A}{A} L_i. \quad (5.9)$$

Mit den Gleichungen (5.6) - (5.9) und mit  $z_0 = 5.0 \cdot 10^{-4}$  m kann nun der Widerstandsbeiwert der Eisschollenkanten als Funktion von  $A$  bestimmt werden (siehe Abb. 5.11). Über alle Werte gemittelt ergibt sich  $\overline{c_w} = 0.34$ , wobei aber offenbar eine leichte Abnahme der berechneten  $c_w$  mit zunehmender Eisbedeckung auftritt. Diese Abnahme dürfte durch die bei höherer Eisbedeckung auftretenden Abschattungseffekte begründet sein, welche in der Gleichung (5.6) unberücksichtigt bleiben. Bei geringen Eiskonzentrationen ( $A < 0.5$ ), wo diese Abschattungseffekte näherungsweise vernachlässigbar sind, findet man mit  $\overline{c_w} = 0.41$  einen um 17 % höheren Wert.

### 5.1.5 Vergleich mit Modellrechnungen von Lopez (2001)

Eine Plausibilitätskontrolle der Messung am Preßeisrücken kann durch Modellsimulationen von Lopez (2001) erfolgen, der die Überströmung eines langgezogenen Gebäudes mit pyramidenförmigem Querschnitt und einer Höhe von  $H_R = 5$  m mit dem mikroskaligen Modell MITRAS (z.B. Pankus, 1999) berechnet hat. MITRAS wurde

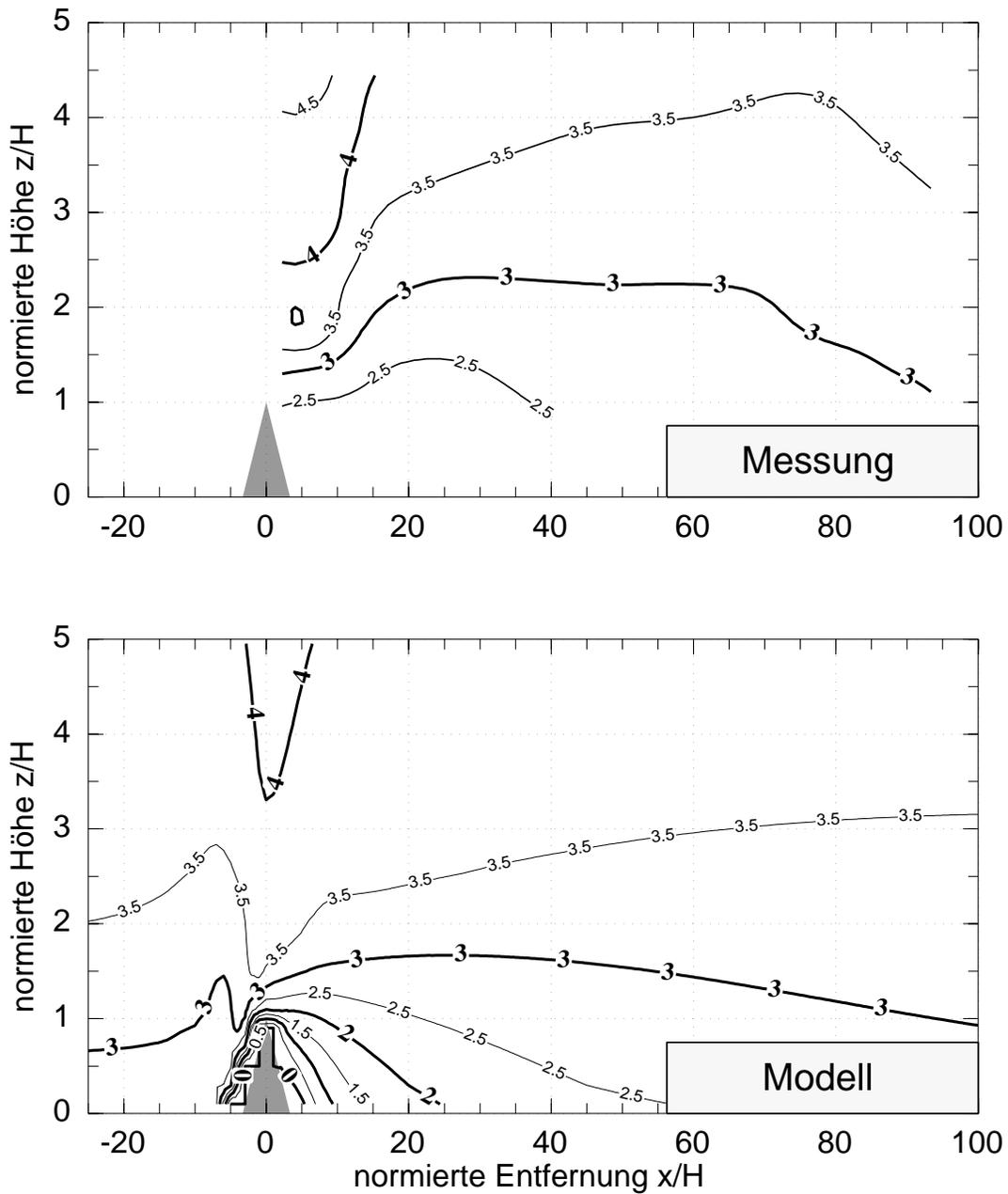
hierzu oberflächennah mit einer vertikalen Gitterweite von 1 m und horizontal mit einer Gitterweite von 5 m betrieben. Die Anströmung des Modellhindernisses wurde an die Bedingungen der Naturmessung angepaßt. Für den im folgenden beschriebenen Vergleich der Ergebnisse von Messung und Modellrechnung wurden die Hindernishöhen, die Höhe über Grund und die Entfernung zum Hindernis mit der jeweiligen Hindernishöhe normiert. Beide Hindernisse weisen dadurch eine dimensionslose Höhe  $H_{norm} = 1$  auf.

In der Abbildung 5.12 sind die Messung (oben) und das Modellergebnis (unten) der Windgeschwindigkeit dargestellt. Sowohl die Größenordnung wie auch die Position des Abschattungseffektes des Windfeldes werden gut durch das Modell beschrieben. Nur die Beschleunigung des Windfeldes wird durch das Modell geringfügig unterschätzt. Hindernisnah ( $x/H < 8$  und  $z/H < 0.6$ ) errechnet das Modell einen Bereich mit rückläufiger Strömung, welcher durch die Messung nicht erfaßt wird.

In der Abbildung 5.13 sind die Ergebnisse von Messung (oben) und Modellrechnung (unten) des Impulsflusses zur Oberfläche dargestellt. Hier ist die Übereinstimmung der Maximalwerte von  $\tau$  sehr gut. Leichte Abweichungen treten an den Randbereichen des Hinderniseffektes auf, wo die Isolinien für  $-0.04 \text{ N/m}^2$  und  $-0.02 \text{ N/m}^2$  abweichen. Zusätzlich zu den Isolinien des Impulsflusses ist die Höhe  $z_m(x)$  eingezeichnet, welche nach Gleichung (5.1) den Anstieg des Turbulenzmaximums beschreibt. Mit  $\bar{a} = 0.028$  findet man eine gute Übereinstimmung zwischen der parametrisierten Höhe  $z_m(x)$  und dem Ergebnis der Modellrechnung.

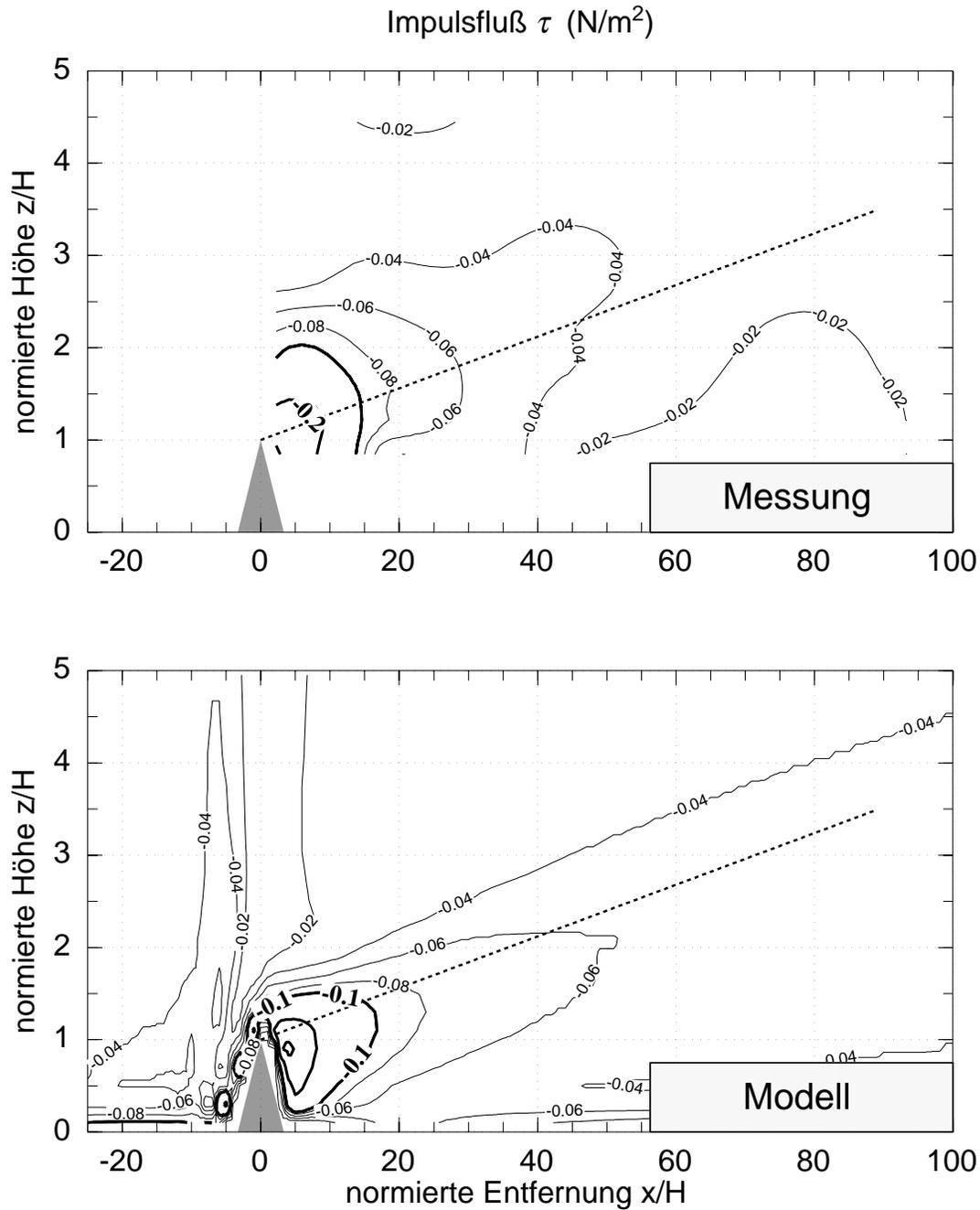
### Vergleich: Modell - Messung

Windgeschwindigkeit  $u$  (m/s)



**Abbildung 5.12:** Ein Vergleich der horizontalen Windgeschwindigkeit bei Naturmessung (oben) und Modellrechnung (unten) nach Lopez (2001). Höhen- und Abstandsangaben sind mit der jeweiligen Hindernishöhe normiert.

### Vergleich: Modell - Messung



**Abbildung 5.13:** Ein Vergleich des Impulsflusses bei Naturmessung (oben) und Modellrechnungen (unten) nach Lopez (2001). Höhen- und Abstandsangaben sind mit der jeweiligen Hindernishöhe normiert. Zusätzlich ist der Anstieg des maximalen Impulsflusses nach Gleichung (5.1) mit  $\bar{a} = 0.028$  eingezeichnet (gestrichelte Linie).

Anders als bei der Messung reicht der abgeschattete Bereich beim Modellergebnis bis zur Entfernung  $x/H=100$ , welche aber die maximale Reichweite der Modellrechnung darstellt.

## 5.2 Bühnenexperimente in Tossens

Bislang wurde die Überströmung eines Preßserrückens bei neutral geschichteter Atmosphäre untersucht. Um zu prüfen, ob die Ergebnisse dieser Untersuchung auch bei variablen Rückenhöhen Bestand haben, wurden weitere Überströmungsexperimente an Bühnen im Wattenmeer durchgeführt. Diese hatten außerdem zum Ziel, die Resultate der Eisrückenmessung auf diabatische Schichtung zu erweitern. Ergebnisse der Messungen sind im folgenden Teil dieses Kapitels dargestellt.

### 5.2.1 Das Windfeld im Lee einer Bühne

Während der Wattmessungen wurde die horizontale Reichweite des Abschattungseffektes im Lee von Bühnen bei unterschiedlichen atmosphärischen Bedingungen bestimmt. Entgegen der von Wamser et al. (1997) vorgeschlagenen Mindesthöhe für Messungen mit den USAT-3 ( $z = 1$  m) wurde auch in  $z = 0.75$  m gemessen, da sich deren Empfehlung lediglich auf Messungen turbulenter Strukturen bezieht. Weitere Messungen wurden in 1.6 und 2.6 m Höhe durchgeführt, wobei aus technischen Gründen die Anströmung mit einem USA-1 und das Windfeld im Lee der Bühne mit den USAT-3 gemessen werden mußte.

Die Ergebnisse von Abschattungsmessungen an der in Abbildung 3.10 (rechts) abgebildeten, 2.6 m hohen Bühne sind in der Abbildung 5.14 zusammengefaßt, wobei die Höhen- und Entfernungsangaben mit  $H_R = 2.6$  m normiert sind. Die Abschattung ist hier definiert durch  $u(z)/u_0(z)$ , mit den Windgeschwindigkeiten in Anströmung und im Lee,  $u_0(z)$  und  $u(z)$ . Die Kurven repräsentieren mittlere, geglättete Werte über alle Messungen desselben Schichtungstyps, welcher wie folgt durch den Quotienten  $z/L$  klassifiziert wird:

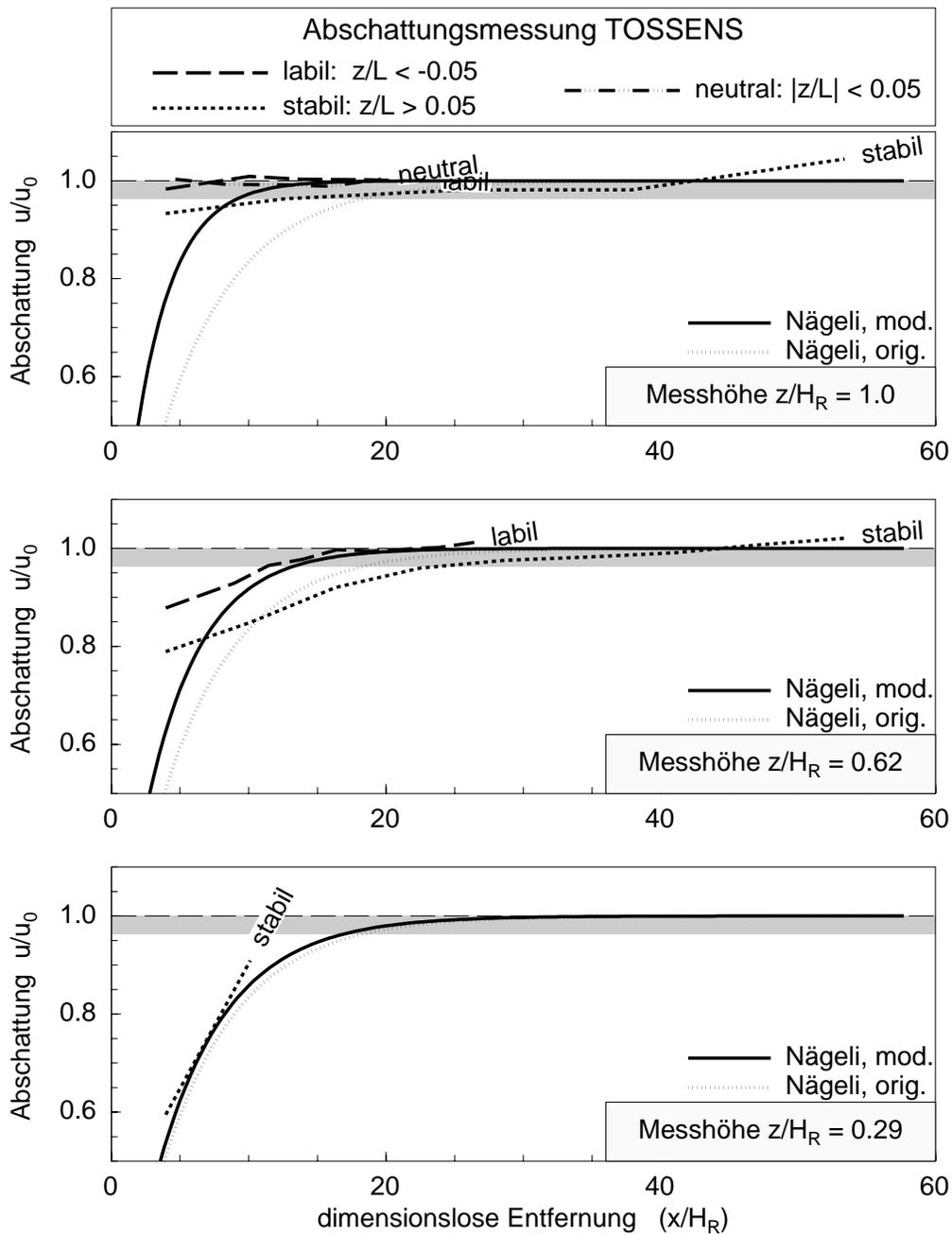
stabile Schichtung:  $z/L > 0.05$

neutrale Schichtung:  $|z/L| < 0.05$

labile Schichtung:  $z/L < -0.05$

Der in der Abbildung 5.14 grau schraffierte Wertebereich markiert die im Kapitel 3.3.2 ermittelte systematische Abweichung der Windmessung mit den USA-1- und USAT-3-Geräten (3.8 %).

Zusätzlich ist in der Abbildung 5.14 die von Hanssen-Bauer und Gjessing (1988) an die Messungen von Nägeli (1943, 1946) angenäherte Abschattungsformel (2.40)



**Abbildung 5.14:** Die Abschattung  $u(z)/u_0(z)$  im Lee der Buhne mit  $H_R = 2.6$  m in den Meßhöhen  $z/H_R = 0.29$  (unten),  $0.62$  (Mitte) und  $1.0$  (oben) sowie bei unterschiedlicher atmosphärischer Schichtung. Ferner ist Gleichung (2.40) eingezeichnet. Die Entfernungs- und Höhenangaben sind mit der Buhnenhöhe  $H_R = 2.6$  m normiert. Der grau schraffierte Bereich symbolisiert eine Abweichung um  $\pm 3.8\%$  des Anströmwertes.

ingezeichnet (nachfolgend Nägeli-Formel), welche in einigen Modellrechnungen den Abschattungseffekt im Lee von Eisschollenkanten beschreibt (z.B. Hanssen-Bauer und Gjessing, 1988, Birnbaum, 1998). Weiter enthält die Abbildung 5.14 eine modifizierte Form der Nägeli-Formel (Gleichung 5.10), deren Ableitung in den folgenden beiden Abschnitten erläutert wird.

### 5.2.1.1 Schichtungsabhängigkeit des Abschattungseffektes

Die Reichweite des Abschattungseffektes scheint schichtungsabhängig zu sein. Da nicht alle Schichtungstypen bei allen drei Meßhöhen auftraten, kann diese Hypothese nicht durch die Messungen verallgemeinert werden. In der dimensionslosen Meßhöhe  $z/H_R = 0.62$  findet man aber bei stabiler Schichtung eine höhere Reichweite des Abschattungseffektes als bei labiler Schichtung. In  $z/H_R = 1.00$  ist bei stabiler Schichtung die Reichweite des ansonsten schwach ausgeprägten Abschattungseffektes am größten. Die Wiederherstellung des Windfeldes im Lee des Hindernisses vollzieht sich also umso effizienter, je höher der turbulente Impulsfluß im Lee des Hindernisses ist. Der Einfluß der Schichtung auf die Abschattungsdistanz kann dadurch begründet werden, daß der Vertikaltransport von Impuls bei labiler Schichtung höher ist als bei neutraler und stabiler Schichtung und somit eine effizientere Wiederherstellung des Windfeldes bewirkt.

### 5.2.1.2 Höhenabhängigkeit des Abschattungseffektes

In den Höhen  $z/H_R = 0.29$  und  $z/H_R = 0.62$  wird ein signifikanter Abschattungseffekt gemessen, welcher in Übereinstimmung mit den Messungen am Preßeisrücken in der untersten Meßhöhe maximal ist. Dort ist auch die Übereinstimmung mit der Nägeli-Formel gut. In Kammhöhe des Hindernisses ( $z/H_R = 1$ ) wird dagegen nur eine geringe Abschattung gemessen, deren Größenordnung und Reichweite durch die Nägeli-Formel stark überschätzt werden. Basierend auf den Ergebnissen der in der Abbildung 5.14 dargestellten Abschattungsmessung scheint folgende Modifizierung der Nägeli-Formel sinnvoll:

$$u(x, z) = u_0(z) \cdot \left\{ 1 - \exp \left[ -0.18 \cdot \left( \frac{x}{H_R} \right) \cdot T_1 \left( \frac{z}{H_R} \right) \cdot T_2 \left( \frac{z}{L} \right) \right] \right\}, \quad (5.10)$$

worin die zusätzlich eingeführten Terme  $T_1(z/H_R)$  und  $T_2(z/L)$  die Höhen- und Schichtungsabhängigkeit der Abschattung beschreiben sollen. Für  $T_1(z/H_R)$  erzielen wir mit

$$T_1 \left( \frac{z}{H_R} \right) = 1 + \left( \frac{z}{H_R} \right)^2 \quad (5.11)$$

eine gute Übereinstimmung mit der Messung (siehe durchgezogene Linie in Abbildung 5.14). In  $z=0$  m gilt  $T_1(z/H_R)=0$ , wodurch im untersten Niveau eine Abschattung nach der ursprünglichen Nägeli-Formel erzielt wird, welche sich mit zunehmendem  $z/H_R$  im Vergleich zur Original-Formel abschwächt. Der Term  $T_2(z/L)$  kann erst durch weitere

Messungen bei diabatischer Dichteschichtung ermittelt werden und wird in dieser Arbeit grundsätzlich gleich 1 gesetzt.

### 5.2.2 Das Turbulenzfeld im Lee einer Buhne

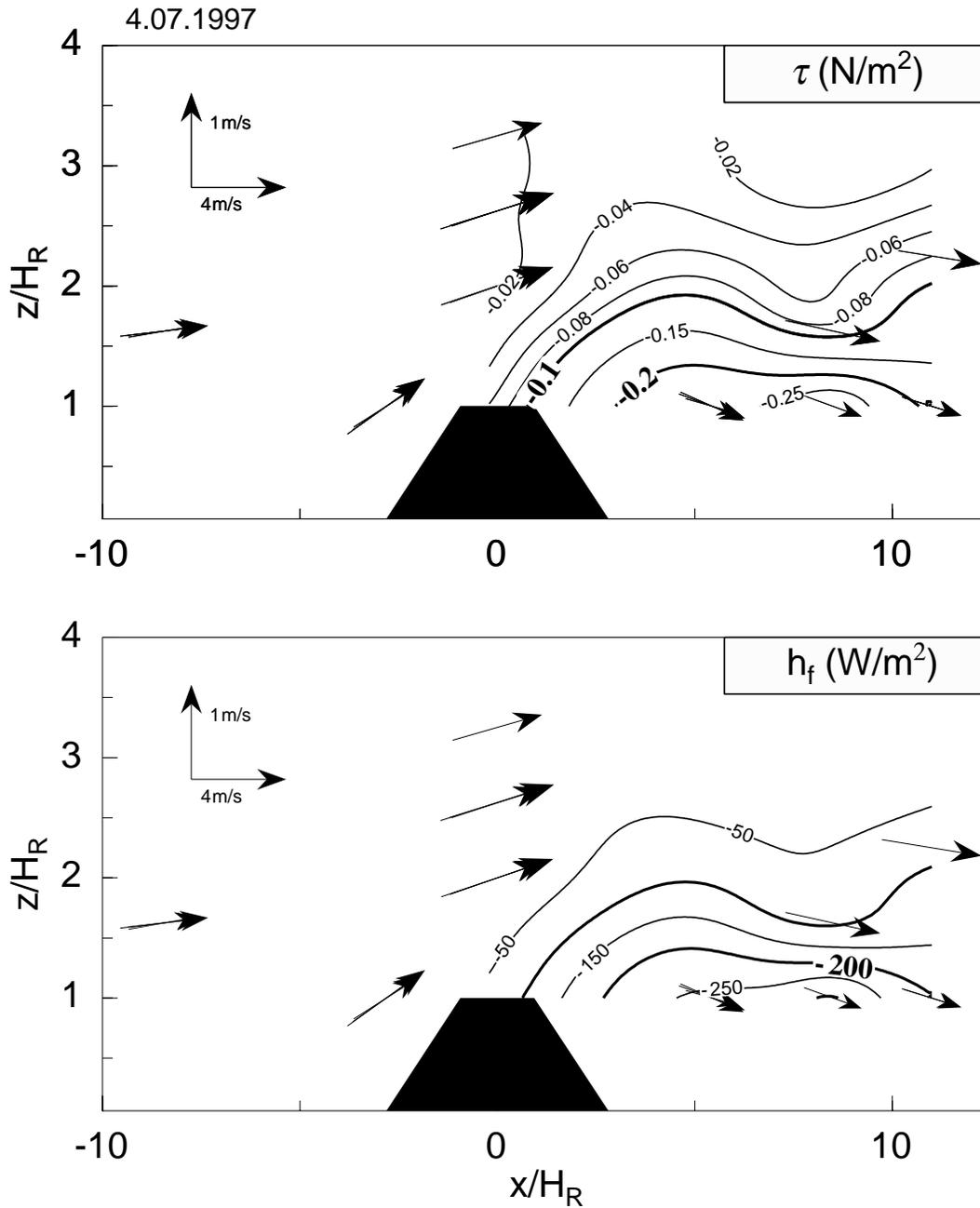
Am 4. Juli 1997 wurden Messungen im Nahfeld der in Abbildung 3.10 (links) abgebildeten, 1.6 m hohen Buhne durchgeführt. Es wurden im Zeitraum 6.10 - 9.15 Uhr unter äußerst stationären Bedingungen drei verschiedene Meßaufbauten realisiert, wobei die Anströmung 13.5 m stromauf der Buhne in 2.6 m Höhe bestimmt wurde. Da der Untergrund 20 m stromab der Buhne relativ schlickig wurde, konnte nicht der gesamte Störbereich vermessen werden. Die Messung kann aber dazu genutzt werden, das Strömungs- und Turbulenzfeld in direkter Umgebung der Buhne zu rekonstruieren. Die untere Prandtl-Schicht war am Meßtag bis auf eine oberflächennahe, etwa 2 m dicke Luftschicht stabil geschichtet, wie die Temperaturwerte in der Tabelle 5.4 belegen. Übereinstimmend mit dem Temperaturprofil finden wir oberhalb von 2 m Höhe in der Anströmung negative Wärmeflüsse, deren Intensität im Verlauf des Experimentes von zunächst  $-6 \text{ W/m}^2$  auf  $-20 \text{ W/m}^2$  zunimmt.

In der Abbildung 5.15 (oben) sind Isolinien von  $\tau$  im Nahfeld der Buhne dargestellt, wobei auch hier die Höhen- und Abstandsangaben mit der Buhnenhöhe ( $H_R = 1.6 \text{ m}$ ) normiert sind. Ferner sind Windpfeile entsprechend der links oben abgebildeten Skala eingezeichnet. Offenbar ist die Stationaritätsbedingung gut erfüllt, da die Windvektoren der Anströmung bei allen Meßintervallen nahezu identisch sind. Die Strömung weist ein durch die Buhne erzwungenes Ansteigen auf und sinkt im Lee wieder ab. Direkt oberhalb des Buhnenkammes ist die Strömung stark beschleunigt, wobei die Windgeschwindigkeit mit der Höhe wieder abnimmt. Der Impulsfluß beträgt in der Anströmung  $|\overline{\tau}| = 0.016 \pm 0.003 \text{ N/m}^2$  und weist stromab der Buhne ( $x/H_R = 8$ ) mit  $|\tau| \sim 0.27 \text{ N/m}^2$  ein ausgeprägtes Maximum auf, welches wie schon bei der Eisrückenmessung dem 16-fachen des Anströmwertes entspricht.

Auch der turbulente Wärmefluß (Abb. 5.15, unten) wird durch das Strömungshindernis stark beeinflusst. Mit  $-250 \text{ W/m}^2$  finden wir im Lee um mehr als eine Größenordnung höhere Werte als in der Anströmung. Diese Verstärkung von  $h_f$  wird durch die bodennahe

Höhe (m)	Temperatur (°C)
8	16.4
4	16.0
2	15.6
0.05	17.1

**Tabelle 5.4:** Meßwerte der Lufttemperatur am 4. Juli 1997, 9.00 Uhr in verschiedenen Höhen.



**Abbildung 5.15:** Isolinien von  $\tau$  (oben) und  $h_f$  (unten) am 4. Juli 1997. Unterlegt sind Windpfeile, entsprechend der Skala am linken oberen Rand. Höhen- und Abstandsangaben sind mit  $H_R = 1.6$  m normiert.

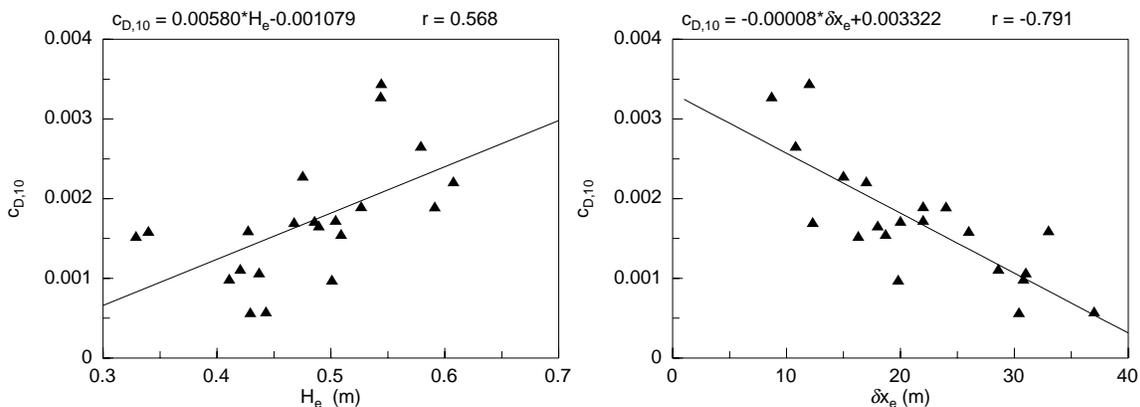
stabile Schichtung (siehe Tabelle 5.4) begünstigt, da durch die intensivierte mechanische Turbulenz warme Luft zur Oberfläche gemischt wird.

Aus dem Ergebnis der Messung kann geschlossen werden, daß der Formwiderstand des Meereises auch einen Einfluß auf die thermische Struktur der Atmosphäre ausübt. Dadurch könnten Schmelzprozesse des Eises beeinflußt werden, beispielsweise wenn im Lee eines Eisrückens aufgrund einer Erhöhung des zur Eisoberfläche gerichteten Wärmeflusses warme Luft zur Oberfläche gemischt wird. Die Bedingung hierfür ist jedoch, daß die Atmosphäre eine stabile Temperaturschichtung aufweist und daß die Lufttemperaturen im leeseitigen Störbereich über dem Gefrierpunkt liegen. Solche Wechselwirkungsprozesse dynamischer und thermischer Effekte sollten in weiterführenden Arbeiten durch numerische und experimentelle Prozeßstudien näher untersucht werden, da sich hieraus unter anderem eine Abhängigkeit des Wärmetransferkoeffizienten  $c_H$  von der Eisrauhigkeit ableiten läßt.

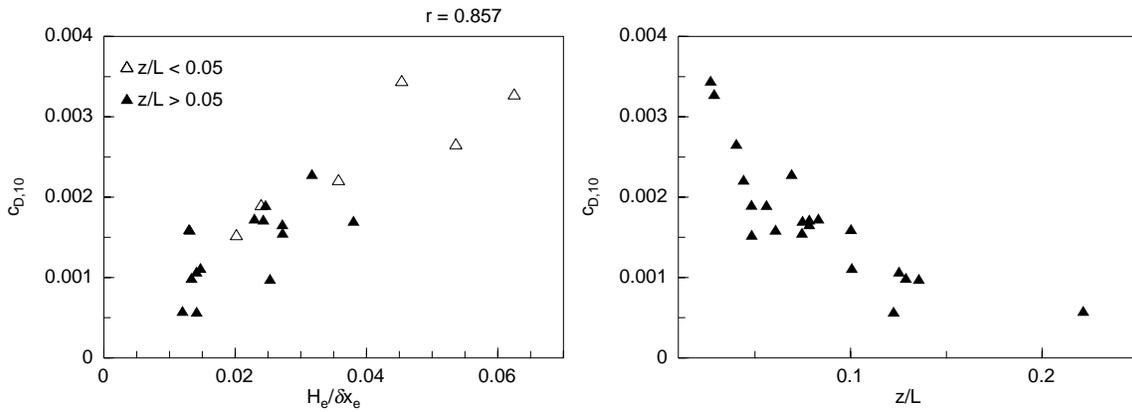
### 5.3 Fluggestützte Turbulenzmessungen mit Polar-2

Weitere Turbulenzmessungen wurden während der Kampagne ARTIST mit dem Polar-2-Flugzeug durchgeführt, wobei zeitgleiche Messungen des Transferkoeffizienten  $c_{D,z}$  in Flughöhe ( $30 \pm 5$  m) und der sich darunter befindenden Eistopographie erfolgten. Die ARTIST-Messungen werden zu Mittelwerten über jeweils etwa 12 km lange Flugabschnitte gerechnet (siehe Abschnitt 3.2.2). Mittels einer mit einem eindimensionalen Modell abgeleiteten Höhenkorrektur (Lüpkes, 2001) werden die Meßwerte von  $c_{D,z}$  und der Monin-Obukhov-Länge  $L$  auf die Höhe von 10 m bezogen.

Die von Polar-2 gemessenen  $c_{D,10}$  sind in der Abbildung 5.16 als Funktion der mittleren Rückenhöhe  $H_e$  (links) und des mittleren Rückenabstandes  $\delta x_e$  (rechts) dargestellt. Die Darstellungen enthalten die Regressionsgeraden zwischen  $c_{D,10}$  und  $H_e$  beziehungsweise zwischen  $c_{D,10}$  und  $\delta x_e$ . Mit Korrelationen von  $r=0.57$  ( $c_{D,10}$  zu  $H_e$ )



**Abbildung 5.16:** Meßwerte von  $c_{D,10}$  als Funktion von  $H_e$  (links) und  $\delta x_e$  (rechts).



**Abbildung 5.17:** Meßwerte von  $c_{D,10}$  als Funktion von  $A_e$  (links) und  $z/L$  (rechts).

beziehungsweise von  $r=-0.79$  ( $c_{D,10}$  zu  $\delta x_e$ ) ist nur eine schwache Abhängigkeit des Impulstransferkoeffizienten von  $H_e$  und  $\delta x_e$  abzuleiten. Anders verhält es sich, wenn man  $c_{D,10}$  als Funktion des Ensembleaspektverhältnisses  $A_e$  darstellt (Abb. 5.17, links). In diesem Fall findet man einen deutlichen Anstieg der Werte von  $c_{D,10}$  bei Zunahme von  $A_e$ . Unter der Annahme einer linearen Regression sind beide Größen mit  $r=0.86$  korreliert. Die Streuung der  $c_{D,10}$  in der Abbildung 5.17 (links) beruht zumindest teilweise darauf, daß  $A_e$  nur näherungsweise zur Parametrisierung geeignet ist, wie noch im Abschnitt 6.3 gezeigt werden wird. Wie man in der Abbildung 5.17 (rechts) sieht, wurden alle Meßwerte bei nahezu neutraler bis leicht stabiler Schichtung gewonnen. In dieser Darstellung streuen die Meßwerte bei ähnlichem  $z/L$  aufgrund der Variation der Eisrauhigkeit.

Berücksichtigt man nur die in der Abbildung 5.17 (links) durch offene Symbole dargestellten Meßfälle bei neutraler Schichtung ( $0 < z/L < 0.05$ ), so kann  $c_{D,10}$  als erste Näherung durch

$$c_{D,10} = 0.0395 \cdot A_e + 0.000895 \quad (5.12)$$

beschrieben werden. Aus der Gleichung (5.12) ergibt sich der Oberflächenwiderstandskoeffizient über extrem glattem Eis ( $A_e = 0$ ) zu  $c_{D,10,s} = 0.895 \cdot 10^{-3}$ , welcher nach der Gleichung (2.34) einer Rauigkeitslänge  $z_0 = 1.56 \cdot 10^{-5}$  m entspricht. Dieser Wert erscheint relativ gering, stimmt aber gut mit den Messungen von Guest und Davidson (1991) überein, die in der Framstraße, der Grönlandsee und der Barents-See minimale Rauigkeitslängen von  $2.7 \cdot 10^{-6}$  m (Eisschlamm) bis  $1.6 \cdot 10^{-5}$  m (Pfannkucheneis mit Durchmessern  $< 0.75$  m) finden.

Aus der Abbildung 5.17 (links) kann geschlossen werden, daß die Reduzierung des Horizontalwindes aufgrund des Abschattungseffektes bei dem gemessenen Ensembleaspektverhältnis von 0.06 noch keine signifikante Reduzierung des Formwiderstandes, und damit des Impulstransferkoeffizienten, bewirkt.

Die beschriebenen Messungen zeigen, daß eine Parametrisierung des turbulenten Impulsflusses von der Atmosphäre zum meereisbedeckten Ozean wesentlich von der atmosphärischen Schichtung und von den Eisrückenhöhen und -abständen abhängen muß. Ein Parametrisierungskonzept, welches diese Größen berücksichtigt, wird im Kapitel 6 vorgestellt und anhand der hier gezeigten Polar-2-Messungen, sowie weiterer TMS-Messungen über homogenem Untergrund getestet.

## 5.4 Interpretation

Aus der Zusammenschau der Eisrücken- und Bühnenmessungen wird deutlich, welche Prozesse bei der Überströmung eines eisrückenförmigen Strömungshindernisses wirksam sind. Zunächst sei der Einfluß auf das Windfeld genannt, welches in Übereinstimmung mit der Kontinuitätsgleichung vor dem Hindernis ein Aufsteigen, darüber eine Beschleunigung und dahinter ein Absinken erfährt. Stromab des Hindernisses ist oberflächennah die Windgeschwindigkeit stark reduziert. Daher ist direkt hinter dem Hindernis der vertikale Gradient des Horizontalwindes besonders hoch, wodurch am Rückenkegel eine Ablösung der Strömung, verbunden mit Wirbelbildung und ein deutlich erhöhter, zur Oberfläche gerichteter Impulsfluß hervorgerufen werden. Letzterer resultiert somit aus Formwiderstand des Hindernisses, ist proportional zum Staudruck am Hindernis und zum Widerstandsbeiwert  $c_w$  und bewirkt, daß die oberflächennahe Abschattung des Windfeldes auf Kosten des beschleunigten Bereiches oberhalb des Eisrückens kompensiert wird. Dieser vertikale Ausgleich erreicht sein Maximum in einer Höhe  $z_m(x)$ , die hier als linear mit der Entfernung ansteigend betrachtet wird. Oberhalb von  $z_m(x)$  ist die horizontale Strömung konvergent, unterhalb dieser Höhe ist sie dagegen divergent.

Entsprechend der Bernoulli-Gleichung setzt sich der Gesamtdruck vor dem Hindernis aus der Summe von Staudruck und statischem Druck zusammen, während im Lee aufgrund des reduzierten Staudruckes bei gleichbleibendem statischem Druck der Gesamtdruck geringer ist. Diese Druckdifferenz, integriert über die Hindernishöhe, kann zur Bestimmung des Widerstandsbeiwertes genutzt werden (siehe Banke und Smith, 1975).

Das bodennahe Wind- und Turbulenzfeld hat sich in der sogenannten Abschattungsstanz wieder näherungsweise an die Einströmbedingungen angeglichen. Hierzu wird das durch den Formwiderstand des Hindernisses hervorgerufene oberflächennahe Impulsdefizit durch Vertikaltransporte aus der Grenzschicht ausgeglichen. Im gezeigten Einzelfall ist das hieraus resultierende Impulsdefizit der oberen Luftschichten nicht von großer Bedeutung. Bei einer Überströmung vieler, dicht stehender Eisrücken dürfte dagegen der Impulstransport zur Oberfläche eine größere Auswirkung auf das Vertikalprofil der Windgeschwindigkeit in der Grenzschicht ausüben.

## Kapitel 6

# Parametrisierung des turbulenten Impulsflusses über Meereis

Basierend auf den Ergebnissen der beschriebenen Fallstudien wird im folgenden das Konzept zur Berechnung des Formwiderstandes von Eisrücken unter Berücksichtigung der Oberflächentopographie (Eisrücken) und der vertikalen Dichteschichtung erweitert. Dazu werden

- die atmosphärische Dichteschichtung anhand von  $z/L$ ,
- eine neue empirische Formel für den Widerstandsbeiwert (Gleichung 5.5),
- die Höhenabhängigkeit der Abschattung (Gleichung 5.10)
- und die statistische Verteilung von Eisrücken (Gleichungen 2.42 und 2.43)

verwendet.

Zur Entwicklung des Parametrisierungskonzeptes dienen die Meßdaten der TMS und die in den Abschnitten 3.2.2 und 5.3 beschriebenen Flugzeugmessungen während ARTIST.

### 6.1 Der Impulstransferkoeffizient als Funktion der Meerestopographie und der atmosphärischen Schichtung

Im Abschnitt 2.3 wurde dargelegt, daß der durch den Formwiderstand von Eisrücken hervorgerufene Impulsfluß zur Oberfläche bei neutraler Schichtung näherungsweise durch die Gleichung (2.41) berechnet werden kann (z.B. Arya, 1975). Um das Konzept auf diabatische Schichtung zu erweitern, wird die Gleichung (2.39) verwendet, die von anderen

Autoren zur Berechnung des Formwiderstandes von Schollenkanten genutzt wurde (z.B. Hanssen-Bauer und Gjessing, 1988, Birnbaum, 1998). Ersetzt man dort den Schollenkantenabstand  $L_i + L_w$  durch den Abstand der Eistrücken  $X_R$ , so erhalten wir

$$\tau_{0,f} = \frac{1}{2} c_w \rho_0 \frac{1}{X_R} \int_{z_0}^{H_f} u(z)^2 dz . \quad (6.1)$$

Die Gleichung (6.1) kann mit dem Formwiderstandsanteil in der Gleichung (2.35) kombiniert werden, woraus sich der über den Abstand  $X_R$  gemittelte Formwiderstandskoeffizient ergibt:

$$c_{D,10,f} = \frac{c_w(H_R)}{2 X_R} \frac{1}{u_{10}^2} \int_{z_0}^{H_R} u(z)^2 dz . \quad (6.2)$$

Unter der Annahme höhenkonstanter Flüsse und eines logarithmischen Windprofils in der Prandtl-Schicht kann die Gleichung (6.2) mit der Gleichung (2.14) kombiniert werden:

$$c_{D,10,f} = \frac{c_w(H_R)}{2 X_R} \frac{1}{\left[ \ln \frac{10}{z_0} - \Psi_m \left( \frac{10}{L_{10}} \right) \right]^2} \int_{z_0}^{H_R} \left[ \ln \frac{z}{z_0} - \Psi_m \left( \frac{z}{L(z)} \right) \right]^2 dz , \quad (6.3)$$

wobei angenommen wird, daß  $L_{10} \sim L(z)$ .

Die Gleichung (6.3) beschreibt den Formwiderstandskoeffizienten in 10 m Höhe, der durch parallel stehende Eistrücken der Höhe  $H_R$  hervorgerufen wird, welche alle durch den gleichen Abstand  $X_R$  getrennt sind. Bei natürlichen Meereisflächen weisen  $H_R$  und  $X_R$  aber erhebliche Variationen auf (siehe z.B. Abb. 3.8). Um diesem Umstand gerecht zu werden, betrachten wir ein Ensemble von Eistrücken mit unterschiedlichen Höhen und variablen Abständen.

Zu diesem Zweck ersetzen wir die individuellen Werte  $H_R$  und  $X_R$  durch Ensemblemittelwerte  $H_e$  und  $\delta x_e$  aller Eistrücken in dem betrachteten Gebiet. Dabei ist zu beachten, daß  $\delta x_e$  auch kleiner sein kann als der Abstand, der zur Wiederherstellung eines ungestörten logarithmischen Windprofils nach Überströmung eines Rückens nötig ist. Daher muß die Abschattung des Windfeldes berücksichtigt werden, wenn das Aspektverhältnis  $A_e = H_e/\delta x_e$  den kritischen Wert 0.015 (Abschnitt 5.1.3) überschreitet. In diesem Falle wird  $u(z)$  in der Gleichung (6.2) durch die Darstellung (5.10) ersetzt und  $x = \delta x_e$  eingesetzt.

Da die Meereisrücken überwiegend isotrop ausgerichtet sind, muß die rechte Seite der Gleichung (6.3) gemäß der Beziehung (2.48) um den Geometriefaktor  $F = 2/\pi$  reduziert werden. Somit erhalten wir für den Formwiderstandskoeffizienten:

$$c_{D,10,f} = \frac{0.22}{\pi \delta x_e} \ln \left( \frac{H_e}{0.2} \right) \left[ \frac{1}{\ln \left( \frac{10}{z_0} \right) - \Psi_m \left( \frac{10}{L} \right)} \right]^2 \int_{z_0}^{H_e} \left( \left[ \ln \frac{z}{z_0} - \Psi_m \left( \frac{z}{L} \right) \right] \right)^2 dz . \quad (6.4)$$

Die Parameter  $H_e$ ,  $\delta x_e$  und  $L(z)$  müssen aus Beobachtungen oder Modellrechnungen vorgegeben werden.

Den Oberflächenwiderstandskoeffizienten  $c_{D,10,s}$  einer glatten Eisoberfläche erhalten wir analog zu Gleichung (2.31) für die Referenzhöhe  $z = 10$  m aus:

$$c_{D,10,s} = \left[ \frac{\kappa}{\left( \ln \frac{10}{z_0} - \Psi_M \left( \frac{10}{L_{10}} \right) \right)} \right]^2. \quad (6.5)$$

Der gesamte Widerstandskoeffizient ergibt sich schließlich zu  $c_{D,10} = c_{D,10,s} + c_{D,10,f}$ .

## 6.2 Validierung des Konzeptes anhand von Messungen

Das Parametrisierungskonzept für  $c_{D,10}$  wird mit Hilfe gleichzeitiger Messungen des Impulsflusses und der Meereisstopographie überprüft. Hierzu werden die Messungen von ACSYS (TMS) sowie die bereits in den Abschnitten 3.2.2 und 5.3 beschriebenen ARTIST-Daten (Polar-2) verwendet.

Die im Abschnitt 5.3 aus Turbulenzmessungen des Polar-2-Flugzeuges abgeleitete Rauigkeitslänge einer glatten Eisoberfläche ( $z_0 = 1.0 \cdot 10^{-5}$  m) wird in den Gleichungen (6.4) und (6.5) eingesetzt. Zur Berechnung des Formwiderstandskoeffizienten werden vier unterschiedliche Ansätze genutzt, welche sich in ihrer Komplexität und im erforderlichen Rechenaufwand stark unterscheiden:

### 1. Mittlere Rückenhöhen und neutrale Schichtung

Es werden mittlere Werte der Höhe und des Abstandes der Eisrücken in die Gleichung (6.4) eingesetzt und die Dichteschichtung wird als neutral angenommen ( $\psi_m(z/L) = 0$ ).

### 2. Mittlere Rückenhöhen und diabatische Schichtung

Bei ebenfalls mittleren Werten der Höhe und des Abstandes der Rücken wird die diabatische Schichtung der Atmosphäre berücksichtigt.

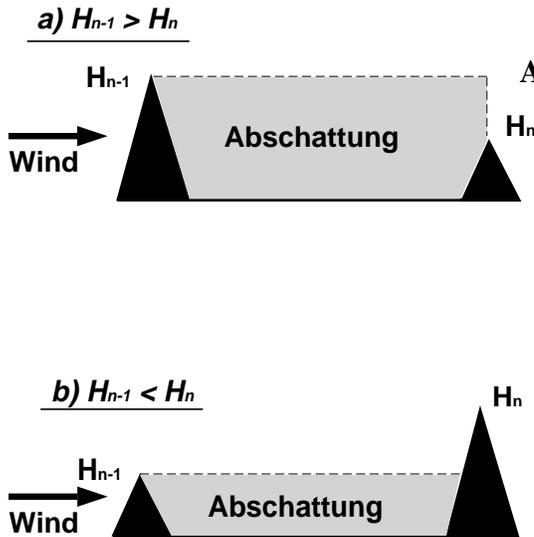
### 3. Häufigkeitsverteilung der Rückenhöhen und diabatische Schichtung

Die Häufigkeitsverteilung von  $H_R$  wird entsprechend der Gleichungen (2.42) und (2.44) aus den für jedes Meßintervall bestimmten mittleren Rückenhöhen ermittelt, wobei  $H_{R,min} = 0.2$  m gesetzt wird. Die Gleichung (6.4) muß daher zusätzlich über die Verteilungsfunktion der Rückenhöhen integriert werden. Die atmosphärische Schichtung wird berücksichtigt.

### 4. Gemessene Eistopographie und diabatische Schichtung

Der Formwiderstandskoeffizient wird basierend auf der gemessenen Eistopographie

und der atmosphärischen Schichtung berechnet. Für diesen Fall stehen nur die ARTIST-Daten vom 16. März 1998 zur Verfügung. Wir berechnen für jeden



**Abbildung 6.1:** Schema zur Fallunterscheidung des Abschattungseffektes bei dicht stehenden Rücken ( $A > 0.015$ ). Im oberen Fall wirkt die Abschattung auf den gesamten folgenden Rücken, während im unteren Fall lediglich ein Teilbereich des nächsten Eiskückens betroffen ist.

Abstand zwischen zwei Eiskügeln entlang eines Flugabschnittes nach der Gleichung (6.4) den mittleren Formwiderstandskoeffizienten. Anschließend werden alle  $c_{D,10,f}$  entsprechend der Anteile eines Eiskügelabstandes an der Gesamtflugstrecke gemittelt. Die Abschattung zwischen den einzelnen Eiskügeln wird nach der Gleichung (5.10) berechnet. Dabei wird unterschieden, ob diese über den gesamten Rücken oder nur über einen Teilbereich wirkt (siehe Abb. 6.1).

Der lokale Impulstransferkoeffizient  $c_{D,z}$  wird aus den Messungen von  $u_*$  und  $u(z)$  bestimmt und ebenso wie die Monin-Obukhov-Länge mittels einer aus einem eindimensionalen Atmosphärenmodell numerisch bestimmten Korrekturfunktion (Lüpkes, 2001) auf die Referenzhöhe von 10 m bezogen.

### 6.2.1 Formwiderstand, berechnet aus TMS-Messungen

An fünf Meßtagen wurden TMS-Messungen bei geschlossener Eisdecke und annähernd stationären meteorologischen Bedingungen durchgeführt. Für die unmittelbare Umgebung jeder Station wurden Mittelwerte von  $H_e$  und  $\delta x_e$  bestimmt (siehe Lensu et al., 1996). Die Rückenhöhen wurden mit einer Klassenbreite von 0.5 m unterteilt. In dieser Eiskügelstatistik wurden von Lensu et al. (1996) lediglich die markant hohen Eiskügel berücksichtigt, welche im Vergleich zu den kleineren Rücken von nur einigen Zentimetern Höhe einen relativ großen Abstand zueinander aufweisen.  $H_e$  und  $\delta x_e$  sind in der Tabelle 6.1 mit dem Wertebereich von  $z/L$  in der Meßhöhe sowie der Windgeschwindigkeit  $u_{10}$  für jeden Meßtag zusammengefaßt. Von den TMS-Episoden werden in der folgenden Betrachtung nur die Messungen in 8 m und 13 m Höhe herangezogen, weil die Meßwerte in 3.8 m und 5.4 m möglicherweise durch nahe liegende Eiskügel beeinflusst

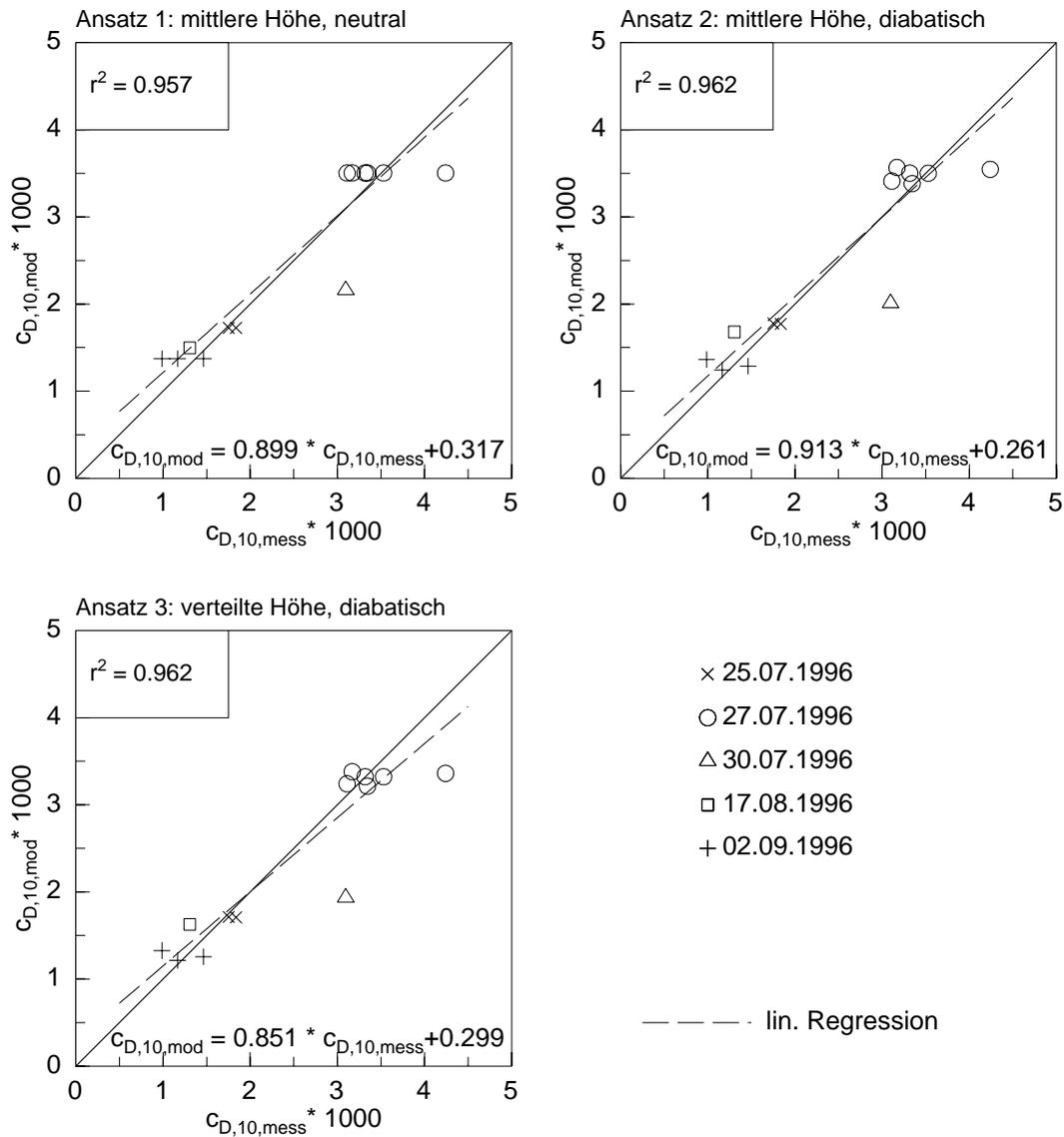
**Tabelle 6.1:** Eisbedingungen und gemittelte meteorologische Parameter der TMS-Meßfälle.

Datum	$H_e$ (m)	$\delta x_e$ (m)	$z/L$ (min/max) ( $z = 10$ m)	$u_{10}$ (m/s)
25.07.	1.50	150.0	-0.064 / -0.032	3.7
27.07.	1.50	50.0	-0.024 / 0.052	1.8
30.07.	1.00	50.0	0.056 / 0.064	3.3
17.08.	1.00	100.0	-0.592 / -0.304	1.8
02.09.	1.50	250.0	0.008 / 0.136	3.1

sind. Die Messungen in 20 m Höhe können dagegen durch Eisrücken in weiter Entfernung vom Schiff beeinflusst sein, die nicht mehr von Lensu et al. (1996) erfaßt werden konnten. Die Meßwerte werden über Klassen der atmosphärischen Schichtung gemittelt ( $\Delta z/L = 0.025$ ) und überdecken mit  $-0.59 < z/L < 0.14$  labile bis schwach stabile Bedingungen (Tabelle 6.1).

Die mit der TMS gemessenen und nach den Ansätzen 1 - 3 berechneten Impulstransferkoeffizienten sind in der Abbildung 6.2 dargestellt. Jedes Bild enthält eine lineare Regressionsgerade (gestrichelt). Die ebenfalls dargestellte Winkelhalbierende (durchgezogen) stellt die völlige Übereinstimmung von Modell und Messung dar. Die Symbole repräsentieren verschiedene Meßtage.

Nach der Abbildung 6.2 ergeben sich nur geringe Unterschiede zwischen den verschiedenen Ansätzen zur Berechnung von  $c_{D,10,f}$ . So ist der Korrelationskoeffizient in allen Fällen  $> 0.95$ . Die Regressionsgeraden weichen nur wenig von der Winkelhalbierenden ab. Demnach wird eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Transferkoeffizienten erzielt. Da alle Messungen, mit Ausnahme derjenigen am 17. August, bei nahezu neutraler Schichtung stattfanden ( $|z/L| < 0.1$ ), kann die Bedeutung der Schichtungskorrektur hier nicht eingeschätzt werden.



**Abbildung 6.2:** Berechnete und gemessene Impulstransferkoeffizienten (TMS-Meßfälle) mit Regressionsgerade (gestrichelt). Die Symbole repräsentieren verschiedene Meßtage.

**Tabelle 6.2:** Eisbedingungen und gemittelte meteorologische Parameter der Abschnitte des ARTIST-Meßfluges am 16. März 1997. Linke Seite: Flug vom Wasser zum Eis (Süd nach Nord), rechte Seite: Flug vom Land zum Wasser (Nord nach Süd).

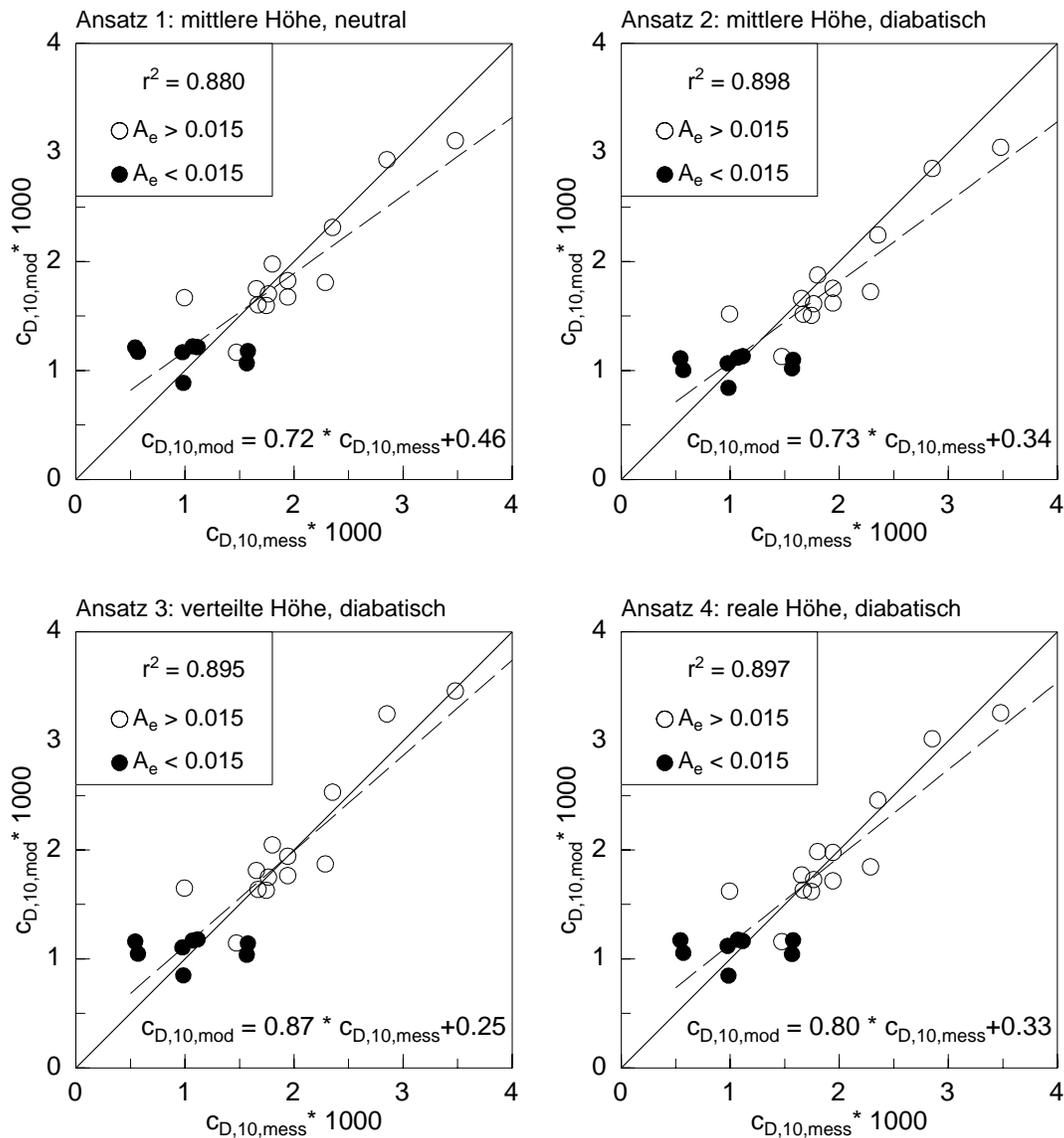
Position	Landwärts				Seewwärts			
	$H_e$ (m)	$\delta x_e$ (m)	$z/L$ ( $z = 10$ m)	$u(z)$ (m/s)	$H_e$ (m)	$\delta x_e$ (m)	$z/L$ ( $z = 10$ m)	$u(z)$ (m/s)
Süd	0.3288	16.3	0.0483	9.58	0.5242	382.5	0.0739	9.13
	0.4292	30.4	0.1224	8.60	0.3397	26.2	0.0607	9.06
	0.4107	30.8	0.1288	8.79	0.4430	37.2	0.2214	8.30
	0.4204	28.6	0.1006	9.01	0.4369	31.1	0.1253	8.47
	0.5009	19.8	0.1356	8.39	0.4273	33.1	0.1001	8.74
	0.4677	12.3	0.0748	7.22	0.4856	19.5	0.0783	9.18
	0.4894	18.0	0.0784	8.43	0.4752	14.7	0.0692	8.79
	0.5089	18.7	0.0746	8.36	0.5041	21.8	0.0831	8.87
	0.6076	17.0	0.0440	8.75	0.5911	23.6	0.0560	9.24
	0.5789	10.8	0.0403	8.41	0.5265	22.5	0.0482	9.35
Nord	0.5437	8.7	0.0287	8.31	0.5442	12.2	0.0269	10.12

### 6.2.2 Formwiderstand, berechnet aus Flugzeugmessungen

Mit den am 16. März 1997 gewonnenen Daten des in der Abbildung 3.7 skizzierten ARTIST-Meßfluges (siehe Abschnitt 3.2.2 und 5.3) kann das Konzept zur Bestimmung des Impulstransferkoeffizienten einer weiteren Überprüfung unterzogen werden. Die über jeden Teilabschnitt des Meßfluges gemittelten Parameter  $H_e$ ,  $\delta x_e$  und  $z/L$  (in  $z = 10$  m) sind zusammen mit der Windgeschwindigkeit in Flughöhe in der Tabelle 6.2 zusammengefaßt. Die Atmosphäre war während der gesamten Messung stabil geschichtet.

Die Ergebnisse für alle vier Ansätze sind in der Abbildung 6.3 dargestellt. Man erkennt aus dem Vergleich der Methoden 1 und 2, daß der Schichtungseinfluß offenbar gering ist. Dagegen erreicht man durch eine realitätsnähere Beschreibung der Eisrückenstatistik eine deutlich bessere Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Werten. Die beste Übereinstimmung erreicht man mit der Methode 3, mit einer geringen Differenz zwischen Regressionsgerade und Winkelhalbierender. Offenbar kann aber die detaillierte Behandlung der Rückenverteilung längs einer Linie (Ansatz 4) vernachlässigt werden.

In der Abbildung 6.3 erreichen die offenen Symbole für  $A_e > 0.015$  Werte bis zu  $A_e \sim 0.063$ , ohne daß ein Abschattungseffekt sichtbar wird. Um letzteren generell abzuschätzen, nehmen wir im folgenden eine spezielle Betrachtung sowohl dieses Prozesses als auch des Stabilitätseinflusses vor.



**Abbildung 6.3:** Berechnete und gemessene Impulstransferkoeffizienten (ARTIST-Meßfall) mit Regressionsgerade. Offene Symbole:  $A_e > 0.015$ .

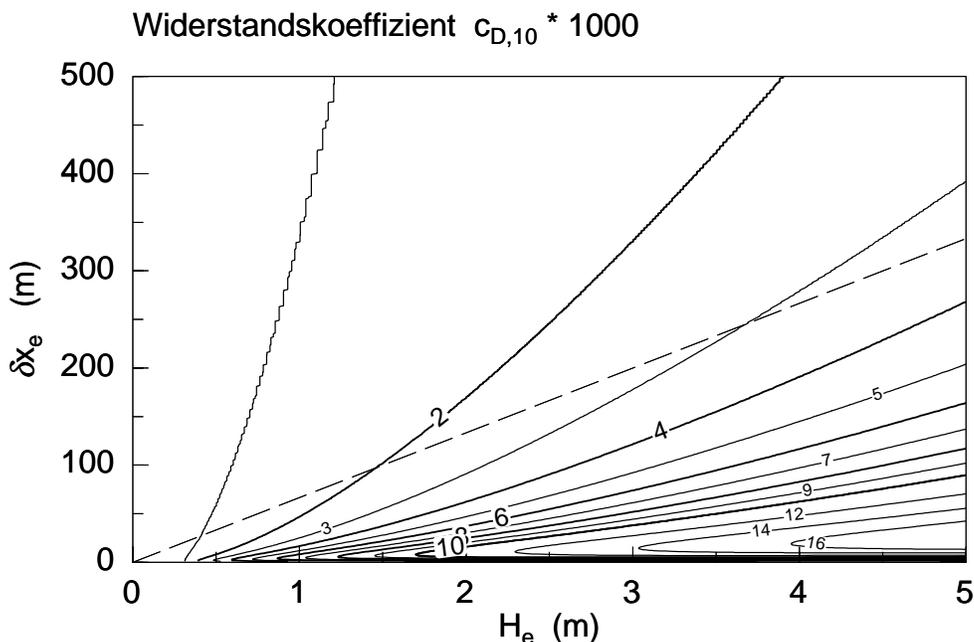
## 6.3 Sensitivitätsstudien für $c_{D,10}$

Wir verwenden die Gleichung (6.4) für den Formwiderstand, um die Abhängigkeit des Impulstransferkoeffizienten von  $H_e$ ,  $\delta x_e$  und  $z/L$  ( $z = 10$  m) im Detail zu untersuchen. Da wir gesehen haben, daß bereits die mittlere Rückenhöhe realitätsnahe Ergebnisse erbringt, werden wir im folgenden nur die Ensemblemittelwerte für  $H_e$  und  $\delta x_e$  nutzen. Die Abschätzung wird entsprechend der originalen (Gl. 2.40) und der modifizierten Nägeli-Formel (Gl. 5.10) beschrieben.

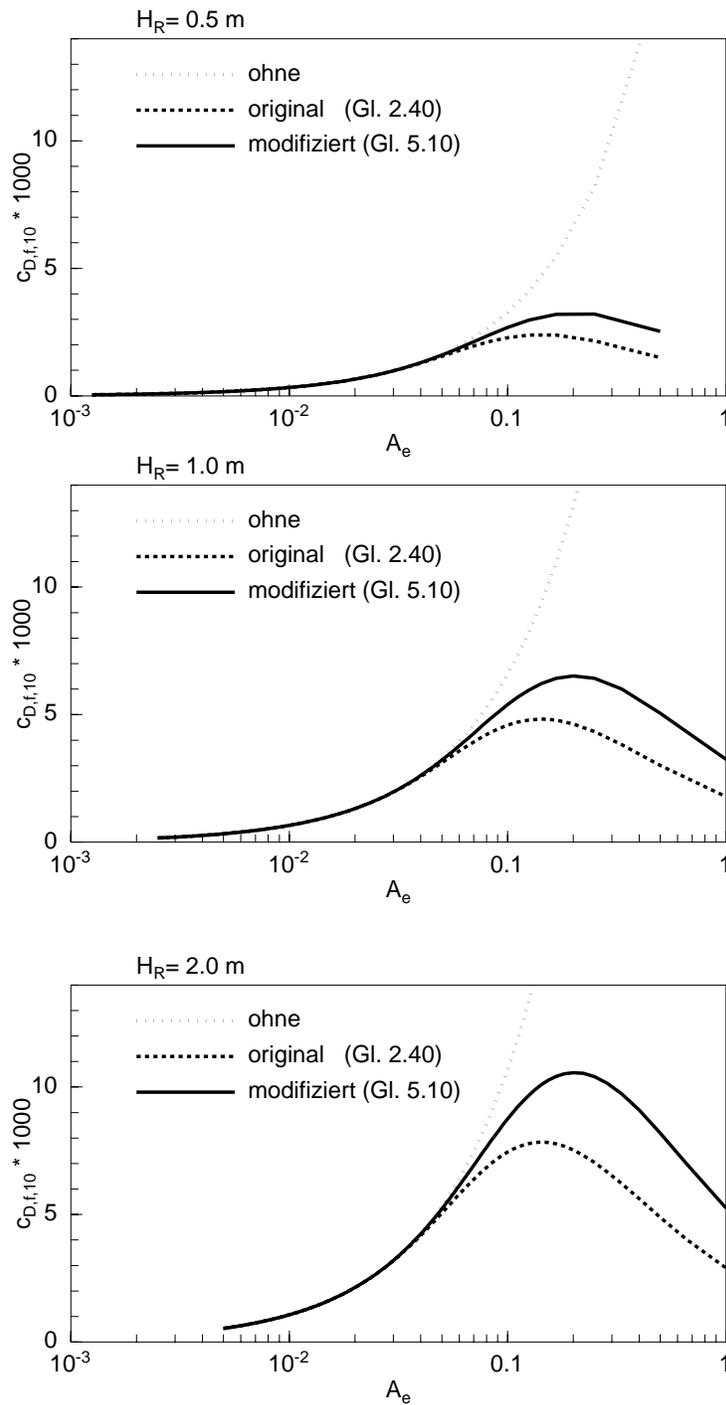
### 6.3.1 Neutrale Schichtung

In der Abbildung 6.4 ist die Summe der nach den Gleichungen (6.4) und (6.5) berechneten  $c_{D,10,s}$  und  $c_{D,10,f}$  für neutrale Schichtung als Funktion von  $H_e$  und  $\delta x_e$  dargestellt. Für den darin verwendeten Wertebereich von  $H_e$  und  $\delta x_e$  ( $H_e < 5.0$  m und  $\delta x_e < 500$  m) finden wir eine große Variation von  $c_{D,10}$ .

Für glattes Eis ohne Rücken ( $H_e < 0.2$  m) erhalten wir  $c_{D,10} \sim 0.9 \cdot 10^{-3}$ , erzwungen durch die Vorgabe der Rauigkeitslänge in der Gleichung (6.5). Werte von  $c_{D,10} \sim 16 \cdot 10^{-3}$  ergeben sich bei extrem hohen Eisrauhigkeiten ( $H_e > 4.5$  m und  $\delta x_e < 50$  m), die aber



**Abbildung 6.4:** Der Widerstandskoeffizient  $c_{D,10}$  bei neutraler Schichtung als Funktion von  $H_e$  und  $\delta x_e$ . Gestrichelte Linie: Ensemblespektverhältnis  $A_e = H_e / \delta x_e = 0.015$ .



**Abbildung 6.5:** Der Formwiderstandskoeffizient  $c_{D,10,f}$  als Funktion des Ensemble-aspektverhältnisses bei drei verschiedenen Rückenhöhen. Der Abschattungseffekt wurde vernachlässigt (Punkte) sowie durch die original (gestrichelt) und die modifizierte (durchgezogen) Nägeli-Formel gerechnet.

bislang nicht beobachtet werden konnten. Unsere berechneten  $c_{D,10}$ -Werte überdecken einen größeren Bereich als die veröffentlichten Meßergebnisse verschiedener Autoren (siehe z.B. Tabelle 4.1 bei Hofmann, 1998). Immerhin finden Guest und Davidson (1991), daß  $c_{D,10}$  in der Framstraße, der Grönlandsee und der Barents-See zwischen  $0.6 \cdot 10^{-3}$  (neu gebildetes Eis) und  $9.1 \cdot 10^{-3}$  (extrem rauhes und altes Eis) streut.

Die Wirkung von Abschattungseffekten auf  $c_{D,10}$  kann mittels der Berechnungsvorschrift für den Formwiderstand untersucht werden. In der Abbildung 6.5 ist  $c_{D,10,f}$  für Rückenhöhen von 0.5 m (oben), 1.0 m (Mitte) und 2.0 m (unten) für die Abschattungsansätze (2.40) und (5.10) als Funktion von  $A_e$  dargestellt. Zum Vergleich ist der Formwiderstand eingezeichnet, der sich unter Vernachlässigung der Abschattung ergibt und erwartungsgemäß mit steigendem  $A_e$  stetig zunimmt. Einflüsse der Abschattung werden erst für  $A_e > 0.5$ , d.h. für selten auftretende Eisrauhigkeiten, sichtbar. Für  $A_e > 0.5$  sollte dieser Effekt daher berücksichtigt werden. Die Unterschiede, die sich aus der Verwendung der beiden Ansätze (2.40) und (5.10) ergeben, haben hier nur akademische Bedeutung, zumal keine Meßwerte für Vergleiche zur Verfügung stehen. Demzufolge läßt sich für Anwendungen in Modellen folgern, daß der Einfluß der Abschattung auf den Formwiderstand zumindest bei neutraler Schichtung vernachlässigt werden kann.

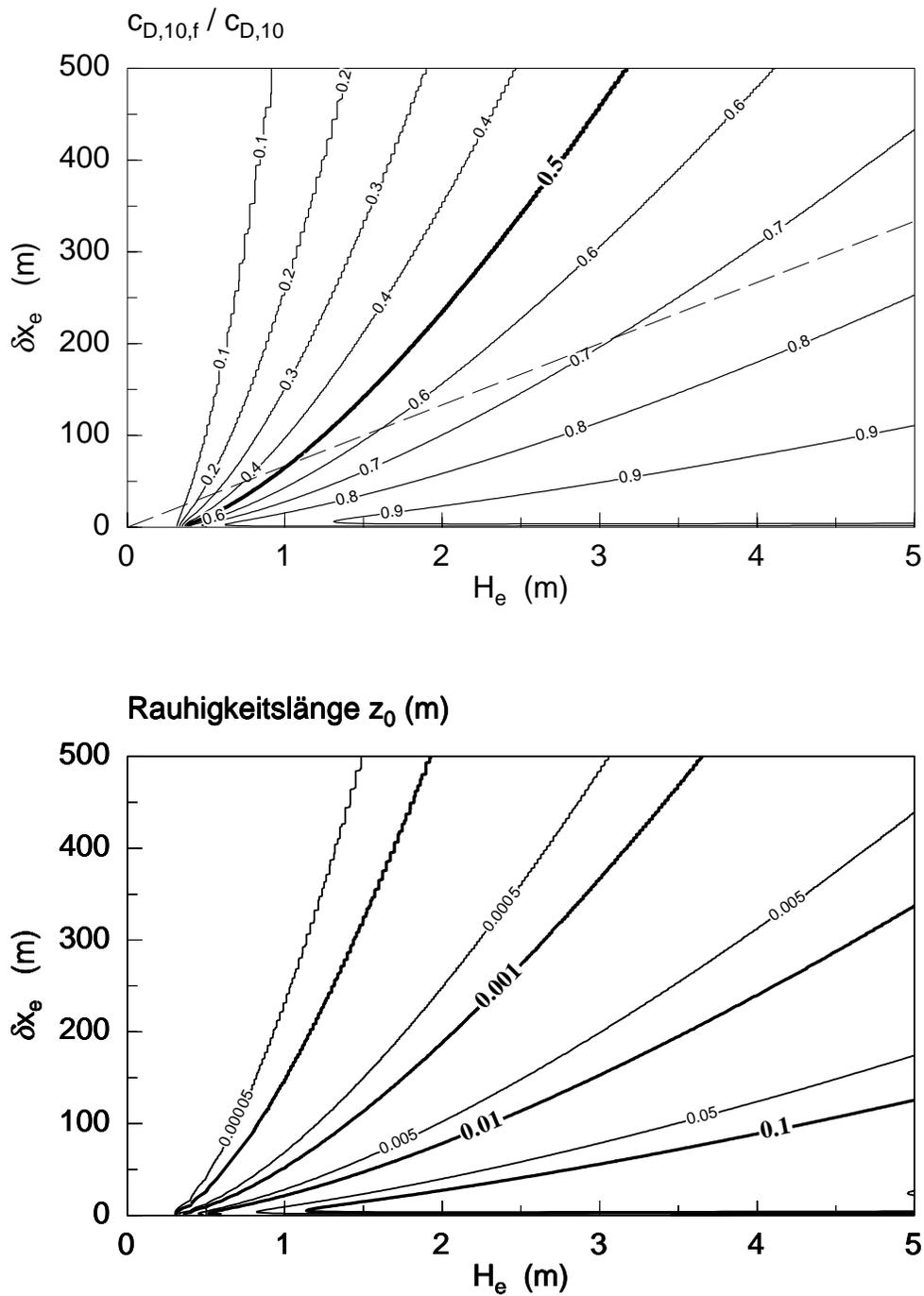
Am Beispiel des in den Abbildungen 6.4 und 6.6 (oben) gestrichelt markierten Ensembleaspektverhältnisses  $A_e = 0.015$  wird deutlich, daß  $c_{D,10}$  für feste  $A_e$ -Werte erheblich schwanken kann. Entlang der gestrichelten Linie variieren  $c_{D,10}$  zwischen  $1.0 \cdot 10^{-3}$  und  $3.5 \cdot 10^{-3}$  und der Quotient  $c_{D,10,f}/c_{D,10}$  zwischen 0.1 und 0.75. Folglich müssen für die Darstellung von  $c_{D,10}$  die Ensemblemittelwerte  $H_e$  und  $\delta x_e$  explizit bekannt sein.

Die Abbildung 6.6 (oben) verdeutlicht auch den zunehmenden Anteil des Formwiderstandes am Gesamtwiderstand mit wachsender Höhe  $H_e$  und mit abnehmendem Abstand  $\delta x_e$  der Eisrücken. Die Annahme von Dierking (1995), daß der Formwiderstand bei  $A_e = 0.007$  etwa 40 % ausmacht, wird grob bestätigt.

Häufig wird in Modellrechnungen zur Parametrisierung des Impulsflusses die Rauheitslänge  $z_0$  verwendet. Berechnen wir diese bei neutraler Schichtung über Eis formal mittels der Gleichung (2.34) aus  $c_{D,10}$ , so erhalten wir die in der Abbildung 6.6 (unten) reproduzierte Abhängigkeit von  $H_e$  und  $\delta x_e$ . Die Werte von  $z_0 < 5.0 \cdot 10^{-5}$  m (für glattes Eis) und  $z_0 > 0.1$  m (für rauhes Eis) stimmen mit den Messungen von Guest und Davidson (1991) überein, welche den Bereich  $0.27 \cdot 10^{-5}$  m  $< z_0 < 0.11$  m überdecken.

### 6.3.2 Diabatische Schichtung

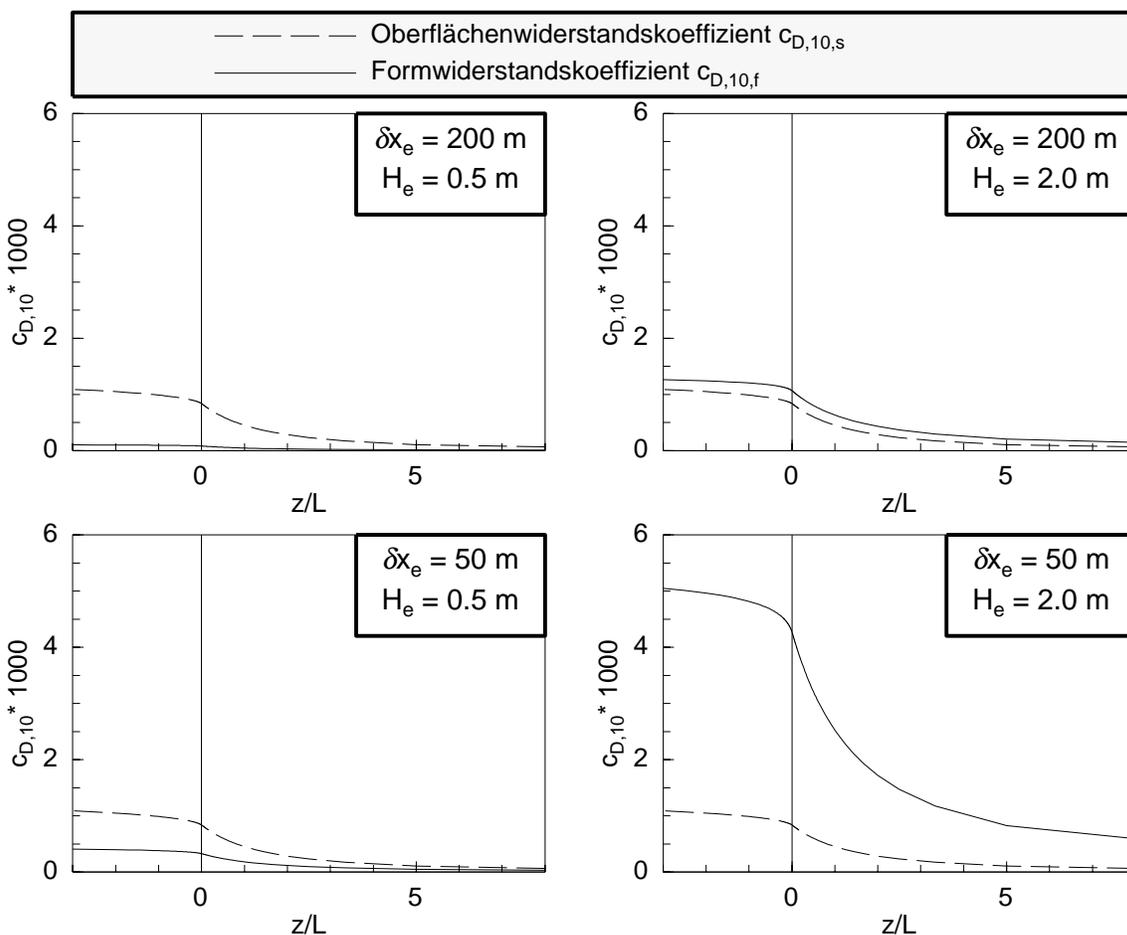
Zur Charakterisierung diabatischer Schichtung verwenden wir Werte des Stabilitätsparameters  $z/L$  zwischen -3 und +8, die für polare Breiten unter anderem von Joffre (1982),



**Abbildung 6.6:** Der Quotient  $c_{D,10,f}/c_{D,10}$  (oben) bei neutraler Schichtung und die Rauigkeitslänge  $z_0$  (unten) als Funktion von  $H_e$  und  $\delta x_e$ . Gestrichelte Linie: Ensembleaspektverhältnis  $A_e = H_e/\delta x_e = 0.015$ .

Handorf (1998) oder Hofmann (1998) angegeben werden. Nach Messungen von Weeks et al. (1988), Lensu et al. (1996) und Haas et al. (1999) werden in der Arktis mittlere Rückenhöhen zwischen 0.5 m und 2.0 m und -abstände zwischen 50 m und 500 m vorgefunden, so daß die folgende spezielle Betrachtung auf  $H_e = 0.5$  m und 2.0 m, sowie  $\delta x_e = 50$  m und 200 m beschränkt wird.

Für die vier möglichen Kombinationen von  $H_e$  und  $\delta x_e$  werden  $c_{D,10,s}$  und  $c_{D,10,f}$  als Funktion von  $z/L$  berechnet (Abb. 6.7), wobei der Oberflächenwiderstand (gestrichelt) als unabhängig von den Eisrückeneigenschaften angenommen wird. Der Formwiderstand (durchgezogen) ist ebenso wie der Oberflächenwiderstand abhängig von der statischen Stabilität, so daß auch die Summe  $c_{D,10} = c_{D,10,s} + c_{D,10,f}$  mit abnehmender Stabilität anwächst. Dieses Rechenergebnis kann durch Messungen bestätigt werden (z.B. Joffre, 1982).



**Abbildung 6.7:** Der Oberflächenwiderstandskoeffizient  $c_{D,10,s}$  (gestrichelt) und der Formwiderstandskoeffizient  $c_{D,10,f}$  (durchgezogen) bei variabler Schichtung und jeweils zweier Werte von  $H_e$  (0.5 m und 2.0 m) und  $\delta x_e$  (50 m und 200 m).

Die Ursache für die Zunahme des Formwiderstandes mit abnehmender Stabilität ist plausibel, da bei der Berechnung des Formwiderstandskoeffizienten nach der Gleichung (6.2) das bodennahe Windprofil eingeht, dessen vertikaler Gradient sich mit abnehmender Stabilität abschwächt, so daß die Windgeschwindigkeit mit der Höhe dann stärker schneller zunimmt. Damit wächst auch der Staudruck auf den Eisrücken in gleicher Weise.

Da die uns verfügbaren Messungen in der sommerlichen Arktis nur eine nahezu neutrale Dichteschichtung repräsentieren, erlauben sie keine Überprüfung der zuletzt vorgenommenen formalen Betrachtungen. Um diese beträchtliche Lücke zu schließen, sind Messungen gegen Ende des Winters bei niedrigen Lufttemperaturen wünschenswert, um vor allem die Bedeutung stark labiler Schichtungsbedingungen zu erfassen.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit steht die Auswertung schiffsgebundener Messungen in der polaren atmosphärischen Grenzschicht. Sie wurden während des Polarstern-Fahrtabschnittes ARK XII als Beitrag zur Arctic Climate System Study (ACSYS) zwischen dem 25. Juli und 5. September 1996 in der Laptev- und der Kara-See durchgeführt und sind somit repräsentativ für die sommerliche zentrale Arktis. Einen besonderen Schwerpunkt bilden Prozeßstudien, wobei speziell der Einfluß von Inhomogenitäten des Untergrundes (Polynjas und Preßeisrücken) studiert werden sollte. Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse stützen sich auf Messungen, die einerseits bei sehr langsamer Drift des Schiffes durch Polynjas und andererseits an fester Position über Eis oder Wasser in der Umgebung von Polynjas und Eisrücken durchgeführt wurden.

Aufgrund der sommerlichen Verhältnisse wurden während der meisten Tage nur geringe Temperaturgegensätze zwischen der Atmosphäre und dem Untergrund vorgefunden, so daß die oberflächennahe Luftmasse nahezu thermisch neutral geschichtet und die Wärmeflüsse nahe Null waren. Insgesamt konnten 16 Meßfälle verwendet werden, mittels derer sich der Einfluß des Untergrundes auf den turbulenten Austausch von Impuls, Wärme und Wasserdampf untersuchen ließ. Die Turbulenzmeßanlage am Bugkran von Polarstern hat sich hierzu als geeignete Plattform erwiesen, da anhand von Fehlerbetrachtungen kein signifikanter Einfluß des Schiffskörpers auf die Datenqualität erkennbar ist. Nur die Windmessung in 20 m Höhe weist bei nahezu allen Messungen über homogenem Untergrund einen im Vergleich zum logarithmischen Windprofil um etwa 10 Prozent erhöhten Wert auf. Die Ursache für diesen Befund konnte nicht eindeutig aufgeklärt werden.

Anhand der Polynja-Studien wird gezeigt, daß die atmosphärische Strömung beim Übergang von Eis zu Wasser, d.h. von höherer zu geringerer Oberflächenrauigkeit, beschleunigt wird. Beim Übergang von Wasser zu Eis wird die Strömung dagegen durch den höheren Widerstand des Meereises abgebremst. Thermisch wirkt das Eis als

Isolator, welcher den Wärmeaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean abschwächt. Dementsprechend wird ein bemerkenswerter Wärmefluß nur über offenen Wasserflächen beobachtet. Der Meßfall vom 9. August 1996, mit stabiler Schichtung über Wasser und neutraler Schichtung über Eis, kann mit dem Atmosphärenmodell METRAS qualitativ gut rekonstruiert werden.

Eine Prozeßstudie zur Überströmung eines 4.5 m hohen Preßeisrückens bei neutraler Schichtung liefert qualitative und quantitative Informationen zur Hindernisüberströmung. Der Widerstand des Hindernisses bewirkt eine Störung des Windfeldes, die von einer Beschleunigung oberhalb und einer Geschwindigkeitsreduktion im Lee des Eisrückens unterhalb einer durch ein Turbulenzmaximum charakterisierten Höhe geprägt ist. Die Wiederherstellung des ungestörten Windfeldes hinter dem Rücken wird durch einen konvergenten vertikalen Impulstransport bewirkt, der proportional ist zum Staudruck am Hindernis. Aus den Messungen läßt sich der Widerstandsbeiwert  $c_w$  des Eisrückens abschätzen. Unter Verwendung weiterer Werte von Banke et al. (1980) wird eine neue empirische Formulierung des  $c_w$ -Wertes als Funktion der Rückenhöhe vorgeschlagen. Anhand zusätzlicher Prozeßstudien an preßeisrückenförmigen Hindernissen im Wattenmeer, den sogenannten Buhnen, kann die Höhenabhängigkeit der Abschattung des Windfeldes im Lee von Preßeisrücken untersucht werden.

Zur Parametrisierung des turbulenten Impulsflusses über Meereis nutzen wir das auf Überlegungen von Schlichting (1936) basierende Formwiderstandskonzept. Dieses Konzept stellt den zur Oberfläche gerichteten turbulenten Impulsfluß als Summe des Strömungswiderstandes der glatten Oberfläche (Oberflächenwiderstand) ohne Hindernisse und des Druckwiderstandes einzelner Strömungshindernisse (auch Formwiderstand) dar. Die Darstellung des Formwiderstandes von Eisrücken wird mit Hilfe der neuen Parametrisierung des Widerstandsbeiwertes und unter Berücksichtigung der Abschattung zunächst für adiabatische Schichtung erweitert und dann auf diabatische Verhältnisse übertragen.

Das so gefundene Konzept wird anhand von Messungen vom Schiff und vom Flugzeug mit verschiedenen Berechnungsansätzen überprüft, wobei die Verwendung von Ensemblemittelwerten der Eisrückenhöhen und -abstände zur Beschreibung der Meeresstopographie eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Berechnung erbringt. Da während der Polarsternfahrt ARK XII nur geringe Abweichungen der vertikalen Dichteschichtung vom neutralen Zustand vorgefunden wurden, lassen sich über den Schichtungseinfluß auf die Austauschvorgänge keine belastbaren Aussagen ableiten. Wünschenswert ist daher die Überprüfung des Konzeptes für die Bedingungen der winterlichen Arktis, wozu weitere Messungen bei diabatischer Dichteschichtung erforderlich sind.

Das Parametrisierungskonzept ist auch auf die Bestimmung des Impulsflusses in der ozeanischen Deckschicht an der Meereisunterseite übertragbar, wenn die Abstände und Höhen der Eisrücken in Gleichung (6.4) durch die entsprechenden Verteilungsparameter der Eiskiele ersetzt werden. Messungen dieser Größen (z.B. Wadhams et al., 1985, Wadhams und Davy, 1986 oder Bourke und Garrett, 1987) lassen sich an der Meereisunterseite schwerer realisieren als auf der Oberfläche, so daß häufig angenommen wird, daß Eiskiele im Mittel etwa die 4-fache vertikale Erstreckung von Eisrücken aufweisen (Kovacs, 1983). Bei der Übertragung des Konzeptes auf den Impulstransfer der Meereisunterseite muß aber berücksichtigt werden, daß der Widerstandsbeiwert  $c_w$  von der Dichte des Meerwassers abhängt.

Offenbar ist die Kombination von Oberflächen- und Formwiderstand gut geeignet, um den Impulstransfer zwischen der atmosphärischen Grenzschicht und dem teilweise eisbedeckten Ozean realitätsnah zu beschreiben. Die Anwendung dieses Konzeptes in numerischen Zirkulations- und Klimamodellen setzt allerdings Informationen über die Konzentration und die Deformation des Meereises voraus. Geeignete Daten können aus Satellitenmessungen abgeleitet (z.B. Haas et al., 1999) oder mit Hilfe komplexer Meereismodelle (z.B. Steiner, 1998) gewonnen werden.

# Literatur

- Andreas, E. L. und B. Murphy (1986). Bulk transfer coefficients for heat and momentum over leads and polynyas. *J. Phys. Oceanogr.* 16(11), 1875–1883.
- Arya, S. P. S. (1973). Contribution of form drag on pressure ridges to the air stress on Arctic ice. *J. Geophys. Res.* 78(30), 7092–7099.
- Arya, S. P. S. (1975). Drag partitioning theory for determining the large-scale roughness parameter and wind stress on Arctic pack ice. *J. Geophys. Res.* 80(24), 3447–3454.
- Arya, S. P. S. und M. S. Shipman (1981). An experimental investigation of flow and diffusion in the disturbed boundary layer over a ridge: 1. mean flow and turbulence structure. *Atmos. Environ.* 15, 1173–1184.
- Augstein, E. und Fahrtteilnehmer (1997). Die Expedition ARCTIC'96 des FS 'Polarstern' (ARK XII) mit der Arctic Climate System Study (ACSYS). *Ber. Polarforsch.* 234, 54 S.
- Augstein, E., N. Bagriantsev, und H. W. Schenke (1991). Die Expedition ANTARKTIS VIII/1-2, 1989 mit der Winter Weddell Gyre Study der Forschungsschiffe "Polarstern" und "Akademic Fedorov". *Ber. Polarforsch.* 84, 134 S.
- Banke, E. G. und S. D. Smith (1975). Measurement of form drag on ice ridges. *AIDJEX Bull.* 28, 21–27. Div. of Marine Resources, Univ. of Washington, Seattle, USA.
- Banke, E. G., S. D. Smith, und R. J. Anderson (1980). Drag coefficients at AIDJEX from sonic anemometer measurements. In R. S. Pritchard (Hrsg.), *Sea ice processes and models: Proc. of the AIDJEX/ICSI Symp.*, Seattle, WA, Univ. of Washington, USA, 430–442.
- Birnbaum, G. (1998). Numerische Modellierung der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Meereis in der arktischen Eisrandzone. *Ber. Polarforsch.* 268, 160 S.
- Bischof, G. (1998). pers. Mitteilung. Meteorologisches Institut der Universität Hamburg.
- Blackadar, A. K. (1962). The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.* 67, 3095–3102.

- Bochert, A. und C. Wamser (1994). New airborne line scanner systems for high resolution sea ice observation. *The Global Atmosphere and Ocean System* 2, 247–251.
- Bourke, R. H. und R. P. Garrett (1987). Sea ice thickness distribution in the Arctic Ocean. *Cold Regions Science and Technol.* 13, 259–280.
- Busch, N. E. und H. A. Panofsky (1968). Recent spectra of atmospheric turbulence. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 94, 132–148.
- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi, und E. F. Bradley (1971). Flux-profile relationship in atmospheric surface layer. *J. Atm. Sci.* 28(2), 181–189.
- Charnock, H. (1955). Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 81, 639.
- Dierking, W. (1995). Laser profiling of the ice surface topography during the Winter Weddell Gyre Study 1992. *J. Geophys. Res.* 100(C3), 4807–4820.
- Dyer, A. J. (1974). A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorol.* 7, 363–372.
- Garbrecht, T., C. Lüpkes, E. Augstein, und C. Wamser (1999). Influence of a sea ice ridge on low-level airflow. *J. Geophys. Res.* 104(D20), 24499–24507.
- Garratt, J. R. (1992). *The atmospheric boundary layer*. Cambridge University Press. ISBN 0-521-38052-9. 316 S.
- Gow, A. J. und W. B. Tucker (1990). Sea ice in the polar regions. In W. O. Smith (Hrsg.), *Polar Oceanography, Part A: Physical Science*, 47–122.
- Guest, P. S. und K. L. Davidson (1991). The aerodynamic roughness of different types of sea ice. *J. Geophys. Res.* 96(C3), 4709–4721.
- Haas, C., Q. Liu, und T. Martin (1999). Retrieval of Antarctic sea-ice pressure ridge frequencies from ERS SAR imagery by means of in situ laser profiling and usage of a neural network. *Int. J. Remote Sensing* 20(15/16), 3111–3123.
- Handorf, D. (1998). Zur Parametrisierung der stabilen atmosphärischen Grenzschicht über einem antarktischen Schelfeis. *Ber. Polarforsch.* 204, 133 S.
- Hanssen-Bauer, I. und Y. T. Gjessing (1988). Observations and model calculations of aerodynamic drag on sea ice in the Fram Strait. *Tellus* 40(A), 151–161.
- Hartmann, J., F. Albers, S. Argentini, A. Bochert, U. Bonafe, W. Cohrs, A. Conidi, D. Freese, T. Georgiadis, A. Ippoliti, L. Kaleschke, C. Lüpkes, U. Maixner, G. Mastrantonio, F. Ravegnani, A. Reuter, G. Trivellone, und A. Viola (1999). Arctic radiation and turbulence interaction study (ARTIST). *Ber. Polarforsch.* 305, 81 S.
- Hartmann, J., C. Kottmeier, und C. Wamser (1992). Radiation and eddy flux experiment 1991 (REFLEX I). *Ber. Polarforsch.* 105, 72 S.

- Hartmann, J., C. Kottmeier, C. Wamser, und E. Augstein (1994). Aircraft measured atmospheric momentum, heat and radiation fluxes over Arctic sea ice. In O. M. Johannessen et al. (Hrsg.), *The Polar Oceans and Their role in Shaping the Global Environment, Geophys. Monogr. Ser.*, Volume 85, Washington, DC, USA, 443–454.
- Hibler, W. D., W. F. Weeks, und S. J. Mock (1972). Statistical aspects of sea-ice ridge distributions. *J. Geophys. Res.* 77(C9), 5954–5970.
- Hicks, B. B. (1985). Application of forest-atmosphere turbulent exchange information. *B.A. and B.B. Hicks: The forest-atmosphere interaction*, 631–644.
- Hofmann, M. (1998). Untersuchungen zur atmosphärischen Turbulenz über arktischem Meereis mit der Hubschrauberschleppsonde HELIPOD. Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover. 94 S.
- Jacobs, A. (1984). The flow around a thin closed fence. *Boundary-Layer Meteorol.* 28, 317–328.
- Joffre, S. M. (1982). Momentum and heat transfer in the surface layer over a frozen sea. *Boundary-Layer Meteorol.* 24, 211–229.
- Judd, M. J., M. R. Raupach, und J. J. Finnigan (1996). A wind tunnel study of turbulent flow around single and multiple shelterbelts, part 1: velocity fields. *Boundary-Layer Meteorol.* 80, 127–165.
- Kaimal, J. C. und J. J. Finnigan (1994). *Atmospheric boundary layer flows*. Oxford University Press, New York, USA. ISBN 0-19-506239-6, 289 S.
- Kidwell, K. B. und W. R. Seguin (1978). Comparison of mast and boom wind speed and direction measurements on U.S. GATE B-scale ships. Technical report, NOAA Technical Report EDS 28. 41 S.
- Kolmogorov, A. N. (1941). Energy dissipation in locally isotropic turbulence. *Doklady AN SSSR* 32, 19–21.
- Kottmeier, C., J. Hartmann, C. Wamser, A. Bochert, C. Lüpkes, D. Freese, und W. Cohrs (1994). Radiation and eddy flux experiment 1993 (REFLEX II). *Ber. Polarforsch.* 133, 62 S.
- Kovacs, A. (1983). Characteristics of multi-year pressure ridges. In: 'Proceedings of the Seventh International Conference on Port and Ocean Engineering under Arctic Conditions', VTT Symp. No. 37. Helsinki, Finnland. 173–182.
- Lensu, M., C. Haas, F. Cottier, C. Friedrich, J. Weissenberger, K. Abrahamsson, A. Ekdahl, A. Darovskikh, und K. P. Johnsen (1996). Arctic'96: Polarstern ice station report. Technical Report M 214, Dept. of Mechanical Engineering, Helsinki University of Technology, Finnland. 91 S.

- Lopez, S. (2001). Numerische Modellierung turbulenter Umströmungen von Gebäuden. Dissertation an der Universität Bremen. In Bearbeitung.
- Lüpkes, C. (2001). pers. Mitteilung. Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven.
- Lüpkes, C. und K. H. Schlünzen (1996). Modelling the Arctic convective boundary-layer with different turbulence parametrizations. *Boundary-Layer Meteorol.* 79, 107–130.
- Mai, S. (1995). Beziehungen zwischen geometrischer und aerodynamischer Oberflächenrauigkeit arktischer Meereisflächen. Diplomarbeit. Universität Bremen. 75 S.
- Mai, S., C. Wamser, und C. Kottmeier (1996). Geometric and aerodynamic roughness of sea ice. *Boundary-Layer Meteorol.* 77, 233–248.
- Marshall, J. K. (1971). Drag measurements in roughness arrays of varying density and distribution. *Aggr. Meteorol.* 8, 269–292.
- Mock, S. J., A. D. Hartwell, und W. D. Hibler (1972). Statistical aspects of pressure ridge statistics. *J. Geophys. Res.* 77(30), 5945–5953.
- Nägeli, W. (1943). Untersuchungen über die Windverhältnisse im Bereich von Windschutzstreifen. *Mitt. Schweiz. Anstalt f. d. forstl. Versuchswesen* 23(1), 223–276.
- Nägeli, W. (1946). Weitere Untersuchungen über die Windverhältnisse im Bereich von Windschutzstreifen. *Mitt. Schweiz. Anstalt f. d. forstl. Versuchswesen* 24(2), 659–737.
- Panskus, H. (1999). Vorschrift zur Evaluierung hindernisauflösender mikroskaliger Modelle und ihre Anwendung auf das Modell MITRAS. Dissertation. Universität Hamburg. 98 S.
- Reynolds, O. (1895). On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A186*, 123–164.
- Schlichting, H. (1936). Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeitsproblem. *Ing. Arch.* 7, 1–34.
- Schlichting, H. und K. Gersten (2000). *Boundary Layer Theory*. Springer-Verlag, Berlin. ISBN 3-540-66270-7. 8. Auflage. 799 S.
- Schlünzen, K. H. (1988). Das mesoskalige Transport- und Strömungsmodell METRAS- Grundlagen, Validierung, Anwendung. *Hamb. Geophys. Einzelschr. A* 88, 139 S.
- Schmittner, A. (1996). Parametrisierung subskaliger Flüsse in einem mesoskaligen Modell der arktischen atmosphärischen Grenzschicht. Diplomarbeit. Universität Bremen. 73 S.

- Seginer, I. (1975). Atmospheric-stability effect on windbreak shelter and drag. *Boundary-Layer Meteorol.* 8, 383–400.
- Smith, S. D., R. J. Anderson, W. A. Oost, C. Kraan, N. Maat, J. DeCosmo, K. B. Katsaros, K. L. Davidson, K. Bumke, L. Hasse, and H. M. Chadwick (1992). Sea surface wind stress and drag coefficients: the HEXOS results. *Boundary-Layer Meteorol.* 60, 109–142.
- Steiner, N. (1998). *Nutzung der Meereisrauigkeit zur Validierung und Optimierung eines großskaligen Meereismodells für die Arktis*. Dissertation, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Christian-Albrechts-Universität, Kiel.
- Steiner, N., M. Harder, and P. Lemke (1999). Sea-ice roughness and drag coefficients in a dynamic-thermodynamic sea-ice model for the Arctic. *Tellus* 51(A), 964–978.
- Stilke, G., H. Müller, and C. Wamser (1972). Erfahrungen mit dem Einsatz eines Ultraschall-Anemometers an exponierter Meßstelle auch unter ungünstigen Witterungsbedingungen. *Meteorol. Rdsch.* 25(2), 60–61.
- Wadhams, P. (1980). A comparison of sonar and laser profiles along corresponding tracks in the Arctic Ocean. In R. S. Pritchard (Hrsg.), *Sea ice processes and models*, Seattle, Washington, USA, 283–200.
- Wadhams, P. und T. Davy (1986). On the spacing and draft distribution for pressure ridge keels. *J. Geophys. Res.* 91(C9), 10697–10708.
- Wadhams, P., A. S. McLaren, and R. Weintraub (1985). Ice thickness distribution in Davis Strait in February from submarine sonar profiles. *J. Geophys. Res.* 90(C1), 1069–1077.
- Wamser, C., G. Peters, and V. N. Lykossov (1997). The frequency response of sonic anemometers. *Boundary-Layer Meteorol.* 84, 231–246.
- Wang, H. und E. S. Tackle (1996). On three-dimensionality of shelterbelt structure and its influences on shelter effects. *Boundary-Layer Meteorol.* 79, 83–105.
- Weeks, W. F., S. F. Ackley, and J. Govoni (1988). Sea ice ridging in the Ross Sea, Antarctica as compared with sites in the Arctic. *J. Geophys. Res.* 94(C3), 4984–4988.
- Wieringa, J. (1993). Representative roughness parameter for homogeneous terrain. *Boundary-Layer Meteorol.* 63, 323–363.
- Wode, C. und R. Roth (1996). Helipod - ein hubschraubergestütztes meteorologisches Meßsystem. Technical report, Abschlußbericht an das Bundesministerium für Forschung und Technologie (BMFT) 07KFT74. Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover, BRD.
- Wu, J. (1980). Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions - A revisit. *J. Phys. Oceanogr.* 10, 727–740.

- Wu, J. (1985). Parametrization of wind-stress coefficients over water surfaces. *J. Geophys. Res.* 90(C5), 9069–9072.
- Yelland, M. J., B. I. Moat, P. K. Taylor, R. W. Pascal, J. Hutchings, and V. C. Cornell (1998). Wind stress measurements from the open ocean corrected for airflow distortion by the ship. *J. Phys. Oceanogr.* 28, 1511–1526.
- Zhang, Y. Q., S. P. Arya, and W. H. Snyder (1996). A comparison of numerical and physical modeling of stable atmospheric flow and dispersion around a cubical building. *Atmos. Environ.* 30, 1327–1345.
- Zierep, J. (1987). *Grundzüge der Strömungslehre*. G. Braun-Verlag, Karlsruhe. ISBN 3-7650-2038-9. 3. Auflage, 171 S.

---

## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand am Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung in Bremerhaven im Rahmen der Arctic Climate System Study (ACSYS).

Herrn Prof. Dr. E. Augstein (Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven) danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung und für die Betreuung dieser Arbeit, aber für die Teilnahme an der Kampagne ARTIST.

Herrn Prof. Dr. K. Künzi (Fachbereich Physik der Universität Bremen) danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Herrn Dr. Christof Lüpkes gilt mein besonderer Dank für die fachliche Betreuung der Arbeit im täglichen Umgang, sowie für die wertvollen Anregungen und Bemerkungen bei der Korrektur.

Die ARTIST- und Helipod-Daten wurden mir freundlicherweise von Frau Dipl.-Met. Mareile Wolff (AWI) und Herr Dr. Michael Hofmann (IMUK, Universität Hannover) zur Verfügung gestellt. Auch ihnen gilt mein Dank.

Herzlich danken möchte ich Herrn Wolfgang Cohrs für die stete Hilfsbereitschaft bei Fragen zur Turbulenzmeßanlage, für die vielen Hinweise im Umgang mit den Computersystemen und vor allem für die Geduld mit meinem schwäbischen Dialekt.

Weiter möchte ich mich bei meinen KollegInnen am Alfred-Wegener-Institut bedanken, die mich während meiner Promotion fachlich unterstützt haben und stets für eine angenehme Arbeitsatmosphäre sorgten. Besonders seien hier Frau Dr. Gerit Birnbaum, Herr Dr. Christian Wamser, Herr Dr. Jörg Hartmann und Herr Dipl.-Phys. Simon Lopez genannt.

Auch meinen Eltern danke ich, deren Unterstützung in den letzten Jahren die vorliegende Arbeit vermutlich erst ermöglicht hat.

Schließlich möchte ich meiner Frau Dipl. Päd. Bettina Garbrecht danken, die es in den vergangenen Monaten nicht leicht mit mir hatte, auf gemeinsamen Urlaub verzichtete und mir schließlich bei der endgültigen Korrektur der Arbeit half.