

Beziehungen zwischen geometrischer und  
aerodynamischer Oberflächenrauigkeit  
arktischer Meereisflächen

Diplomarbeit im Fachbereich Physik  
von  
Stephan Mai

am  
Alfred-Wegener-Institut  
für Polar- und Meeresforschung

vorgelegt an der Universität Bremen  
im Wintersemester 1994/1995

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der turbulente vertikale Impulstransport in der atmosphärischen Grenzschicht über teilweise meereisbedeckten arktischen Ozeanflächen untersucht. Der Impulstransport wird durch die atmosphärische Dichteschichtung und die geometrische Struktur der Oberfläche beeinflusst. Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung des Einflusses variabler Oberflächengeometrien auf den Impulstransport bzw. Reibungswiderstand bei neutraler Dichteschichtung.

Es werden Modelle, die den Reibungswiderstand als Summe von Form- und Oberflächenwiderstand beschreiben, Messungen des Reibungskoeffizienten und der Oberflächenstruktur gegenübergestellt. In den Modellen wird der Formwiderstand durch größere Rauigkeitsstrukturen auf der Oberfläche verursacht, während der Oberflächenwiderstand als charakteristische Eigenschaft der Oberfläche durch eine lokale Rauiglängelänge unter Berücksichtigung der Strömungsveränderung hinter Hindernissen beschrieben wird. Beim teilweise meereisbedeckten Ozean stellen die Preßeisrücken und die Randflächen der Eisschollen die Hindernisse dar.

Im Rahmen des Winterexperimentes *REFLEX II* (*Radiation and Eddy Flux Experiment*) vom 4. März bis 25. März 1993 wurde der turbulente vertikale Impulstransport in der atmosphärischen Grenzschicht über dem meereisbedeckten Ozean in der Eisrandzone der Grönlandsee untersucht. Die Messungen erfolgten mit dem Forschungsflugzeug *Polar2* etwa 30 m über dem Meereis. Zeitgleich fand das Experiment *Arktis 93* statt, bei dem mit verschiedenen Turbulenzsensoren in mehreren Meßhöhen auf einer driftenden Eisscholle turbulente Flüsse von Impuls und Wärme bestimmt wurden. Das Flugzeug war mit einem Turbulenzmeßsystem, einem Laseraltimeter und zwei Zeilenrasterkameras für den sichtbaren und infraroten Spektralbereich ausgerüstet. Der turbulente Vertikalaustausch in der Grenzschicht, der aerodynamische Widerstand der Oberfläche sowie deren geometrische Struktur wurden somit gleichzeitig gemessen.

Aus den Altimeter- und Kamera-Messungen werden Höhe, Größe und der Abstand der Schollen und Preßeisrücken bestimmt. Die daraus abgeleiteten charakteristischen Häufigkeitsverteilungen der geometrischen Parameter werden zur modelltheoretischen Berechnung der aerodynamischen Widerstandsanteile genutzt. Die durch die Modellrechnungen aufgezeigten Abhängigkeiten des turbulenten vertikalen Impulstransportes von der geometrischen Oberflächenstruktur werden durch die Messungen bestätigt. Der neutrale Reibungskoeffizient in 10 m Höhe hängt im wesentlichen von der Eiskonzentration ab. Der Reibungskoeffizient nimmt von  $1.1 \cdot 10^{-3}$  für eisfreie Gebiete auf  $2.8 \cdot 10^{-3}$  bei einem Eisbedeckungsgrad von 55% zu. Dieses ist auf den Anstieg des Formwiderstandes auf etwa 70% des Gesamtwiderstandes, bedingt durch die Vergrößerung der Schollenrandfläche, zurückzuführen. Bei größeren Eiskonzentrationen nimmt der Formwiderstand ab, da im Nachlauf der Eisschollen die Geschwindigkeit der Luftströmung stark reduziert ist, und der Reibungskoeffizient geht auf  $1.5 \cdot 10^{-3}$  zurück. Im Gegensatz zu den Eisschollenrändern tragen die Preßeisrücken nur wenig zum Formwiderstand bei.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Messungen</b>	<b>3</b>
2.1	Instrumentierung des Flugzeuges <i>Polar 2</i> . . . . .	3
2.1.1	Grundausrüstung . . . . .	3
2.1.2	Meteopod-Turbulenzmeßsystem . . . . .	3
2.1.3	Laseraltimeter . . . . .	4
2.1.4	Zeilenraster-Kamerasysteme: LSC, IRLS . . . . .	5
2.2	Turbulenzmessungen bei Arktis 93 . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Korrektur und Synchronisation der Datensätze</b>	<b>7</b>
3.1	Bearbeitung der flugzeuggestützten Messungen . . . . .	7
3.1.1	Synchronisation der Datensätze . . . . .	7
3.1.2	Bearbeitung der Laseraltimeter-Daten . . . . .	8
3.1.3	Bearbeitung der Zeilenrasterkamera-Daten (LSC) . . . . .	12
3.1.4	GPS-Korrektur des Windvektors . . . . .	12
3.2	Bearbeitung der bodengestützten Messungen . . . . .	13
<b>4</b>	<b>Statistik geometrischer Strukturparameter</b>	<b>15</b>
4.1	Statistik der Eisschollen . . . . .	16
4.1.1	Bestimmung der Eisschollenparameter . . . . .	16
4.1.2	Schollenlänge . . . . .	17
4.1.3	Schollenabstand . . . . .	19
4.1.4	Freibordhöhe der Schollen . . . . .	20
4.2	Statistik der Preßeisrücken . . . . .	22
4.2.1	Erkennung der Preßeisrücken . . . . .	22
4.2.2	Preßeisrückenhöhe . . . . .	23
4.2.3	Preßeisrückenabstand . . . . .	27
4.3	Variation der Strukturparameter in der Eisrandzone . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Ableitung des Reibungskoeffizienten aus Messungen</b>	<b>37</b>
5.1	Bestimmung des Reibungskoeffizienten aus Schiffsmessungen . . . . .	38
5.2	Bestimmung des Reibungskoeffizienten aus Flugzeugmessungen . . . . .	40
5.3	Fehlerdiskussion . . . . .	43
5.3.1	Fehler des Reibungskoeffizienten $C_{d(z,L^*)}$ . . . . .	43
5.3.2	Fehler des neutralen Reibungskoeffizienten $C_{d,n(z)}$ . . . . .	44
5.3.3	Fehler des Reibungskoeffizienten $C_{d,n,10m}$ . . . . .	45
5.4	Vergleich der Reibungskoeffizienten aus Oberflächen- und Flugzeugmessungen . . . . .	46
<b>6</b>	<b>Oberflächenabhängigkeit des Reibungskoeffizienten</b>	<b>47</b>
6.1	Der Widerstandsbeitrag von Eisschollenrändern . . . . .	48
6.1.1	Modell von Hanssen-Bauer und Gjessing . . . . .	48
6.1.2	Erweiterung der Theorie von Hanssen-Bauer und Gjessing . . . . .	52

6.2	Der Widerstandsbeitrag von Preßrücken für geschlossene Meereis- flächen . . . . .	54
6.2.1	Modell von Arya . . . . .	54
6.2.2	Erweiterung der Theorie von Arya . . . . .	57
6.3	Ein erweitertes Modell zur Beschreibung des Widerstandsbeitrages von Eisschollen und Preßrücken . . . . .	60
6.4	Widerstandsbeiträge in dem erweiterten Modell . . . . .	63
<b>7</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>71</b>
<b>8</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>72</b>
<b>A</b>	<b>Mittelung von Kovarianzen</b>	<b>i</b>
<b>B</b>	<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>iii</b>

# 1 Einleitung

Der arktische Ozean ist gekennzeichnet durch seine jahreszeitlich schwankende Bedeckung mit Meereis. Die Eisausdehnung beträgt im Sommer etwa  $8 \cdot 10^6 \text{ km}^2$  und wächst im Winter auf etwa  $15 \cdot 10^6 \text{ km}^2$  an (vgl. Gloersen und Campbell, 1988). Die Änderung der Meereisausdehnung ist einerseits auf thermodynamische - Gefrieren und Schmelzen von Meereis - andererseits dynamische Prozesse - Verdriften von Meereis - zurückzuführen. Die Meereisbewegung wird durch den bodennahen Wind an der Eisoberseite und die ozeanische Strömung an der Eisunterseite verursacht. Die Grenzschichten von Ozean und Atmosphäre und der Austausch von Impuls und Wärme zwischen beiden werden selbst maßgeblich durch die Struktur des Meereises beeinflusst.

In der atmosphärischen Grenzschicht hängt der vertikale Impulstransport wesentlich von der geometrischen Struktur des meereisbedeckten Ozeans ab. Für den sensiblen Wärmestrom ist zudem die Temperaturverteilung der meereisbedeckten Ozeanoberfläche und für den latenten Wärmetransport die Existenz von Gebieten offenen Wassers und deren Temperatur maßgeblich. Diese Arbeit behandelt den Impulstransport in der neutralen atmosphärischen Grenzschicht und beschreibt den Reibungswiderstand des teilweise meereisbedeckten Ozeans.

Die Bestimmung des Reibungswiderstandes bzw. der aerodynamischen Oberflächenrauigkeit erfolgt entsprechend der Ähnlichkeitstheorie durch Einführung einer effektiven Rauigkeitslänge für bestimmte Oberflächentypen. Banke et al. [1973] parameterisieren die effektive Rauigkeitslänge durch die Standardabweichung der Oberflächenhöhe des teilweise meereisbedeckten Ozeans. Arya [1975] faßt den Reibungswiderstand als Summe von Form- und Oberflächenwiderstand auf. Der Formwiderstand wird durch größere Rauigkeitsstrukturen auf der Grenzfläche verursacht, während der Oberflächenwiderstand als charakteristische Eigenschaft der Oberfläche durch eine lokale Rauigkeitslänge unter Berücksichtigung der Strömungsveränderung hinter Hindernissen beschrieben wird. Beim teilweise meereisbedeckten Ozean stellen die durch Deformationsprozesse bei konvergenter Meereisdrift entstandenen Preßeisrücken und die Randflächen der Eisschollen die wesentlichen Hindernisse dar. Arya [1975], Joffre [1983], Rothe [1991] und Dierking [1995] wenden die Theorie der „Widerstandspartitionierung“ bei vollständiger Eisbedeckung an. Hanssen-Bauer und Gjessing [1988] untersuchen unter Vernachlässigung der Preßeisrücken den Einfluß der Schollenränder. Diese beiden Teilbeschreibungen werden in dieser Arbeit angewendet, erweitert und zu einer sowohl den Einfluß der Preßeisrücken als auch der Eisschollenränder beschreibenden Theorie kombiniert.

Während des Experiments *REFLEX II* wurden gleichzeitige, flugzeuggestützte Messungen der aerodynamischen Rauigkeit und der Oberflächenstruktur in der Eisrandzone nordwestlich von Spitzbergen durchgeführt. Diese Messungen in der Eisrandzone sind für die Klärung des Zusammenhanges von geometrischer und aerodynamischer Rauigkeit besonders gut geeignet, da die Oberflächenstruktur dort stark variiert. Die eingesetzten Meßsysteme sind in Kapitel 2 kurz erklärt. Im Kapitel 3 werden die anzuwendenden Verfahren der Datenkorrektur dargestellt, die wegen des Einflusses der Flugzeugbewegung auf die Messungen notwendig sind. Die Beschreibung der Oberflächeneigenschaften, d.h. der Statistik von Eisschollen und

Preßeisrücken, erfolgt in Kapitel 4 unter Verwendung bekannter und neuer empirischer Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen. Das Kapitel 5 enthält die Bestimmung des Impulstransportes sowie einen Vergleich von Flugzeugmessungen und gleichzeitigen Oberflächenmessungen während der Eisstation im Rahmen des Experimentes *Arktis 93* zur Bestimmung des Impulstransportes. Die verschiedenen Modelle der „Widerstandspartitionierung“ sind in Kapitel 6 erklärt und werden mit den Messungen überprüft.

## 2 Messungen

Diese Arbeit basiert auf Daten aus zwei zeitgleichen Meßkampagnen. Der Hauptteil der Daten wurde im Rahmen des Experimentes *REFLEX II* durch ein flugzeuggestütztes Meßsystem im Eisgebiet gesammelt. Zur gleichen Zeit fanden Schiffsmessungen im Rahmen des Experimentes *Arktis 93* statt.

### 2.1 Instrumentierung des Flugzeuges *Polar 2*

Bei dem Flugzeug *Polar 2* handelt es sich um eine Dornier *DO 228*. Die verwendeten Meßsysteme sind die sogenannte *Grundausrüstung*, das *Meteopod*-Turbulenzmeßsystem, ein Laseraltimeter und zwei Zeilenrasterkameras.

#### 2.1.1 Grundausrüstung

Die *Grundausrüstung* dient der Aufzeichnung sämtlicher Daten träger Meßgeräte sowie des Flugzeugnavigationssystems. Die Meßfrequenz beträgt  $10\text{ Hz}$ . Die Navigationsinformation besteht aus Daten des globalen Positionierungssystems GPS und des im Flugzeug eingebauten Trägheitsnavigationssystems INS, welches Position, Roll- und Nickwinkel sowie die Vertikalbeschleunigung des Flugzeuges bestimmt. Bei den trägen Meßgeräten handelt es sich um ein Strahlungsthermometer zur Messung der Oberflächentemperatur, zwei Pyranometer und Pyrgeometer zur Bestimmung der Strahlungsflüsse sowie um Temperatur-, Feuchte- und Drucksensoren. Die verwendeten Modelle für die Sensoren sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Detaillierte Informationen finden sich bei Hartmann et al. [1992].

Instrument	Typenbezeichnung
GPS-Positionierung	SEL 6-channel
INS-Positionierung	Honeywell Lasernav
2 Pyranometer	Eppley PSP
2 Pyrgeometer	Eppley PIR
Strahlungsthermometer	Heimann KT4
statischer Druck	Rosemount 856AE13 (vereisungsgeschützt)
absoluter Druck	Rosemount 1201F2A1B1B
Druckänderung	Rosemount 1221F2VL6B1B
Temperatur (PT100)	Rosemount 102EJ2BB
Feuchte	Aerodata AD-FS-88 (Vaisala Humicap und PT100)

Tabelle 2.1: *Grundausrüstung*

#### 2.1.2 Meteopod-Turbulenzmeßsystem

Die Instrumente zur Turbulenzmessung sind in einem Gehäuse unter dem rechten Flügel angebracht. Die Meßfrequenz sämtlicher Meßgeräte des *Meteopod* beträgt  $50\text{ Hz}$ . Zur Messung der Windkomponenten ist an der Spitze des Meßgehäuses, etwa  $1.5\text{ m}$  vor der Tragfläche, eine 5-Loch-Sonde installiert, die den statischen Druck

mißt. Unter Verwendung der durch ein weiteres Trägheitsnavigationssystem im *Meteopod* erhaltenen Positionsinformation erfolgt die Bestimmung aller drei Komponenten des Windvektors. Hochfrequente Vertikalwind-, Feuchte- und Temperaturmessungen werden zur Berechnung des turbulenten Feuchte-, Impuls- und Wärmeflusses verwendet.

Die eingesetzten Modelle für die Sensoren sind in Tabelle 2.2 aufgelistet und detailliert beschrieben in Vörsmann et al. [1989]. Hier wird auch die Methode zur Bestimmung der Windkomponenten diskutiert.

Instrument	Typenbezeichnung
5-Loch-Sonde	Rosemount 858AJ28
Temperatur (PT100)	Rosemount 102 E BJ AWI PT 100 JH
Absoluter Druck	Rosemount 1201F2A
Differenzdruck	Rosemount 1221F2
Relative Feuchte	Aerodata AD-FS-88
Absolute Feuchte	Atm.Instr.Res. AIR-LA1
Taupunktspiegel	General Eastern 1011B
INS-System	Litton LTR-81
Radarhöhenmesser	TRT AHV-20

Tabelle 2.2: *Meteopod*-Turbulenzmeßsystem

### 2.1.3 Laseraltimeter

Zur Untersuchung der Oberflächenstruktur des Meereises ist ein senkrecht nach unten gerichtetes Laseraltimeter im Flugzeug montiert. Die Messung der Distanz  $d$  zwischen Flugzeug und Oberfläche erfolgt dabei durch die Bestimmung der Laufzeit eines Laserpulses  $t_P$  vom Flugzeug zur Oberfläche und zurück unter Verwendung der Beziehung  $d = 0.5 \cdot c_L t_P$ , wobei  $c_L$  die Lichtgeschwindigkeit ist. Die für diese Messung erforderliche Reflektion des Laserpulses setzt eine hinreichend hohe Albedo der Oberfläche ( $> 60\%$ ) voraus, was Entfernungsmessungen im Bereich offener Wasserflächen und sehr dünnen Neueises unmöglich macht. Solche Bedingungen sind jedoch eindeutig durch Analyse des zusätzlich zur gemessenen Entfernung aufgezeichneten Datensatzes der Intensität des rückgestreuten Laserpulses festzulegen. Die horizontale Auflösung  $\delta x_L$  ergibt sich aus der Meßfrequenz  $f_L$  und der Fluggeschwindigkeit  $v_F$  durch die Beziehung:  $\delta x_L = v_F / f_L$ . Der Radius des Meßfleckes am Boden  $r_M$  ist durch die Flughöhe  $h_F$  und die Strahldivergenz  $\theta_L$  des Lasers bestimmt:  $r_M = h_F \tan(0.5 \cdot \theta_L)$ .

Tabelle 2.3 zeigt die Gerätespezifikationen im einzelnen [aus IBEO-Handbuch, 1992].



Typenbezeichnung:	PS100E, IBEO, Hamburg
Leistung:	100 W
Meßweite:	100 m
Linsendurchmesser:	42 mm
Strahldivergenz:	0.24°
Meßfleckradius:	6.3 cm (bei $h_F = 30$ m)
Pulsfrequenz:	ca. 2000 Hz
horizontale Auflösung:	3.25 cm (für $v_F = 65$ m/s)
Pulsdauer:	10 ns
Wellenlänge:	905 nm
	notwendige
Rückstreuintensität:	40 von 256 (rel. Einheiten)
Genauigkeit der	
Entfernungsmessung:	3 cm (Einzelmessung)

Tabelle 2.3: Technische Daten des Laseraltimeters

#### 2.1.4 Zeilenraster-Kamerasysteme: LSC, IRLS

Zwei verschiedene Zeilenraster-Kamerasysteme, welche die Oberfläche quer zur Flugrichtung abtasten, sind im Flugzeug installiert. Die Auflösung in Flugrichtung wird wie beim Laseraltimeter durch Meßfrequenz und Fluggeschwindigkeit bestimmt:  $\delta x_{LSC,IRLS} = v_F / f_{LSC,IRLS}$ . Die Auflösung senkrecht zur Flugrichtung  $\delta y_{LSC,IRLS}$  ergibt sich aus der Flughöhe, dem Öffnungswinkel der Kamera  $\theta_{LSC,IRLS}$  und der Anzahl  $n$  von Messungen pro Zeilen:  $\delta y_{LSC,IRLS} = 2/n \cdot h_F \tan(0.5 \cdot \theta_{LSC,IRLS})$ . Die technischen Details beider Kameras sind in Tabelle 2.4 zusammengefaßt [aus Kottmeier et al., 1993].

Kamerasystem	LSC	IRLS
Sensortyp:	CCD 512 pixels	einzelner IR-Sensor bei 77 K
sensitiver Spektralbereich:	0.4 $\mu$ m bis 1.1 $\mu$ m	8.0 $\mu$ m bis 12.0 $\mu$ m
optisches System:	8 mm Linse, f/1.4	rotierender Spiegel, f/1.1
Öffnungswinkel:	90°	90°
Auflösung quer zur		
Flugrichtung:	12 cm ( $h_F = 30$ m)	12 cm ( $h_F = 30$ m)
Abtastfrequenz:	50 Hz	50 Hz
Auflösung in Flugrichtung:	1.3 m ( $v_F = 65$ m/s)	1.3 m ( $v_F = 65$ m/s)
Empfindlichkeit:	256 Graustufen	0.1 K

Tabelle 2.4: Technische Daten der Zeilenraster-Kamerasysteme

Die am AWI entwickelte LSC-Kamera [Wamser und El Nagggar, 1989, Bochert, 1991, Bochert und Wamser, 1995], welche die von der Oberfläche reflektierte Strahlung im sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich und damit Variationen der Reflektivität der Oberfläche mißt, ermöglicht die Bestimmung der flächenhaften Verteilung

des Meereises und die Detektion verschiedener Meereistypen. Durch Messung der Emission der Oberfläche im thermisch infraroten Spektralbereich liefert die IRLS-Kamera die hochaufgelöste Temperaturverteilung der Oberfläche.

## 2.2 Turbulenzmessungen bei Arktis 93

Im Rahmen des Experimentes *Arktis 93* wurde ein Meßfeld auf einer driftenden Eisscholle in unmittelbarer Nähe des Forschungsschiffes *Polarstern* installiert. Dabei wurden u.a. Ultraschall-Anemometer-Thermometer in mehreren Höhen zur Bestimmung der turbulenten Transporte eingesetzt. Tabelle 2.5 gibt einen Überblick über die verwendeten Meßsysteme [nach Eicken und Meinke, 1994].

Fabrikat	Meßhöhen	Meßfrequenz	Meßstrecke
USAT (Metek)	15.0 m, 10.0 m, 7.0 m, 3.65 m	20 Hz	40.0 cm
Kaijo Denki	4.15 m, 3.65 m	20 Hz	20.0 cm
Gill-Solent	3.00 m	10 Hz	14.5 cm

Tabelle 2.5: Ultraschall-Anemometer-Thermometer

Das Meßprinzip basiert auf der Tatsache, daß sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Schallpulses in bewegter Luft durch vektorielle Addition von Schallgeschwindigkeit und Windgeschwindigkeit ergibt. Um die drei Windkomponenten zu bestimmen, erfolgt eine Messung der Schallaufzeiten entlang dreier Meßstrecken, an deren Enden sich Schallgeber und Schallempfänger befinden, die alternierend verwendet werden. Aus den Laufzeitdifferenzen entlang einer Meßstrecke läßt sich die Windgeschwindigkeit in Richtung der Meßstrecke bestimmen. Da die Meßstrecken bei den verwendeten Systemen kein kartesisches Koordinatensystem bilden, ist eine anschließende Koordinatentransformation für die Bestimmung der Komponenten des Windgeschwindigkeitsvektors im kartesischen Koordinatensystem notwendig. Die mittlere Temperatur im Meßvolumen ergibt sich aus der Schallgeschwindigkeit, die aus dem Quotienten von Meßstreckenlänge und mittlerer Schallaufzeit ermittelt wird. Detailliertere Informationen sind in den Handbüchern der Hersteller zu finden.

## 3 Korrektur und Synchronisation der Datensätze

Die durch Flugzeugmessungen erhaltenen Datensätze werden bezüglich der Flugzeugbewegung korrigiert. Bei den Turbulenzmessungen auf der Eisscholle wird ein Verfahren zur Berücksichtigung des niederfrequenten Anteils der Turbulenz angewendet.

### 3.1 Bearbeitung der flugzeuggestützten Messungen

Zunächst wird eine Synchronisation aller Datensätze durchgeführt. Anschließend ist das Oberflächenprofil aus den Laseraltimeter-Messungen durch Elimination der Flugbewegung und die Eis-Wasser-Verteilung durch Zuordnung der Grauwerte zu einzelnen Oberflächentypen aus den Zeilenrasterkamera-Bildern zu bestimmen. Ausserdem ist eine Korrektur der mit dem *Meteopod* bestimmten Windgeschwindigkeit unter Verwendung von GPS-Informationen notwendig.

#### 3.1.1 Synchronisation der Datensätze

Die Datenaufnahme der einzelnen Meßsysteme erfolgt mit unterschiedlichen Rechnersystemen, was eine anschließende Synchronisierung der einzelnen Datenströme notwendig macht.

Diese Synchronisation ist bei bekannter Meßfrequenz der einzelnen Systeme durch Anpassung der in allen Datensätzen vorhandenen Zeitmarken, welche zu Beginn und am Ende einzelner Flugabschnitte gesetzt wurden, möglich.

Die Annahme konstanter Frequenzen (*Grundausrüstung*:  $f_{GRD} = 10 \text{ Hz}$ , *Meteopod* bzw. *Zeilenrasterkamera*:  $f_{MET,LSC,IRLS} = 50 \text{ Hz}$ , *Laseraltimeter*:  $f_L = 1998.65 \text{ Hz}$ )<sup>1</sup> für alle Flugabschnitte bedeutet, daß nach Interpolation der niederfrequenten Daten lediglich eine im Flugverlauf konstante Verschiebung der Messungen der unterschiedlichen Systeme gegeneinander zu erwarten ist, welche aus den unterschiedlichen Einbauorten der Meßgeräte im Flugzeug resultiert.

Zur Überprüfung wurden daher Korrelationsrechnungen über Teilintervalle eines Flugabschnittes von 12 km Länge zwischen den sowohl durch den *Meteopod* als auch durch die *Grundausrüstung* registrierten Größen Temperatur, Feuchte und Druck, zwischen der durch die *Grundausrüstung* aufgezeichneten Strahlungstemperatur und der Intensität des rückgestreuten Laserlichtes und dem Grauwert der mittleren Diode der Zeilenrasterkamera durchgeführt. Zwischen diesen Oberflächenparametern ist eine Korrelation zu erwarten, da eine Messung über Eis mit geringen Strahlungstemperaturen, hohem Grauwert der Zeilenrasterkamera (Eis ist weiß) und hoher Intensität des Laserechos verbunden ist.

Die Korrelationsrechnungen zwischen den genannten Meßgrößen der *Grundausrüstung* und des *Meteopod* ergeben für alle Teilintervalle, daß nach Anpassung mittels der Zeitmarken keine weitere zeitliche Verschiebung beider Datensätze mehr auftritt, und daß dementsprechend auch die Frequenzen beider Systeme zeitlich konstant (s.o.) sind.

---

<sup>1</sup>bestimmt anhand eines Laboraufbaus

Für die Strahlungstemperatur und den damit negativ korrelierten Zeilenrasterkamera-Grauwert zeigt sich, daß diese dem Grauwert für sämtlich Flugabschnitte um  $\Delta t_{KT4,LSC} \approx 0.15 s$  vorausseilt, was bei einer Fluggeschwindigkeit von  $65 m/s$  einer Strecke  $\Delta s \approx 10 m$  entspricht. Eine solche Verschiebung kann durch den Abstand beider Geräte im Flugzeug von etwa  $6.5 m$  und durch eine Dejustierung des Blickwinkels der Sensoren erklärt werden. Das Frequenzverhältnis von *Grundausrüstung* und *Meteopod* ist konstant eins zu fünf.

Zwischen dem Laseraltimeter-Echo und dem Zeilenrasterkamera-Grauwert ergibt sich, bei Voraussetzung der obengenannten Frequenzen, die maximale Korrelation für die einzelnen Teilintervalle eines Flugabschnittes bei veränderlichen Verschiebungen beider Serien. Die Änderungen der Echointensität des Laseraltimeters treten mit einer sich vergrößernden Zeitdifferenz vor den Grauwertänderungen der Zeilenrasterkamera ein. Dieses deutet daraufhin, daß die Frequenz des Laseraltimeters geringer ist als  $1998.65 Hz$ . Da die Vergrößerung der Zeitdifferenz nicht linear mit der Flugdauer anwächst, liegt außerdem eine Veränderung der Meßfrequenz des Laseraltimeters während eines Flugabschnittes vor. Nähere Untersuchungen haben gezeigt, daß eine solche Frequenzdrift tatsächlich auftritt und durch die Ungenauigkeit der internen Uhr des Erfassungsrechners bedingt ist.

Zur Synchronisierung der Laseraltimetermessungen mit den anderen Meßsystemen ist daher neben der Bestimmung der Verschiebung der einzelnen Datensätze auch eine Bestimmung der Frequenz des Laseraltimeters nötig.

Zu dieser Frequenzbestimmung wird die Frequenz in den Teilintervallen von  $12 km$  Länge jeweils konstant angenommen. Innerhalb dieser Teilintervalle erfolgt eine Berechnung der Korrelation zwischen Zeilenrasterkamera-Grauwert und Intensität des reflektierten Lasersignals in vier Unterabschnitten von je  $3 km$  Länge zunächst unter Zugrundelegung einer Frequenz des Laseraltimeters von  $f_L = 1998.65 Hz$ . Es zeigt sich näherungsweise ein lineares Verhalten zwischen den ermittelten Verschiebungen  $\Delta t_i$ , welche maximale Korrelation für den  $i$ -ten Teilabschnitt ergeben, und der zu den Mittelpunkten der Unterabschnitte gehörenden Zeit  $t_i$ :

$$\Delta t_i = \left(\frac{f_L}{f} - 1\right)t_i + \Delta t_0 \quad , \quad i = 1..4 \quad (3.1)$$

wobei  $\Delta t_0$  die Verschiebung beider Datenreihen zu Beginn des Teilintervalls ( $12 km$ ) und  $f$  die angepaßte Frequenz ist. Die Bestimmung dieser Parameter erfolgt mittels linearer Regression und läßt eine abschnittweise Synchronisierung der Laseraltimeterdaten mit den anderen Datensätzen zu. Eine Verringerung der Länge der Teilintervalle und Unterabschnitte, um eine noch exaktere Synchronisation zu erhalten, ist nicht sinnvoll. Speziell für Intervalle geringer Grauwert- und Echovariation kommt es dadurch zu einer unzuverlässigen Bestimmung der Verschiebungen  $\Delta t_i$ , da das Maximum der Korrelationsfunktion im allgemeinen nicht deutlich ausgeprägt ist.

### 3.1.2 Bearbeitung der Laseraltimeter-Daten

Der Originaldatensatz der Altimetermessungen weist zunächst Datenlücken bzw. Fehlmessungen auf, welche durch zu geringe Intensität des rückgestreuten Laserpulses bedingt sind. Die Daten der Entfernungsmessung wurden daher dort zunächst

durch lineare Interpolation korrigiert, wo die gemessene Rückstreu-Intensität kleiner als 40 von maximal 256 rel. Einheiten ist (vgl. Tab. 2.3).

Außerdem sind die in der Entfernungsmessung vereinzelt auftretenden Ausreißer durch Festlegung einer maximal zulässigen Entfernungsdifferenz zweier aufeinanderfolgender Messungen von 5 m eliminiert worden. Die Ursache für diese Fehlmessungen ist nach Granberg und Leppäranta [1990] die Mißdeutung von der Eisoberfläche in den Sensor des Altimeters reflektierten Sonnenlichtes als reflektierten Laserpuls. Dies wird auch dadurch unterstützt, daß bei Vorliegen einer geschlossenen Wolkendecke keine Ausreißer auftreten.

Da die horizontale Auflösung des Lasers mit 3.25 cm größer ist als der Durchmesser eines Meßpunktes, welcher 12.6 cm beträgt, erfolgte eine Mittelung über vier Entfernungsmessungen, was wegen der Unabhängigkeit der Einzelmessungen zu einer Reduktion des Fehlers der Entfernungsmessung führt. Der resultierende Fehler ergibt sich nach  $\sigma_{\bar{d}} = \sigma_d / \sqrt{4}$  zu 1.5 cm.

Um aus dem so korrigierten Datensatz Eisoberflächenprofile zu bestimmen, ist es notwendig, die Bewegung des Flugzeuges, die sich ebenfalls in den Entfernungsmessungen niederschlägt, zu eliminieren. Dieses setzt eine Berechnung der Flughöhe auf  $\pm 2$  cm und des Roll- und Nickwinkels voraus.

Für eine Bestimmung der Flughöhe eignen sich weder das globale Positionierungssystem GPS ( $\sigma_{h_F} = \pm 30$  m) noch, aufgrund des komplexen Reflexionsverhaltens von Meereis, das Radaraltimeter. Auch der statische Luftdruck ist wegen seiner Variation von typischerweise 1 hPa pro 100 km auf der synoptischen Skala ungeeignet.

Daher wurden zur Bestimmung der Flughöhe nur die Laseraltimetermessungen sowie die Informationen des Trägheitsnavigationssystems INS berücksichtigt.

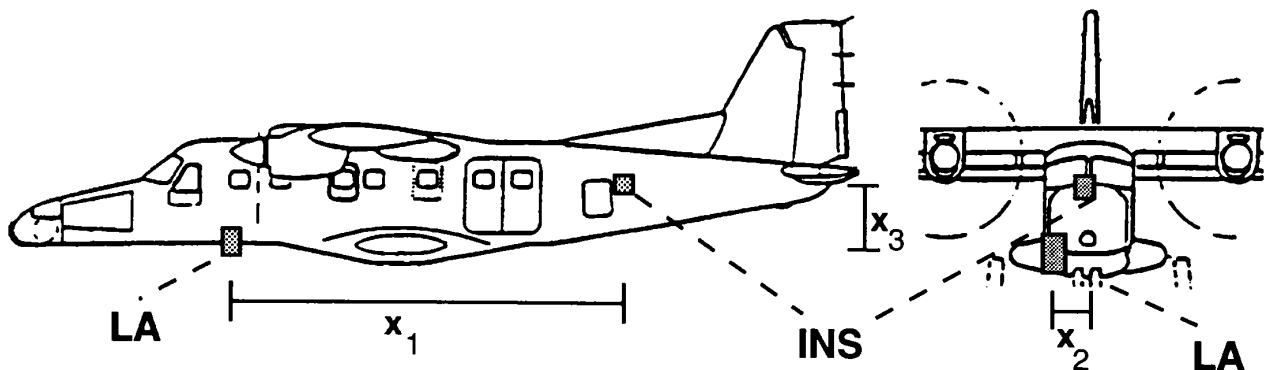


Abbildung 3.1: Lage des Laseraltimeters LA relativ zum Navigationssystem INS

Hierfür müssen zunächst die Variationen des Roll- und Nickwinkels eliminiert werden, da diese einerseits die Höhe des Lasers bzgl. des Trägheitsnavigationssystems und andererseits die Länge der Meßstrecke verändern. Die korrigierte Höhe  $h_1$  ergibt

sich aus der gemessenen Höhe  $d$ , dem Rollwinkel  $\phi$  und dem Nickwinkel  $\theta$ :

$$h_1 = d \cos(\phi) \cos(\theta) - x_1 \sin(\theta) - x_2 \sin(\phi) - x_3 \cdot (1 - \cos(\theta) \cos(\phi)) \quad (3.2)$$

wobei  $x_1 = 6.82 \text{ m}$ ,  $x_2 = 0.26 \text{ m}$ ,  $x_3 = 0.85 \text{ m}$  die Lage des Laseraltimeters relativ zum Trägheitsnavigationssystem beschreibt (vgl. Abb. 3.1).

Unter Zugrundelegung typischer Werte für den Rollwinkel von  $5^\circ$  und den Nickwinkel von  $2^\circ$  erhält man bei einer Flughöhe  $h_F \approx 30 \text{ m}$  eine Höhenkorrektur  $\Delta h \approx 0.4 \text{ m}$ . Die Bestimmung des hochfrequenten Anteils der Vertikalbewegung  $z_{2(t)}$  des Flugzeuges ist durch zweifache Integration der durch das INS gemessenen Vertikalbeschleunigung  $a_{z(t)}$  möglich [Kottmeier et al., 1994]. Der niederfrequente Anteil der Vertikalbewegung ist, da zu Beginn der Integration aus dem INS weder die vertikale Position  $z_{(0)}$  noch die Vertikalgeschwindigkeit  $v_{z(0)}$  des Flugzeuges bekannt ist, und außerdem die Beschleunigungsmessung mit einer Ungenauigkeit behaftet ist [Redeker u. Vörsmann, 1985], nicht durch Integration der Vertikalbeschleunigung bestimmbar und muß aus der durch Integration erhaltenen Bewegung herausgefiltert werden. Daher wird zunächst durch einfache Integration die Vertikalgeschwindigkeit  $v_{z1(t)}$  und durch Fouriertransformation und anschließende Rücktransformation unter Ausschluß des niederfrequenten Anteils deren hochfrequenter Anteil  $v_{z2(t)}$  bestimmt:

$$v_{z,1(t)} = \int_0^t a_z(t') dt' \quad (3.3)$$

$$\tilde{v}_{z,1(\omega)} = \int_{-\infty}^{\infty} v_{z,1(t)} \exp(-i\omega t) dt \quad (3.4)$$

$$v_{z,2(t)} = \int_{-\infty}^{-2\pi v_F/L} \tilde{v}_{z,1(\omega)} \exp(i\omega t) d\omega + \int_{2\pi v_F/L}^{\infty} \tilde{v}_{z,1(\omega)} \exp(i\omega t) d\omega \quad (3.5)$$

wobei  $\tilde{v}_{z,1(\omega)}$  die Fourierkomponenten von  $v_{z,1(t)}$ ,  $v_F/L$  die Grenzfrequenz des Hochpaßfilters,  $v_F$  die mittlere Fluggeschwindigkeit und  $L$  die zur Grenzfrequenz korrespondierende Flugstrecke bezeichnet. Die Integration der so bestimmten Vertikalgeschwindigkeit  $v_{z,2(t)}$  ergibt, nach erneuter Hochpaßfilterung, den hochfrequenten Anteil der Vertikalbewegung  $z_{2(t)}$ :

$$z_{1(t)} = \int_0^t v_{z,2(t')} dt' \quad (3.6)$$

$$\tilde{z}_{1(\omega)} = \int_{-\infty}^{\infty} z_{1(t)} \exp(-i\omega t) dt \quad (3.7)$$

$$z_{2(t)} = \int_{-\infty}^{-2\pi v_F/L} \tilde{z}_{1(\omega)} \exp(i\omega t) d\omega + \int_{2\pi v_F/L}^{\infty} \tilde{z}_{1(\omega)} \exp(i\omega t) d\omega \quad (3.8)$$

wobei  $\tilde{z}_{1(\omega)}$  die Fourierkomponenten von  $z_{1(t)}$  ist.

Der niederfrequente Anteil der Bewegung  $z_{3(t)}$  des Flugzeuges wird durch Tiefpaßfilterung der aus den Laseraltimetermessungen resultierenden Höhe  $h_{1(t)}$  ermittelt. Die Grenzfrequenz des Tiefpaßfilters wird wie oben  $v_F/L$  gesetzt. Es folgt:

$$\tilde{h}_{1(\omega)} = \int_{-\infty}^{\infty} h_{1(t)} \exp(-i\omega t) dt \quad (3.9)$$

$$z_{3(t)} = \int_{-2\pi v_F/L}^{2\pi v_F/L} \tilde{h}_{1(\omega)} \exp(i\omega t) d\omega \quad (3.10)$$

wobei  $\tilde{h}_{1(\omega)}$  die Fourierkomponenten von  $h_{1(t)}$  ist. Die Addition von nieder- und hochfrequenter Bewegung liefert die Bewegung des Flugzeuges  $z_4(t)$ :

$$z_4(t) = z_3(t) + z_2(t) \quad (3.11)$$

Die Oberflächenhöhe  $h$  ergibt sich aus der Differenz von gemessener Höhe  $d$  und der Flughöhe  $z_4$ :

$$h(t) = h_{1(t)} - z_4(t) \quad (3.12)$$

In Abhängigkeit zur zurückgelegten Flugstrecke  $s = v_F t$  gilt:

$$h_{(s=v_F t)} = h(t) \quad (3.13)$$

Die Festlegung der Grenzfrequenz bzw. der dazu korrespondierenden Flugstrecke  $L$  erfolgte für etwa 40 Flugabschnitte von 12 km Länge subjektiv. Dazu wurde  $L$  unter der Nebenbedingung, daß das bestimmte Oberflächenprofil  $h(s)$  keine unbegründeten Variationen zeigt, maximiert. Dabei zeigt sich eine exponentielle Abnahme der Flugstrecke  $L$  bei zunehmender Varianz der Vertikalbeschleunigung  $\sigma_{a_z}^2$ :

$$L = L_0 \exp(-\alpha \sigma_{a_z}^2) \quad (3.14)$$

mit  $L_0 = 5.48 \text{ km}$  und  $\alpha = 4.2455 \text{ m}^{-2} \text{ s}^4$  (vgl. Abb. 3.2).

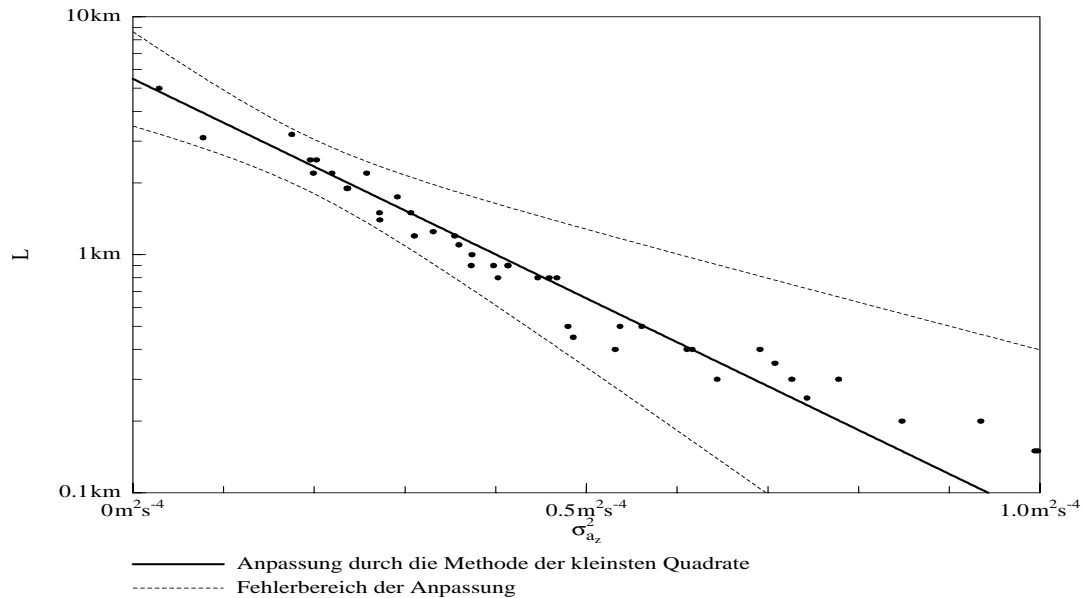


Abbildung 3.2: Grenzwellenlänge  $L$  als Funktion der Varianz der Vertikalbeschleunigung

Die Varianz der Vertikalbeschleunigung spiegelt den Turbulenzzustand der Grenzschicht wider. Dies bedeutet, daß bei stark turbulenter Grenzschicht, wie sie speziell im Eisrandbereich bei nicht-stabiler Dichteschichtung zu finden ist, die Grenzwellenlänge gering ist, d.h., daß sich das INS nur schlecht zur Bestimmung der Flughöhe eignet.

Bei der nach (3.12) bestimmten Oberflächenhöhe  $h(s)$  findet die Tatsache, daß das

Minimum der Oberflächenelevation mit  $h_{min} = 0.0\text{ m}$  a priori bekannt ist, keine Verwendung. Daher wird an jedem Meßpunkt die minimale Höhe in einer Umgebung  $\delta s = \pm L/2$  von der Höhe subtrahiert. Speziell am Eisrand lassen sich die zu subtrahierenden Minimalhöhen durch Detektion der Bereiche offenen Wassers bestimmen, so daß dort der Einfluß der stärkeren thermischen Turbulenz und der daraus resultierenden geringen Grenzwellenlänge auf die Genauigkeit der Oberflächenprofilberechnung ausgeglichen werden kann. Abbildung 3.3 zeigt ein Beispiel der dargelegten Methodik zur Bestimmung der Oberflächenhöhe.

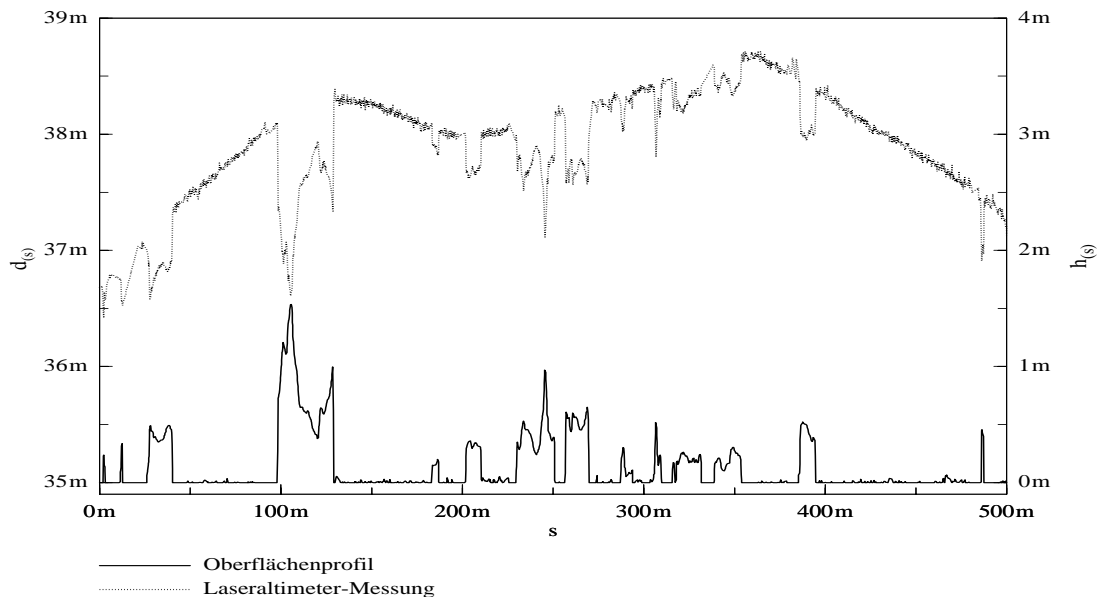


Abbildung 3.3: Beispiel einer Oberflächenbestimmung

### 3.1.3 Bearbeitung der Zeilenrasterkamera-Daten (LSC)

Zur Bestimmung der flächenhaften Verteilung von Wasser, Nilas und dickerem Meer-eis aus den vom LSC-System erhaltenen Grauwertbildern ist eine Zuordnung von Grauwertbereichen zu den einzelnen Oberflächenklassen nötig. Eine konstante Festlegung dieser Grauwertbereiche ist aufgrund der Variation der Intensität des am Boden ankommenden Sonnenlichtes, dessen Reflexion gemessen wird, nicht möglich. Diese Variationen haben einerseits tages- und jahreszeitliche Gründe und andererseits sind sie auch stark durch das Vorhandensein von Wolken bestimmt. Die Grauwertbereiche wurden daher für etwa  $920\text{ m}$  lange Teilbilder subjektiv festgelegt.

### 3.1.4 GPS-Korrektur des Windvektors

In die Echtzeit-Windberechnung des Turbulenzmeßsystems *Meteopod* gehen Messungen der Differenz von Staudruck und statischem Druck zur Bestimmung der Flugeschwindigkeit  $\vec{v}_{\Delta p}$  und Positionsinformationen des Trägheitsnavigationssystems zur Bestimmung der Geschwindigkeit des Flugzeuges über Grund  $\vec{v}_{INS}$  ein. Der Wind-



geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$  ergibt sich durch Subtraktion:

$$\vec{v} = \vec{v}_{\Delta p} - \vec{v}_{INS} \quad (3.15)$$

Das Trägheitsnavigationssystem hat einige Unzulänglichkeiten [Vörsmann, 1989]. Insbesondere führt die Trägheitsplattform sogenannte Schulerschwingungen mit einer Periode von  $84 \text{ min}$  aus. Daher ist die Messung des Trägheitsnavigationssystems nur zur Bestimmung des hochfrequenten Anteils der Geschwindigkeit über Grund  $\vec{v}_G$  zu verwenden. Der niederfrequente Anteil läßt sich besser aus dem niederfrequenten Anteil der sekundlichen Messung der Geschwindigkeit durch das globale Positionierungssystem GPS  $\vec{v}_{GPS}$  bestimmen [vgl. Kottmeier et al., 1993]. Dazu wird zunächst die Fourier-Transformation  $\vec{v}$  der Geschwindigkeiten folgendermaßen durchgeführt:

$$\vec{v}_{INS(\omega)} = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{v}_{INS(t)} \exp(-i\omega t) dt \quad (3.16)$$

$$\vec{v}_{GPS(\omega)} = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{v}_{GPS(t)} \exp(-i\omega t) dt \quad (3.17)$$

Die Summe des nieder- bzw. hochfrequenten Anteiles der Geschwindigkeit  $\vec{v}_{GPS}$  bzw.  $\vec{v}_{INS}$ , welcher sich aus einer inversen Fourier-Transformation unter Beschränkung auf den jeweiligen Frequenzbereich ergibt, entspricht dann der Geschwindigkeit über Grund:

$$\begin{aligned} \vec{v}_G(t) &= \int_{-2\pi f_c}^{2\pi f_c} \vec{v}_{GPS(\omega)} \exp(i\omega t) d\omega + \dots \\ &\dots + \int_{-\infty}^{-2\pi f_c} \vec{v}_{INS(\omega)} \exp(i\omega t) d\omega + \dots \\ &\dots + \int_{2\pi f_c}^{\infty} \vec{v}_{INS(\omega)} \exp(i\omega t) d\omega \end{aligned} \quad (3.18)$$

wobei  $f_c$  die Grenzfrequenz zwischen hoch- und niederfrequentem Anteil ist. Die mit  $1 \text{ Hz}$  geringe Meßfrequenz des GPS berücksichtigend wurde die Grenzfrequenz  $f_c = 0.05 \text{ Hz}$  zur Berechnung verwendet.

Der korrigierte Vektor der Windgeschwindigkeit  $\vec{v}_{kor.}$  ergibt sich daraus zu:

$$\vec{v}_{kor.} = \vec{v} + \vec{v}_{INS} - \vec{v}_G \quad (3.19)$$

### 3.2 Bearbeitung der bodengestützten Messungen

Die hochfrequenten Messungen der Ultraschallanemometer wurden während des Meßbetriebes zur Reduzierung des Datenumfanges zu Mittelwerten, Varianzen und Kovarianzen der Meßgrößen über Zeitintervalle von jeweils fünf Minuten zusammengefaßt. Die Meßgrößen sind die Komponenten  $u$ ,  $v$  und  $w$  des Windgeschwindigkeitsvektors  $\vec{v}$  und die Temperatur  $T$ . Um eine Vergleichbarkeit mit den Flugzeugmessungen, die über Flugabschnitte von  $12 \text{ km}$  ausgewertet wurden, zu ermöglichen, muß sichergestellt werden, daß das Ultraschallanemometer von einem vergleichbaren Luftvolumen passiert wurde. Bei Zugrundelegung einer Windgeschwindigkeit

von im Mittel  $7ms^{-1}$  bedeutet dies, daß die Mittelwerte, Varianzen und Kovarianzen über Zeitintervalle von 30 Minuten ( $12km/(7ms^{-1}) \approx 1800s$ ) zu bestimmen sind. Daher ist eine Umrechnung der Meßgrößen der Ultraschallanemometer auf ein Zeitintervall von 30 Minuten notwendig. Diese Umrechnung führt außerdem zu einer Reduktion des Meßfehlers der Bodenmessung [siehe (5.28)].

Die Berechnung der 30min-Mittelwerte  $\bar{u}_{30min}$ ,  $\bar{v}_{30min}$ ,  $\bar{w}_{30min}$  und  $\bar{T}_{30min}$  aus  $n = 6$  5min-Mittelwerten  $\bar{u}_{5min,i}$ ,  $\bar{v}_{5min,i}$ ,  $\bar{w}_{5min,i}$  und  $\bar{T}_{5min,i}$  erfolgt durch arithmetische Mittelung:

$$\bar{x}_{30min} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}_{5min,i} \quad (3.20)$$

wobei  $x$  die betrachtete Meßgröße ( $u$ ,  $v$ ,  $w$  oder  $T$ ) ist.

Die Berechnung der 30min-Varianzen  $\overline{u'^2}_{30min}$ ,  $\overline{v'^2}_{30min}$ ,  $\overline{w'^2}_{30min}$  und  $\overline{T'^2}_{30min}$  und der 30min-Kovarianzen  $\overline{u'w'}_{30min}$ ,  $\overline{v'w'}_{30min}$ ,  $\overline{u'v'}_{30min}$  und  $\overline{w'T'}_{30min}$  erfolgt nach:

$$\begin{aligned} \overline{x'^2}_{30min} &= \frac{1}{n \cdot m - 1} \left( \sum_{i=1}^n ((m-1)\overline{x'^2}_{5min,i} + m\bar{x}_{5min,i}^2) - \dots \right. \\ &\quad \left. \dots - \frac{m}{n} \left( \sum_{i=1}^n \bar{x}_{5min,i} \right)^2 \right) \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} \overline{x'y'}_{30min} &= \frac{1}{n \cdot m - 1} \left( \sum_{i=1}^n ((m-1)\overline{x'y'}_{5min,i} + m\bar{x}_{5min,i}\bar{y}_{5min,i}) - \dots \right. \\ &\quad \left. \dots - \frac{m}{n} \left( \sum_{i=1}^n \bar{x}_{5min,i} \right) \left( \sum_{i=1}^n \bar{y}_{5min,i} \right) \right) \end{aligned} \quad (3.22)$$

wobei  $x$  und  $y$  stellvertretend für die Meßgrößen ( $u$ ,  $v$ ,  $w$  oder  $T$ ) verwendet werden und  $m$  die Anzahl der in einem Zeitintervall von 5min aufgenommenen Meßwerte ist. Die Herleitung von (3.20) - (3.22) ist im Anhang ausführlich dargestellt.

## 4 Statistik geometrischer Strukturparameter

Die Oberflächenrauigkeit des Meereises wird vor allem durch die Ränder von Eisschollen und durch die Preßeisrücken beeinflusst. Der Abstand und die Höhe der Rauigkeitselemente, bei Schollenrändern Freibordhöhe genannt, bestimmen die geometrische Struktur (vgl. Abb. 4.1).

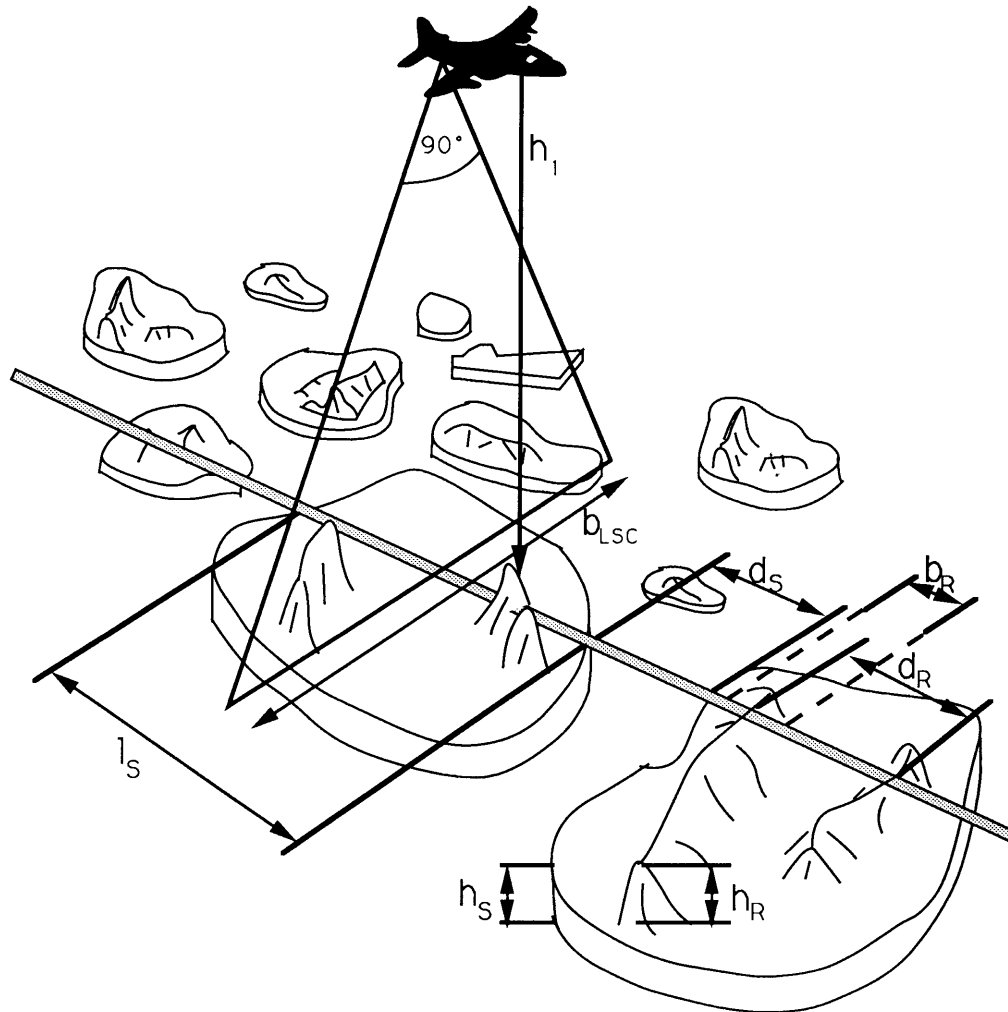


Abbildung 4.1: Abtastung der Geometrie der Meereisoberfläche mittels Zeilenrasterkamera und Laseraltimeter

Die Ermittlung der Länge der Sekante der Eisschollen  $l_s$ , der Freibordhöhe  $h_s$  und des Schollenabstandes  $d_s$  erfolgte aus Zeilenrasterkamera- und Laseraltimeterdaten. Die Preßeisrücken lassen sich durch ihre Höhe  $h_R$  und Breite  $b_R$  und ihren gegenseitigen Abstand  $d_R$  charakterisieren.

Für 12 km lange Flugabschnitte wurden die Informationen über einzelne Eisschollen und Preßeisrücken zu Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der genannten Parameter zusammengefasst. Diese Parameterverteilungen weisen einen charakteristischen Verlauf auf. Die für die Flugabschnitte bestimmten Mittelwerte der Parameter wurden auch auf ihre Abhängigkeit von der Eiskonzentration bzw. von der Entfernung

zum Eisrand untersucht.

## 4.1 Statistik der Eisschollen

### 4.1.1 Bestimmung der Eisschollenparameter

Für die Bestimmung der Schollenparameter - Größe, Abstand und Freibordhöhe - aus den Laseraltimeterdaten ist eine Abgrenzung der einzelnen Eisschollen gegenüber den eisfreien bzw. mit sehr dünnem Eis bedeckten Gebieten erforderlich. Die Intensität des Rückstreusignales des Laseraltimeters  $\sigma_{LA}$ , die vom KT4 gemessene Oberflächentemperatur  $T_0$  und die Grauwertserie  $\sigma_{LSC(norm.)}$  der mittleren Bildpunkte der einzelnen Abtastzeilen der Rasterkamera eignen sich zur Identifizierung einzelner Schollen. Der Zusammenhang zwischen den genannten Indikatoren mit der Oberflächenhöhe  $h(s)$  ist in Abbildung 4.2 gezeigt, außerdem wird die in Kapitel 3.1.1 zur Synchronisation genutzte Korrelation der einzelnen Größen deutlich.

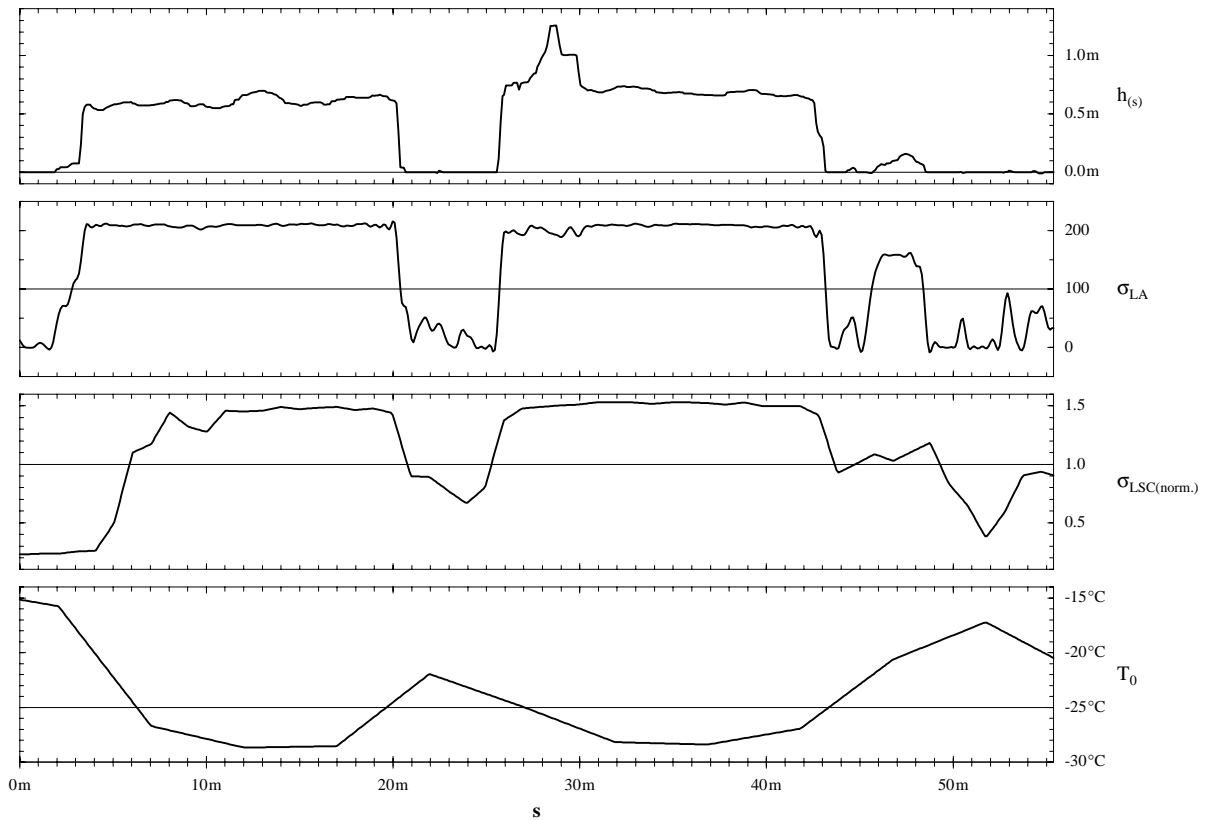


Abbildung 4.2: Nutzung verschiedener Meßgrößen zur Schollenerkennung

Für alle Datensätze, die zur Schollenerkennung nutzbar sind, muß eine Festlegung eines Schwellwertes zur Unterscheidung von Eis- und Wasserflächen erfolgen (vgl. Abb. 4.2). Die Wahl eines universellen Schwellwertes erwies sich als nicht praktikabel. Für die Oberflächentemperatur als Eisindikator ist der Schwellwert vom Temperaturunterschied zwischen Ozean ( $T_{Oz.} \approx -1.8^\circ C$ ) und Atmosphäre abhängig, wobei er um so genauer bestimmbar ist, je größer die Temperaturdifferenz ist. Der Schwellwert für das Laseraltimeter ist variabel, da die Intensität des ausgesandten

Laserpulses variiert und sich die Transmissivität der Luft, die im wesentlichen durch die Konzentration und Größe der Nebel- und Regentröpfchen bzw. der Eiskristalle bestimmt wird, ändert. Auch für die Messungen der Zeilenrasterkamera sind diese Schwellwerte nicht konstant (vgl. Kap. 3.1.3). Ihre Bestimmung ist aufgrund der zweidimensionalen Abbildung der Schollen jedoch sehr viel leichter möglich als aus Datensätzen des Laseraltimeters und des KT4, welche die Oberfläche lediglich ein-dimensional aufnehmen.

Die hier dargestellten Verfahren unterscheiden sich außerdem in ihrer räumlichen Auflösung. Bei einer Fluggeschwindigkeit von  $65\text{ m s}^{-1}$  beträgt sie  $6.5\text{ m}$  für das KT4,  $1.2\text{ m}$  für die Zeilenrasterkamera und  $0.1\text{ m}$  für das Laseraltimeter. Die Messung des Echosignals des Laseraltimeters ist von einem starken Rauschen überlagert, was durch Mittelung über 10 Meßwerte reduziert wurde. Damit ist die räumliche Auflösung von etwa  $1\text{ m}$  ähnlich wie bei der Zeilenrasterkamera.

Zur Identifizierung der Eisschollen werden in dieser Studie die Daten der Zeilenrasterkamera genutzt, wobei die Schwellwerte entsprechend Kapitel 3.1.3 bestimmt werden. Das normierte Signal  $\sigma_{LSC(norm.)}$  der Zeilenrasterkamera wird als Quotient des gemessenen Signals  $\sigma_{LSC}$  und des gewählten Schwellwertes  $\sigma_{LSC(S)}$  bestimmt:

$$\sigma_{LSC(norm.)} = \frac{\sigma_{LSC}}{\sigma_{LSC(S)}} \quad (4.1)$$

Meereis liegt für  $\sigma_{LSC(norm.)} > 1$  und Wasser bzw. dünnes Neueis für  $\sigma_{LSC(norm.)} < 1$  vor. Durch die Nutzung des normierten Grauwertes sind Schollen und Rinnen, deren Größe  $2\text{ m}$  überschreitet, erkennbar.

Die mit Hilfe der LSC-Grauwerte bestimmten Schollengrenzen weisen eine Genauigkeit von  $\pm 1\text{ m}$  auf, was sich aus der räumlichen Auflösung der Kameradaten ergibt. Im Gegensatz dazu liegt die Oberflächenhöhe  $h_{(s)}$  mit einer horizontalen Auflösung von  $0.1\text{ m}$  vor. Daher muß eine Feinbestimmung der Schollengrenzen erfolgen. Dazu wurde in der Nähe ( $\pm 1.5\text{ m}$ ) der durch Analyse der LSC-Grauwert erhaltenen Schollengrenzen die Position der maximalen bzw. minimalen Steigung der Oberflächenhöhe  $h_{(s)}$  bestimmt. Da die Schollenkanten nahezu senkrecht sind, entsprechen diese Positionen gerade den Schollengrenzen. Nach Abgrenzung der einzelnen Eisschollen ist ihre Länge  $l_{S,i}$  und ihr Abstand  $d_{S,i}$  unmittelbar gegeben. Die Genauigkeit der Längen- und Abstandsbestimmung beträgt etwa  $0.1\text{ m}$ . Die Höhe  $h_{S,i}$  des Freibordes der  $i$ -ten Eisscholle wurde als Mittelwert der Oberflächenhöhe  $h_{(s)}$  über eine Flugstrecke von  $0.5\text{ m}$  an beiden Schollenrändern ermittelt. Die Genauigkeit der Höhenbestimmung beträgt etwa  $2\text{ cm}$ .

#### 4.1.2 Schollenlänge

Für  $12\text{ km}$  lange Flugabschnitte wurden die Sekantenlängen  $l_S$  der verschiedenen Schollen zu normierten Häufigkeitsverteilungen  $p_{(l_S)}$  zusammengefaßt. Die Wahrscheinlichkeitsdichte  $p_{(l_S)}$  weist eine exponentielle Abnahme mit der Schollenlänge  $l_S$  auf. Dieser Zusammenhang läßt sich durch folgende Modellfunktion darstellen:

$$p_{(l_S)} = \mu_1 \exp(-\mu_1 (l_S - l_{S,min})) \quad (4.2)$$

wobei  $\mu_1$  der an die Meßergebnisse anzupassende Parameter ist. Die Größe  $l_{S,min}$  bezeichnet eine untere Grenze für die Länge der erkannten Schollen. Diese ergibt

sich aus der beschränkten räumlichen Auflösung der Kamerasysteme und wurde für alle Flugabschnitte mit  $7\text{ m}$  angenommen. Die in (4.2) dargestellte Funktion erfüllt folgende Normierungsbedingung:

$$\int_{l_{S,\min}}^{\infty} p(l_S) dl_S = 1 \quad (4.3)$$

Die Abbildung 4.3 zeigt ein Beispiel der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $p(l_S)$  und

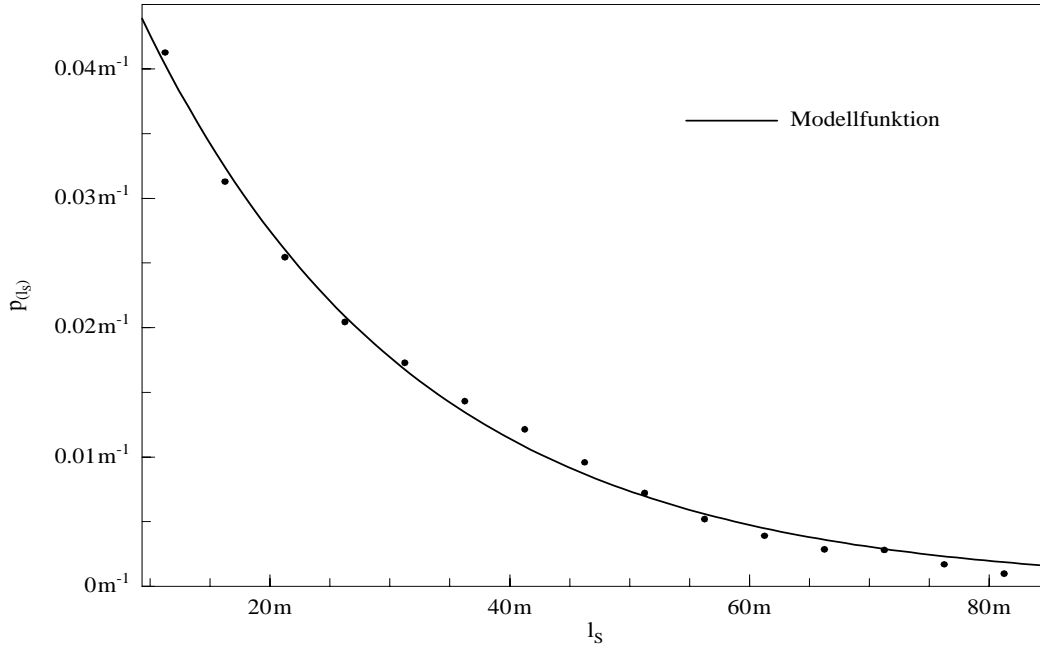


Abbildung 4.3: Normierte Verteilung  $p(l_S)$  der Schollenlänge  $l_S$  für ein etwa  $20\text{ km}$  vom Eisrand entferntes Gebiet der Eisrandzone. Die Kurve zeigt die Anpassung einer Exponentialfunktion an die Meßpunkte.

der unter Verwendung der Methode der kleinsten Quadrate angepaßten Modellfunktion (4.2).

Die relative, durch die Modellfunktion erklärte Varianz der Meßdaten ist für 98% der bearbeiteten Flugabschnitte größer als 0.95.

Die mittlere Schollenlänge ist folgendermaßen zu bestimmen:

$$\bar{l}_S = \int_{l_{S,\min}}^{\infty} l_S p(l_S) dl_S \quad (4.4)$$

Einsetzen von (4.2) in (4.4) und Ausführen der Integration ergibt:

$$\bar{l}_S = l_{S,\min} + \mu_1^{-1} \quad (4.5)$$

Der Parameter  $\mu_1$  ist also ein Maß für die mittlere Schollengröße.

Die Anpassung einer logarithmischen Normalverteilung zur Beschreibung von  $p(l_S)$ , wie von Lensu [1989] vorgeschlagen, liefert für den in dieser Studie verwendeten Datensatz keine zufriedenstellende Übereinstimmung, da die Verteilung  $p(l_S)$  kein lokales Maximum aufweist.

### 4.1.3 Schollenabstand

Die normierten Häufigkeitsverteilungen  $p_{(d_S)}$  der Schollenabstände  $d_S$  wurde für 12 km lange Flugabschnitte bestimmt. Es zeigt sich eine Abnahme der Häufigkeit für größere Schollenabstände. Diese Abnahme ist durch folgendes Potenzgesetz, das

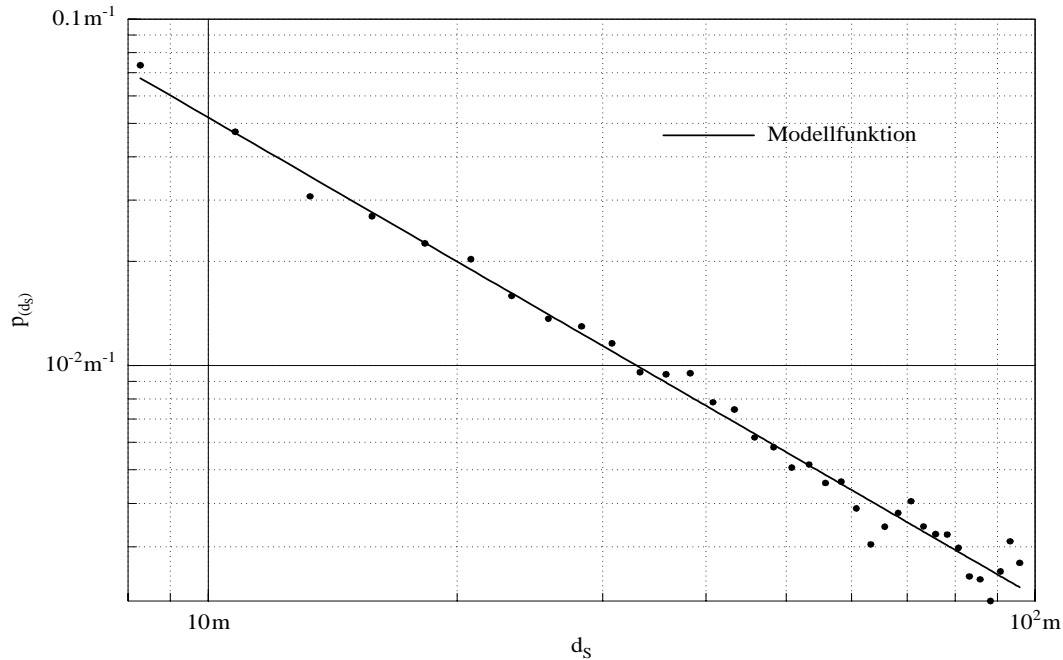


Abbildung 4.4: Beispiel einer normierten Verteilung  $p_{(d_S)}$  des Schollenabstandes  $d_S$  für ein etwa 20 km vom Eisrand entferntes Gebiet der Eisrandzone. Die Kurve zeigt die Anpassung einer Hyperbelfunktion an die Meßpunkte in doppeltlogarithmischer Darstellung.

Wadhams [1987] als Modellfunktion der Häufigkeitsverteilung der Breite von Rinnen im Meereis vorgeschlagen hat, beschreibbar:

$$p_{(d_S)} = p_0 \cdot l_S^{-\mu_2} \quad (4.6)$$

wobei  $\mu_2$  den Modellparameter bezeichnet. Die Proportionalitätskonstante  $p_0$  ergibt sich aus der Normierungsbedingung für Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen:

$$\int_{d_{S,min}}^{d_{S,max}} p_{(d_S)} d(d_S) = 1 \quad (4.7)$$

Die Größe  $d_{S,min}$  bezeichnet den Mindestabstand der Schollen, welcher mit den Kamerasystemen aufgelöst werden kann. Er wurde wie die Mindestlänge  $l_{S,min}$  mit 7 m angenommen. Eventuell erkannte geringere Schollenabstände wurden vor der Bestimmung von  $p_{(d_S)}$  verworfen. Die obere Integrationsgrenze  $d_{S,max}$  berücksichtigt die Tatsache, daß in einem begrenzten Flugabschnitt die Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $p_{(d_S)}$  nur bis zu einer Maximallänge  $d_{S,max}$  möglich ist. Diese obere Schranke ist bei der Normierung von  $p_{(l_S)}$  nicht zu berücksichtigen, da die Funktion  $p_{(l_S)}$  hinreichend schnell verschwindet. Dieses ist bei  $p_{(d_S)}$  nicht der

Fall, da es sich hierbei nicht um eine Exponentialfunktion sondern um eine Hyperbelfunktion handelt. Ausführen der Integration (4.7) unter Verwendung von (4.6) ergibt eine Beziehung zwischen Integrationsgrenzen und Proportionalitätskonstante:

$$p_0 = (\mu_2 - 1) \cdot \left( d_{S,min}^{(-\mu_2+1)} - d_{S,max}^{(-\mu_2+1)} \right)^{-1} \quad (4.8)$$

Die Abbildung 4.4 zeigt ein Beispiel der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $p(d_S)$  und der unter Verwendung der Methode der kleinsten Quadrate angepaßten Modellfunktion (4.6). Die relative, durch die Modellfunktion erklärte Varianz der Meßdaten ist für 85% der Flugabschnitte größer als 0.9.

Der Parameter  $\mu_2$  nimmt mit der Eiskonzentration zu, d.h. der Anteil der großen Schollenabstände wird kleiner. Bei fast vollständiger Eisbedeckung beträgt  $\mu_2$  etwa 2.5, am Eisrand etwa 1.1.

#### 4.1.4 Freibordhöhe der Schollen

Die Freibordhöhen bzw. die Höhen der einzelnen Schollenränder wurden für 12 km lange Flugabschnitte zu Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen  $p(h_S)$  zusammengefaßt. Diese Funktionen weisen für alle Flugabschnitte ein charakteristisches Maximum auf. Ihr Verlauf läßt sich sowohl durch eine Weibull-Verteilung als auch durch eine Poisson-Verteilung annähern.

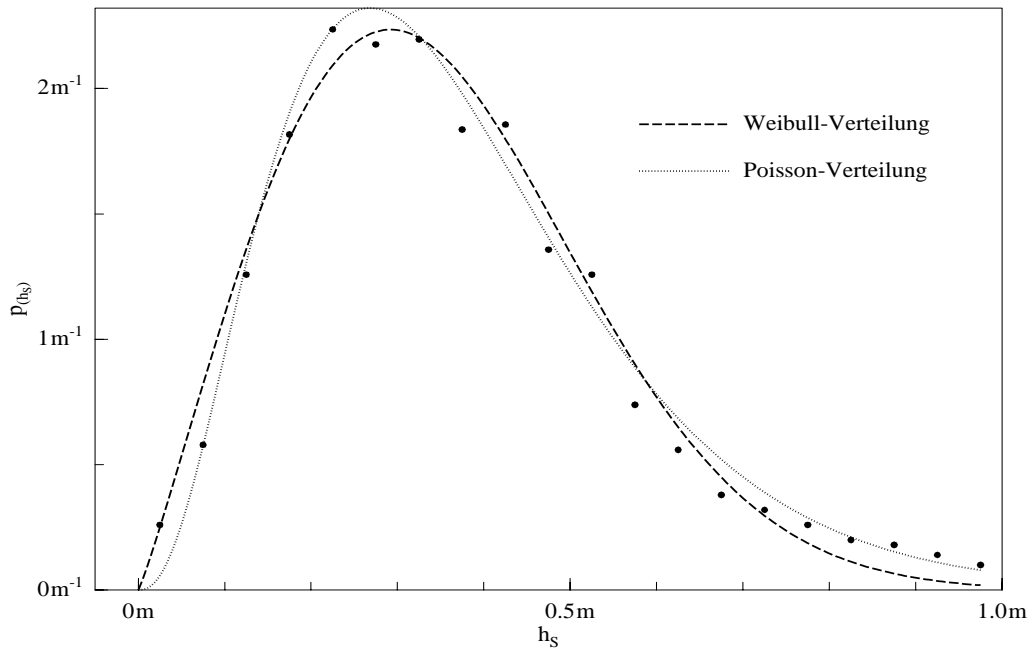


Abbildung 4.5: Normierte Verteilung  $p(h_S)$  der Höhe  $h_S$  des Schollenrandes für ein etwa 12 km vom Eisrand entferntes Gebiet der Eisrandzone. Die Kurve zeigt die Anpassung durch eine Poisson- und eine Weibull-Verteilung. Die Punkte stellen die Meßergebnisse dar.

Der funktionale Zusammenhang zwischen Wahrscheinlichkeitsdichte und Freibord



lautet bei Verwendung der Weibull-Verteilung:

$$p(h_S) = \mu_{3a}\mu_{3b}h_S^{(\mu_{3b}-1)} \exp(-\mu_{3a}h_S^{\mu_{3b}}) \quad (4.9)$$

wobei  $\mu_{3a}$  und  $\mu_{3b}$  die Modellparameter darstellen.

Die Poisson-Verteilung lautet:

$$p(h_S) = \frac{\mu_{4a}^{(\mu_{4b}+1)} h_S^{\mu_{4b}}}{\Gamma(\mu_{4b}+1)} \exp(-\mu_{4a} h_S) \quad (4.10)$$

$$\text{mit } \Gamma(\mu_{4b}+1) = \int_0^\infty x^{\mu_{4b}} \exp(-x) dx \quad (4.11)$$

wobei  $\mu_{4a}$  und  $\mu_{4b}$  die Modellparameter darstellen.

Beide Modell-Verteilung erfüllen die Normierungsbedingung:

$$\int_0^\infty p(h_S) dh_S = 1 \quad (4.12)$$

Die Abbildung 4.5 ist ein Beispiel für die Verteilung der Freibordhöhe für ein 12 km vom Eisrand entferntes Gebiet. Approximationen der Meßwerte wurden durch die Weibull- bzw. die Poisson-Verteilung durchgeführt. Die durch die Modellfunktionen erklärte Varianz beträgt für dieses Beispiel 0.98. Die Untersuchung der für alle Flugabschnitte ermittelten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Schollenrandhöhe ergibt für 90% der Flugabschnitte eine Korrelation der Modelle mit den Messungen von  $r^2 > 0.9$ . Die Weibull-Verteilung (4.9) stimmt für 75% der untersuchten Flugabschnitte mit den Messungen besser überein als die Poisson-Verteilung (4.10).

Die mittlere Freibordhöhe  $\bar{h}_S$  ist:

$$\bar{h}_S = \int_0^\infty h_S p(h_S) dh_S \quad (4.13)$$

Einsetzen von (4.10) bzw. (4.9) in (4.13) und Ausführen der Integration ergibt den Zusammenhang der Modellparameter mit der mittleren Schollenrandhöhe:

$$\bar{h}_S = \mu_{4a}^{-1} \quad (4.14)$$

$$\bar{h}_S = \mu_{3a}^{-1/\mu_{3b}} \Gamma(1/\mu_{3b}+1) \quad (4.15)$$

$$\text{mit } \Gamma(1/\mu_{3b}+1) = \int_0^\infty x^{1/\mu_{3b}} \exp(-x) dx \quad (4.16)$$

## 4.2 Statistik der Preßeisrücken

### 4.2.1 Erkennung der Preßeisrücken

Die Oberfläche der nach Kap. 4.1.1 bestimmten Eisschollen ist häufig mit sogenannten Preßeisrücken besetzt, die sich bei konvergenter Eisdrift durch Deformation einzelner Eisschollen bzw. durch Übereinandergleiten von Eisschollen bilden. Eine Erkennung dieser Eisrücken ist aus der durch die Laseraltimetermessung gewonnenen Oberflächenhöhe  $h_{(s)}$  möglich. Die Eisrücken wurden durch Anwendung des in der Optik gebräuchlichen Rayleigh-Kriteriums [nach Lowry, 1975] bestimmt. Nach diesem Kriterium ist ein Preßeisrücken als ein lokales Maximum der Oberflächenhöhe  $h_{(s)}$  definiert, welches mindestens doppelt so hoch ist wie die angrenzenden lokalen Minima. Durch dieses Kriterium ist sichergestellt, daß breite Mehrfachrücken nur einmal gezählt werden. Unterschreitet die Höhe  $h_R$  eines mittels Rayleigh-Kriterium bestimmten Eisrückens eine Minimalhöhe  $h_{R,min}$ , so wird die Struktur nicht als Preßeisrücken gezählt. Für die Wahl der Minimalhöhe  $h_{R,min}$  gibt es kein physikalisches Kriterium [vgl. Lewis et al., 1993], sondern sie ist so zu wählen, daß kleine durch Schneedrift entstandene Hügel sowie das Rauschen des Meßsignals des Laseraltimeters unberücksichtigt bleiben. Je größer  $h_{R,min}$  ist, um so weniger Preßeisrücken werden gezählt und um so größer ist die mittlere Höhe der gezählten Rücken. Das Prinzip zur Erkennung von Preßeisrücken ist in Abbildung 4.6 skizziert.

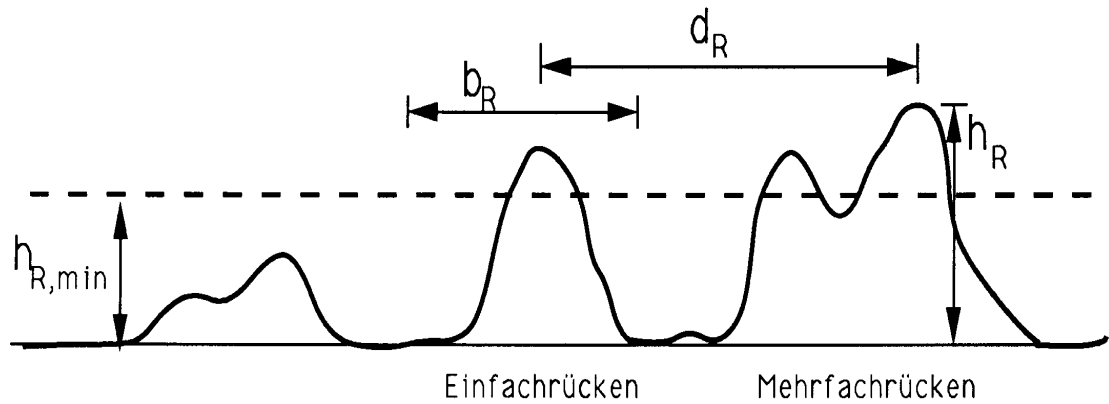


Abbildung 4.6: Prinzip der Preßeisrückenerkennung

Die Höhe des  $j$ -ten Preßeisrückens  $h_{R,j}$  an der Position  $s_{R,j}$  auf der  $i$ -ten Eisscholle der Freibordhöhe  $h_{S,i}$  ergibt sich durch Subtraktion der Freibordhöhe von der Oberflächenhöhe  $h_{(s=s_{R,j})}$ :

$$h_{R,j} = h_{(s=s_{R,j})} - h_{S,i} \quad (4.17)$$

Die Genauigkeit der so bestimmten Höhe  $h_{R,j}$  beträgt etwa  $5\text{cm}$ . Der Abstand  $d_{R,j}$  zweier nebeneinander liegender Preßeisrücken ist durch die Positionen  $s_{R,j}$  und  $s_{R,j-1}$  definiert:

$$d_{R,j} = s_{R,j} - s_{R,j-1} \quad (4.18)$$

Die Breite des  $j$ -ten Preßeisrückens  $b_{R,j}$  ergibt sich aus der Position der an das Maximum angrenzenden Minima, welche das Rayleigh-Kriterium erfüllen. Es gilt:

$$b_{R,j} = s_{Rr,j} - s_{Rl,j} \quad (4.19)$$

wobei  $s_{Rr,j}$  bzw.  $s_{Rl,j}$  die Position des rechten bzw. linken Minimums bezeichnet. Der Fehler für die Preßeisrückenabstände und -breiten entspricht der Auflösung des Laseraltimeters am Boden und beträgt ungefähr  $0.1\text{ m}$ .

#### 4.2.2 Preßeisrückenhöhe

Ein von Hibler et al. [1972] entwickeltes Modell zur Beschreibung der Verteilung der Preßeisrückenhöhe  $h_R$  basiert auf folgenden Annahmen:

- Die Querschnittsfläche eines Preßeisrückens ist proportional zum Quadrat seiner Höhe ( $A(h_R) \propto h_R^2$ ), d.h. alle Preßeisrückens sind mit gleichem Neigungswinkel geometrisch ähnlich.
- Alle möglichen Preßeisrückenarrangements, deren Summe der Querschnittsflächen  $A(h_R)$  aller Preßeisrückens gleich ist, d.h. die dasselbe Preßeisrückenvolumen besitzen, sind gleich wahrscheinlich.

Die Eisoberfläche wird aus einer großen, aber endlichen Zahl  $N$  von geraden Linienelementen gleicher Länge zusammengesetzt. Die Wahrscheinlichkeit für eine Preßeisrückenverteilung mit  $n_i$  Elementen der Höhe  $h_{R,i}$  ist dann wie folgt gegeben:

$$W_{(n_1, n_2, \dots, n_k)} = \frac{N!}{n_1! n_2! \dots n_k!} \quad (4.20)$$

wobei  $N = n_1 + n_2 + \dots + n_k$  ist.

Aus der Forderung des gleichen Preßeisrückenvolumens folgt:

$$L = n_1 A(h_{R,1}) + n_2 A(h_{R,2}) + \dots + n_k A(h_{R,k}) = \text{const} \quad (4.21)$$

Die wahrscheinlichste Preßeisrückenverteilung ergibt sich somit aus der Kombination der  $n_i$ , welche  $W_{(n_1, n_2, \dots, n_k)}$  unter Berücksichtigung der Nebenbedingung gleichen Preßeisrückenvolumens und gleicher Anzahl  $N$  maximieren. Zur Vereinfachung der Rechnung läßt sich auch die Funktion  $\ln(W)$  unter diesen Nebenbedingungen maximieren:

$$\frac{\partial}{\partial n_i} (\ln(W_{(n_1, n_2, \dots, n_k)}) + \lambda_N N + \lambda_1 L) = 0 \quad (4.22)$$

wobei  $\lambda_N$  und  $\lambda_1$  die Lagrange-Parameter zur Berücksichtigung der Nebenbedingungen bezeichnen. Unter Verwendung der Stirling-Formel  $\ln(n!) = n \ln(n) - n$  folgt:

$$\lambda_N + \ln(n_i) + \lambda_1 A(h_{R,i}) = 0 \quad (4.23)$$

Mit der Forderung der geometrischen Ähnlichkeit der Preßeisrückens ergibt sich nach Umbenennung  $\exp(-\lambda_N) = N_0$ :

$$n_i = N_0 e^{-\lambda_1 h_{R,i}^2} \quad (4.24)$$

Für die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion gilt dann unter Berücksichtigung der Existenz einer minimalen Preßeisrückenhöhe  $h_{R,min}$ :

$$p(h_R)dh_R = 2 \left( \frac{\lambda_1}{\pi} \right)^{0.5} \frac{e^{-\lambda_1 h_R^2}}{\operatorname{erfc}(\lambda_1^{0.5} h_{R,min})} dh_R, \quad h_R > h_{R,min} \quad (4.25)$$

wobei  $\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-t^2} dt$  die komplementäre Fehlerfunktion bezeichnet. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion erfüllt so die Bedingung  $\int_{h_{R,min}}^\infty p(h_R)dh_R = 1$ .

Wadhams [1980] hat ein ähnliches Modell für die Preßeisrückenhöhenverteilung entwickelt, wobei er einen linearen Zusammenhang zwischen Querschnittsfläche und Höhe des Eisrückens  $A(h_R) \propto h_R$  im Gegensatz zu dem von Hibler postulierten quadratischen vorausgesetzt hat. Dieses bedeutet, daß die Eisrücken eine von ihrer Höhe unabhängige Breite besitzen, und daß dementsprechend höhere Preßeisrücken eine größere Neigung besitzen. Die Rechnung erfolgt dann analog zu der Hiblers und führt zu folgender Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung:

$$p(h_R) = \lambda_2 e^{-\lambda_2(h_R - h_{R,min})}, \quad h_R > h_{R,min} \quad (4.26)$$

wobei die Normierung  $\int_{h_{R,min}}^\infty p(h_R)dh_R = 1$  gilt.

Kritik an beiden Modellen resultiert aus den Annahmen zur Preßeisrückenge-

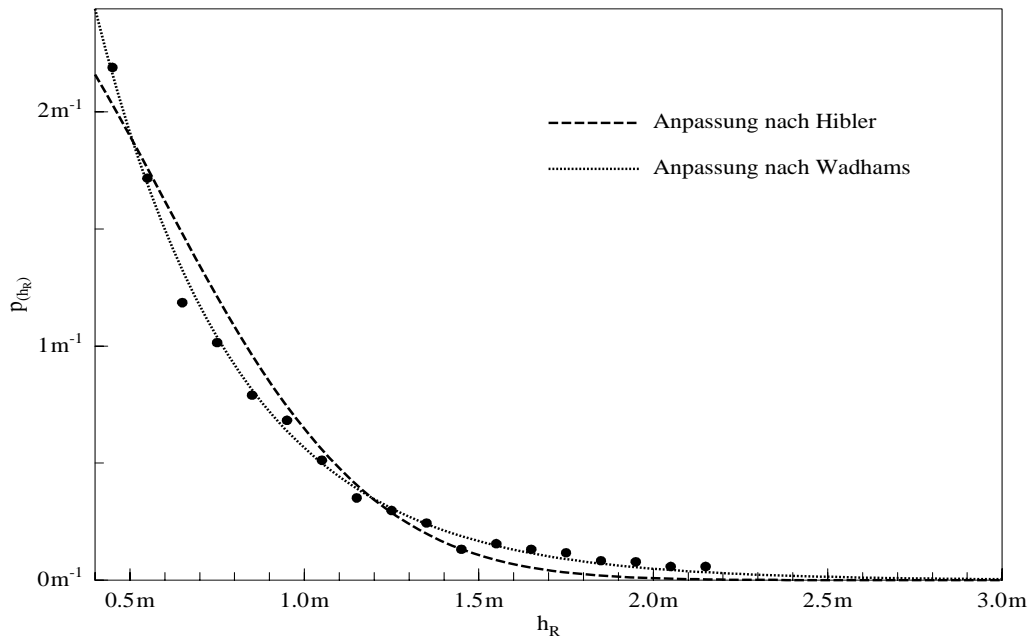


Abbildung 4.7: Normierte Verteilung  $p(h_R)$  der Preßeisrückenhöhe  $h_R$  für ein vollständig eisbedecktes Gebiet und die Anpassung statistisch begründeter Verteilungsfunktionen. Die Höhe  $h_{R,min}$  beträgt  $0.4\text{ m}$ . Die Punkte stellen die Meßergebnisse und die Kurven die angepaßten Funktionen dar.

stalt, welche deren starke Variabilität [siehe Parmeter, 1972] nicht wiedergeben.

Die in der vorliegenden Arbeit experimentell bestimmten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen sind trotz der genannten Einschränkungen relativ gut durch die in (4.25) bzw. (4.26) gegebenen Funktionen darstellbar. Die Abbildung 4.7 zeigt ein Beispiel der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Preßeisrückenhöhen sowie die Approximation durch beide Modellfunktionen für ein vollständig eisbedecktes Gebiet. Die Koeffizienten  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  wurden mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt. Die Korrelation zwischen Modell und Messungen beträgt für das in Abbildung 4.7 gezeigte Beispiel  $r^2 = 0.968$  (Hibler) bzw.  $r^2 = 0.995$  (Wadhams). Die Untersuchung der für alle Flugabschnitte ermittelten Häufigkeitsverteilungen der Preßeisrückenhöhe zeigt für 98% der Flugabschnitte eine Korrelation der Modelle mit den Messungen von  $r^2 > 0.90$ . Die von Wadhams vorgeschlagene Häufigkeitsverteilung (4.26) stimmt für 97% der untersuchten Flugabschnitte mit den Meßergebnissen besser überein als die von Hibler (4.25). Nach Lowry und Wadhams [1979] beeinflußt die Methode der Preßeisrückenerkennung wesentlich die resultierenden Häufigkeitsverteilungen und hat damit auch Einfluß auf die Güte der Modellfunktionen. Neben der in Kap. 4.2.1 beschriebenen Methodik ist ein Verzicht auf das Rayleigh-Kriterium denkbar. Ein Preßeisrücken entspricht dann einem lokalen Maximum des Oberflächenprofils, welches die Minimalhöhe  $h_{R,min}$  überschreitet. Wadhams [1980] vermutete, daß diese Methode zu der Häufigkeitsverteilung nach Hibler führt, während die in dieser Studie angewandte Methode besser durch die von ihm abgeleitete Häufigkeitsverteilung beschrieben werden kann. Dieses widerspricht allerdings einem Ergebnis von Lytle und Ackley [1991], die zur Preßeisrücken-Identifikation das Rayleigh-Kriterium nutzen und die beste Beschreibung der Häufigkeitsverteilung der Preßeishöhe unter Verwendung des Hibler'schen Ansatzes erhalten. Dierking [1995] verwendet ebenfalls das Rayleigh-Kriterium zur Auswertung von Laseraltimetermessungen über dem Wedellmeer und erhält die beste Übereinstimmung bei der Verwendung der Verteilung nach Wadhams für Gebiete geringer Preßeisrückenintensität  $R_1 = \bar{h}_R/\bar{d}_R < 0.04$  und der nach Verteilung Hibler für Gebiete hoher Preßeisrückenintensität. Diese Abhängigkeit von der Preßeisrückenintensität steht nicht im Widerspruch zu dem Ergebnis dieser Arbeit, da im Fluggebiet die Preßeisrückenintensität den Wert 0.015 nicht überschreitet. Die mittlere Preßeisrückenhöhe  $\bar{h}_R$  ergibt sich durch Integration aus der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion:

$$\bar{h}_R = \int_{h_{R,min}}^{\infty} h_R P(h_R) dh_R \quad (4.27)$$

Setzt man die semi-empirischen Verteilungsfunktionen (4.25) bzw. (4.26) in (4.27) ein, so ergeben sich folgende Beziehungen zwischen mittlerer Preßeisrückenhöhe und den Parametern  $\lambda_1$  bzw.  $\lambda_2$ :

$$\bar{h}_R = (\lambda_1 \pi)^{-0.5} \frac{\exp(-\lambda_1 h_{R,min}^2)}{\operatorname{erfc}(\lambda_1^{0.5} h_{R,min})} \quad (4.28)$$

$$\bar{h}_R = h_{R,min} + \lambda_2^{-1} \quad (4.29)$$

Diese Beziehungen zeigen außerdem die den Modellverteilungen entsprechenden Abhängigkeiten der mittleren Preßeisrückenhöhe von der minimalen Höhe  $h_{R,min}$ . Durch Variation der Höhe  $h_{R,min}$  bei der Bestimmung der mittleren Preßeisrückenhöhe aus den Oberflächenprofilen wurden die Abhängigkeiten aus (4.28) bzw. (4.29) unter

Voraussetzung der Unabhängigkeit der Parameter  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  von  $h_{R,min}$  überprüft. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.8 dargestellt.

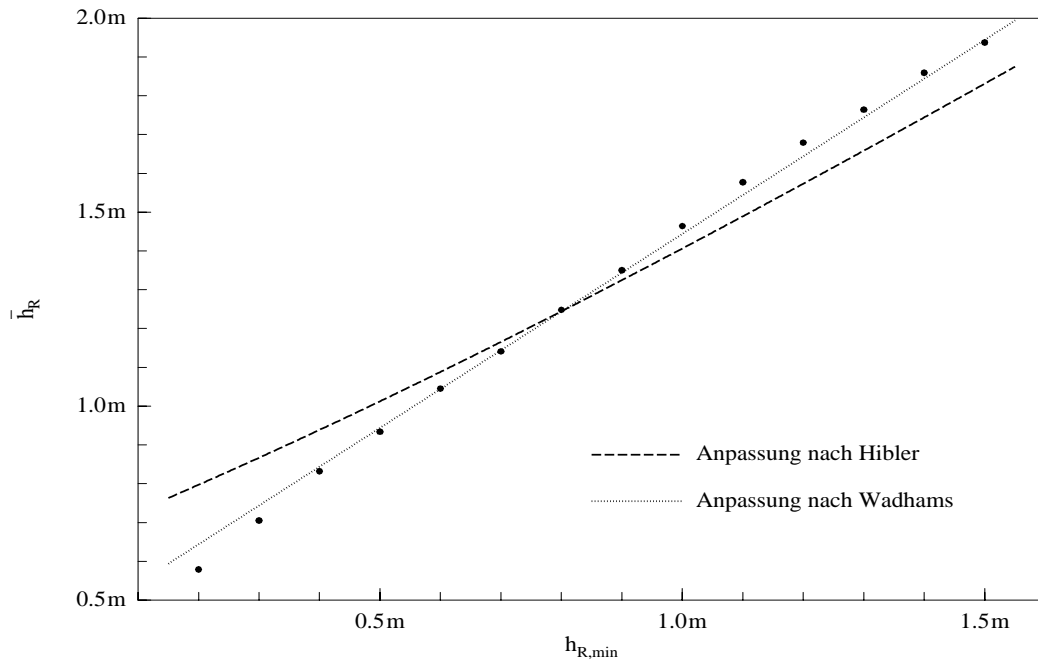


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der mittleren Preßrückenhöhe  $\bar{h}_R$  von der Mindesthöhe  $h_{R,min}$ . Die experimentellen Untersuchungen wurden für einen 60 km langen Flugabschnitt mit vollständiger Eisbedeckung durchgeführt und durch Modellfunktionen approximiert. Die Modellfunktionen basieren auf einer statistischen Beschreibung der Preßrückenbildung und entsprechen den Kurven. Die Punkte stellen experimentelle Ergebnisse dar.

Die experimentell ermittelte Vergrößerung der mittleren Preßrückenhöhe  $\bar{h}_R$  bei zunehmender Höhe  $h_{R,min}$  wird durch die von Wadhams dargelegte Formel (4.29) mit einer Korrelation von  $r^2 = 0.996$  beschrieben. Die Formulierung von Hibler (4.28) weist eine systematische Abweichung von dem experimentell bestimmten Verlauf auf. Dieses ist damit erklärbar, daß der Parameter  $\lambda_1$  selbst von der minimalen Preßrückenhöhe  $h_{R,min}$  abhängig ist und daher nicht aus (4.28) durch die Methode der kleinsten Quadrate bestimmt werden kann, sondern für jede Minimalhöhe aus der Häufigkeitsverteilung  $p(h_R)$  bestimmt werden muß. Der Parameter  $\lambda_2$  ist im Gegensatz dazu bei Variation von  $h_{R,min}$  nahezu konstant und kann dementsprechend auch aus (4.29) ermittelt werden. Die Beschreibung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $p(h_R)$  ist durch den von Wadhams gegebenen Zusammenhang „objektiver“ möglich, da der Parameter  $\lambda_2$  nicht von der subjektiv festgelegten Höhe  $h_{R,min}$  abhängt.

### 4.2.3 Preßeisrückenabstand

Hibler et al. [1972] leiten unter der Voraussetzung eines zufälligen Auftretens von Preßeisrücken entlang eines Oberflächenabschnittes [vgl. Kap. 4.2.2] die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für den Preßeisrückenabstand  $d_R$  her.

Der Oberflächenabschnitt wird analog zu Kap. 4.2.2 in  $N$  Linienelemente unterteilt. Die Wahrscheinlichkeit, an einer beliebigen Position einen Preßeisrücken vorzufinden, sei  $p$ . Damit ergibt sich die Wahrscheinlichkeit  $P_{(q)}$ , im gesamten Abschnitt  $q$  Rücken vorzufinden, als:

$$P_{(q)} = \frac{N}{q} p^q (1-p)^{N-q} \quad (4.30)$$

Da  $p$  klein ist ( $p \approx 0$ ), folgt daraus mit einer Grenzwertbetrachtung für  $N \rightarrow \infty$ :

$$P_{(n)} = \frac{(L\lambda_3)^n}{n!} e^{-L\lambda_3} \quad (4.31)$$

wobei  $P_{(n)}$  die Wahrscheinlichkeit,  $n$  Preßeisrücken in einem Abschnitt der Länge  $L$  vorzufinden, und  $\lambda_3$  die Preßeisrückendichte bezeichnet.

Für die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des Preßeisrückenabstandes  $d_R$  folgt so:

$$p_{(d_R)} = \lambda_3 e^{-\lambda_3 d_R} \quad (4.32)$$

wobei die Normierungsbedingung  $\int_0^\infty p_{(d_R)} d(d_R) = 1$  erfüllt wird.

Wadhams und Davy [1986] geben folgende empirische Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für den Abstand der Eisrücken an:

$$p_{(d_R)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \lambda_{4b} (d_R - d_{R,min})} \exp\left(-\frac{(\ln(d_R - d_{R,min}) - \lambda_{4a})^2}{2\lambda_{4b}^2}\right) \quad (4.33)$$

wobei  $d_{R,min}$  den minimalen Preßeisrückenabstand bezeichnet. Bei dem Modell von Wadhams handelt es sich um eine logarithmische Normalverteilung. Der Parameter  $\lambda_{4a}$  charakterisiert den Wert von  $\ln(d_R - d_{R,min})$  für den  $p_{(d_R)}$  maximal wird, und  $\lambda_{4b}$  gibt die Breite der Verteilung an. Diese Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion kann statistisch begründet werden, wenn die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines Preßeisrückens zwischen zwei Preßeisrücken proportional zum Abstand der beiden Rücken ist [vgl. Dierking, 1995].

Die Abbildung 4.9 zeigt ein Beispiel der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des Preßeisrückenabstandes und die Approximation durch die Modellfunktionen (4.32) und (4.33) für ein vollständig eisbedecktes Gebiet. Die Koeffizienten  $\lambda_3$  bzw.  $\lambda_{4a}$  und  $\lambda_{4b}$  wurden nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt. Die Korrelation ist mit  $r^2 = 0.99$  für die von Wadhams angegebene Verteilung (4.33) größer als die für die von Hibler dargestellte (4.32), welche für dieses Beispiel  $r^2 = 0.93$  beträgt.

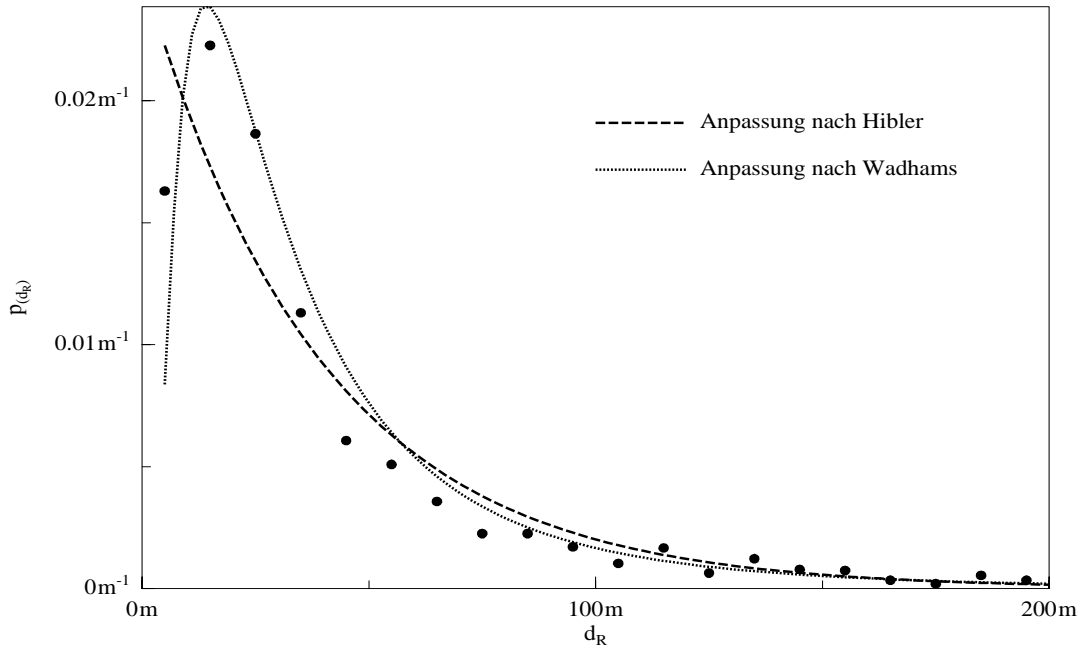


Abbildung 4.9: Normierte Verteilung  $p_{(d_R)}$  des Preßeisrückenabstandes  $d_R$  für ein vollständig eisbedecktes Gebiet und die Anpassung statistisch begründeter Verteilungsfunktionen. Diese entsprechen den Kurven der Graphik. Die Punkte bezeichnen die Meßergebnisse.

Die Untersuchung der für alle Flugabschnitte ermittelten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen des Preßeisrückenabstandes ergibt für 85% der Flugabschnitte eine Korrelation der Modelle mit den Messungen von  $r^2 > 0.90$ . Die von Wadhams vorgeschlagene Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (4.33) stimmt für 70% der untersuchten Flugabschnitte mit den Messungen besser überein als die von Hibler (4.32). Dieses bestätigen auch Untersuchungen von Lewis et al. [1993] und Dierking [1995]. Die Abbildung 4.9 zeigt eine Abnahme der Wahrscheinlichkeitsdichte für geringe Preßeisrückenabstände. Dieser Verlauf wird nicht durch (4.32) nach Hibler wiedergegeben. Die Ursache für die Ausbildung eines Maximums der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $p_{(d_R)}$  ist möglicherweise in der Methodik der Preßeisrückenerkennung zu suchen. Die Verwendung des Rayleigh-Kriteriums zur Preßeisrückenerkennung reduziert die Anzahl der eng benachbarten Preßeisrücken, da diese teilweise als Mehrfach-Rücken betrachtet werden.

Der mittlere Preßeisrückenabstand ergibt sich durch Integration aus der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion:

$$\bar{d}_R = \int_{0 \text{ bzw. } d_{R,\min}}^{\infty} d_R p_{(d_R)} d(d_R) \quad (4.34)$$



Setzt man die Verteilungsfunktionen (4.32) bzw. (4.33) in (4.34) ein, so ergeben sich folgende Beziehungen zwischen mittlerer Preßeisrückenhöhe und den Parametern  $\lambda_3$  bzw.  $\lambda_{4a}$  und  $\lambda_{4b}$ :

$$\bar{d}_R = \lambda_3^{-1} \quad (4.35)$$

$$\bar{d}_R = d_{R,min} + \exp(\lambda_{4a} + \lambda_{4b}^2/2) \quad (4.36)$$

Die Parameter  $\lambda_3$  bzw.  $\lambda_{4a}$  und  $\lambda_{4b}$  sind von der Wahl der Schwellwerthöhe  $h_{R,min}$  abhängig. Das Inverse des mittleren Abstandes der Preßeisrücken  $\bar{d}_R^{-1}$ , d.h. die Anzahl  $N$  von Rücken pro Streckenabschnitt, nimmt mit zunehmender Höhe  $h_{R,min}$  ab. Die Anzahl  $N$  der unter Verwendung einer Höhe  $h_{R,min}$  durch das in Kap. 4.2.1 dargestellte Verfahren erkannten Preßeisrücken ergibt sich aus der Anzahl  $N_0$  der ohne Verwendung einer Schwellwerthöhe  $h_{R,min}$  bestimmten Preßeisrücken durch Subtraktion der Anzahl von Rücken, deren Höhe geringer als  $h_{R,min}$  ist:

$$N = N_0 \cdot \left( 1 - \int_0^{h_{R,min}} p(h_R) dh_R \right) \quad (4.37)$$

Die Anzahl  $N_0$  kann man nicht aus den Oberflächenprofilen bestimmen. Sie stellt lediglich einen theoretischen Wert dar. Der mittlere Abstand  $\bar{d}_R$  bestimmt sich aus dem mittleren Abstand  $\bar{d}_0$  der Rücken, die sich ohne Anwendung einer Mindest-rückenhöhe ergeben:

$$\bar{d}_R = \frac{N}{N_0} \bar{d}_0 \quad (4.38)$$

Die Verknüpfung von (4.37) und (4.38) ergibt:

$$\bar{d}_R = \bar{d}_0 \left( 1 - \int_0^{h_{R,min}} p(h_R) dh_R \right)^{-1} \quad (4.39)$$

Für die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $p(h_R)$  sind die durch Hibler (4.25) oder Wadhams (4.26) angegebenen Verteilungen unter der Voraussetzung der Unabhängigkeit der Verteilungsparameter  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  in (4.39) einzusetzen:

$$\bar{d}_R = \frac{1}{\text{erfc}(\lambda_1^{0.5} h_{R,min})} \cdot \bar{d}_0 \quad (4.40)$$

$$\bar{d}_R = \exp(\lambda_2 h_{R,min}) \cdot \bar{d}_0 \quad (4.41)$$

Die Abhängigkeit des mittleren Preßeisrückenabstandes  $\bar{d}_R$  von der minimalen Preßeisrückenhöhe  $h_{R,min}$  und ihre Anpassung durch (4.40) und (4.41) ist in Abbildung 4.10 gezeigt. Die experimentell ermittelte Vergrößerung des mittleren Eisrückenabstandes  $\bar{d}_R$  bei zunehmender Höhe  $h_{R,min}$  wird durch die ausgehend von der Theorie von Wadhams abgeleitete Formel (4.41) mit einer Korrelation von  $r^2 = 0.992$  beschrieben. Die Formulierung von Hibler (4.40) weist systematische Abweichungen vom beobachteten Verlauf auf.

Diese Tatsache ist, wie schon in Kapitel 4.2.2 dargestellt, darauf zurückzuführen, daß der Parameter  $\lambda_1$  selbst von der minimalen Rückenhöhe  $h_{R,min}$  abhängig ist.

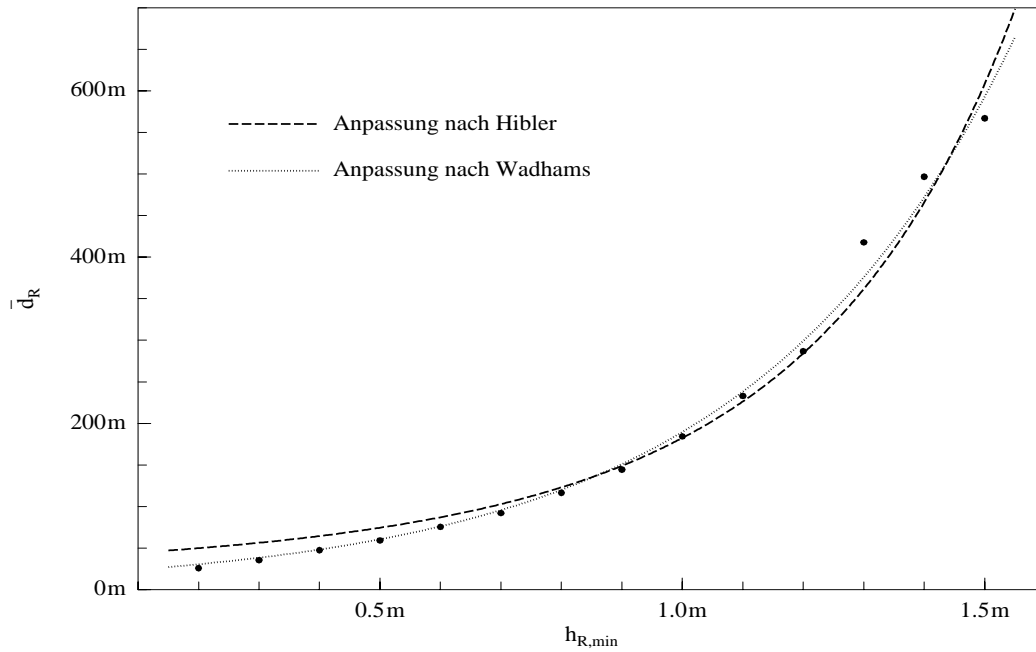


Abbildung 4.10: Abhängigkeit des mittleren Preßeisrückenabstandes  $\bar{d}_R$  von der Mindesthöhe  $h_{R,min}$ . Die experimentellen Untersuchungen wurden für einen  $60\text{ km}$  langen Flugabschnitt mit vollständiger Eisbedeckung durchgeführt und durch Modellfunktionen approximiert. Die Modellfunktionen basieren auf einer statistischen Beschreibung der Preßeisrückenbildung.

### 4.3 Variation der Strukturparameter in der Eisrandzone

Die Oberflächenstruktur des Meereises wird durch die Parameter  $C_E$ ,  $h_S$ ,  $l_S$ ,  $h_R$  und  $d_R$  charakterisiert. Die Abhängigkeit dieser Parameter von der Entfernung zum Eisrand wird im folgenden dargestellt. Vom 16., 17. und 23. März 1993 liegen Messungen der Oberflächenstruktur über die gesamte Breite der Eisrandzone vor. Die Abbildung 4.11 zeigt die Lage der Flugwege vom Eisrand nach Norden.

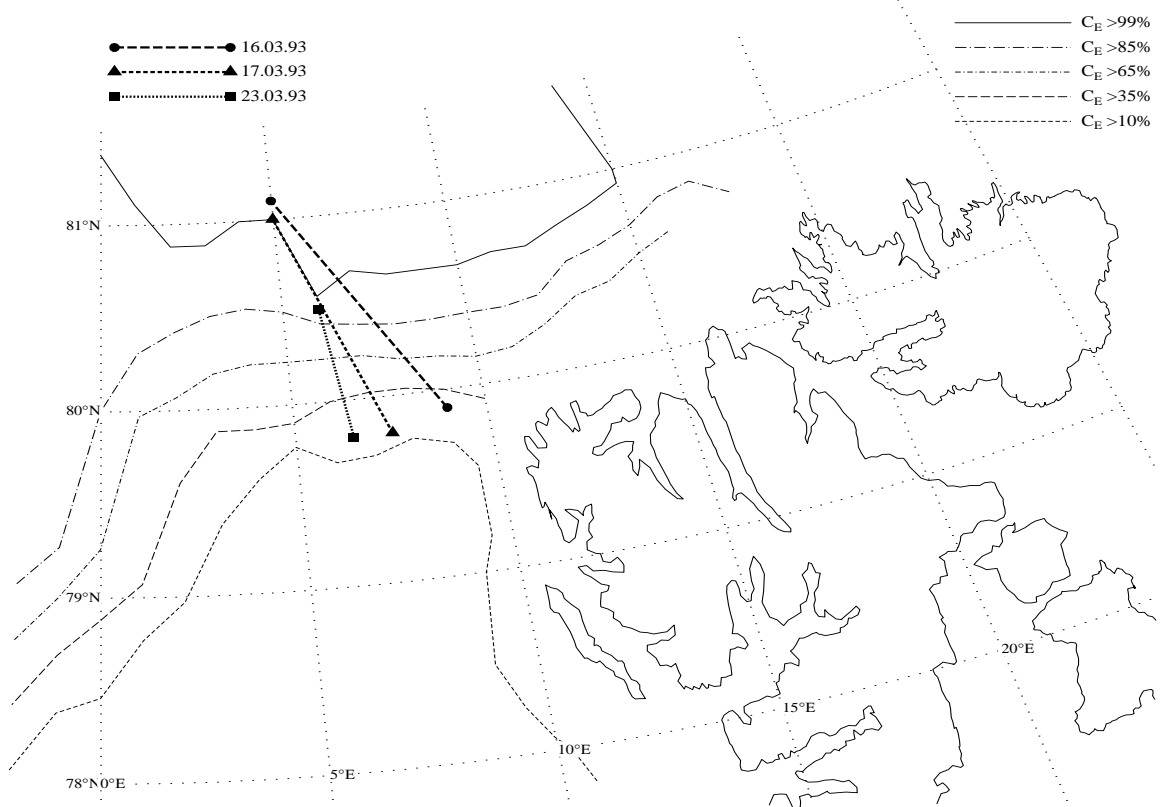


Abbildung 4.11: Flugabschnitte in der Eisrandzone nordwestlich von Spitzbergen an drei verschiedenen Tagen. Die Isolinien der Eiskonzentration sind einer Eiskarte für den Zeitraum vom 16. bis 23. März 94 des Norwegischen Meteorologischen Instituts *DNMI* entnommen.

Die Abbildung gibt die Umriss von Spitzbergen und die Isolinien der mittleren Eiskonzentration wieder. Im Untersuchungsgebiet liegen die Isolinien nahezu parallel zu den Breitengraden. Entlang der in Abbildung 4.11 eingezeichneten Flugstrecken wurden die Mittelwerte und Standardabweichungen der Oberflächenparameter für 12 km lange Flugabschnitte und der Abstand zum Eisrand  $x$  ermittelt. Die Entfernung  $x$  wurde wegen des nahezu parallel zu den Breitenkreisen verlaufenden Eisrandes durch die geographische Breite  $\Phi$  entlang der Flugstrecken bestimmt:

$$x = (\Phi - \Phi_{ER}) \cdot x_{\Phi} \quad (4.42)$$

wobei  $\Phi_{ER}$  die Position des Eisrandes und  $x_{\Phi}$  die Entfernung zweier Breitenkreise mit Abstand von  $1^\circ$  ( $x_{\Phi} = 111.1 \text{ km}/1^\circ$ ) bezeichnet. Die Position des Eisrandes ergibt sich für die verschiedenen Tage näherungsweise aus *AVHRR*-Bildern (*Advanced Very High Resolution Radiometer*), die im Subsatellitenpunkt eine räumliche Auflösung

von  $1.1\text{km} \cdot 1.1\text{km}$  haben. Die Lage des Eisrandes ist bei Vorhandensein von Wolken bzw. Wolkenstraßen, die sich häufig unmittelbar am Eisrand bilden [vgl. Kottmeier et. al., 1994], nicht exakt bestimmbar. Die Genauigkeit des aus *AVHRR*-Bildern ermittelten  $\Phi_{ER}$  beträgt etwa  $0.05^\circ$  ( $6\text{km}$ ).

Die Abbildung 4.12 zeigt das Ansteigen des Eisbedeckungsgrades  $C_E$  mit zunehmender Entfernung vom Eisrand.

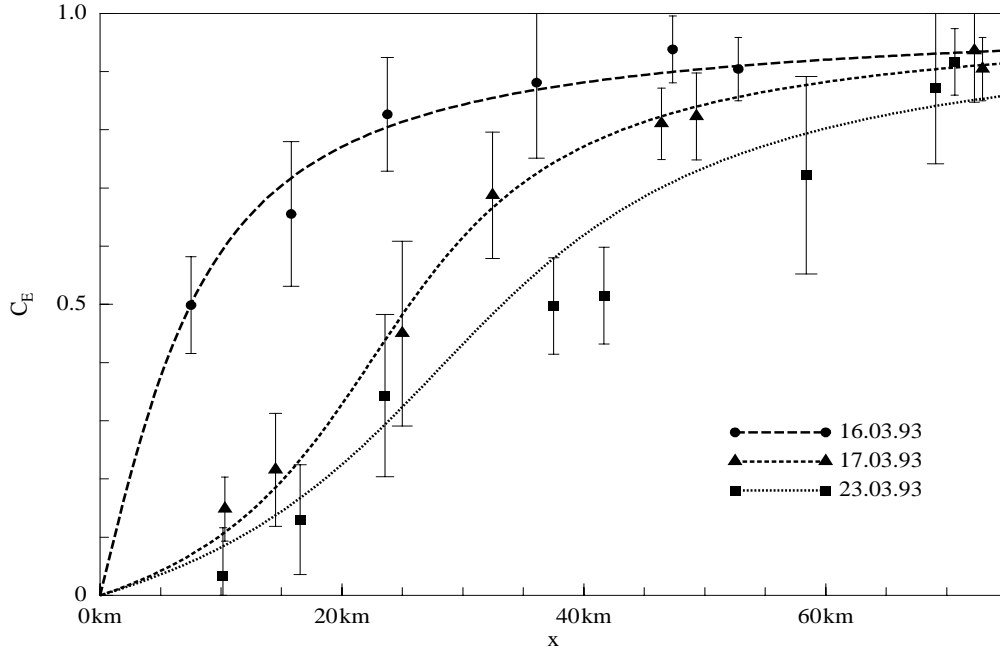


Abbildung 4.12: Abhängigkeit des mittleren Eisbedeckungsgrades  $C_E$  von der Entfernung  $x$  zum Eisrand. Die experimentellen Ergebnisse wurden für Entfernungsklassen von  $10\text{ km}$  Länge zusammengefaßt und durch die Symbole dargestellt. Die Kurven zeigen die Anpassung durch eine empirische Funktion.

Die in Abbildung 4.12 dargestellte Abhängigkeit läßt sich durch folgende empirische Funktion annähern:

$$C_E = \frac{\text{atan}(\nu_{1a}(x - \nu_{1b})) - \text{atan}(-\nu_{1a}\nu_{1b})}{0.5\pi - \text{atan}(-\nu_{1a}\nu_{1b})}, \quad x > 0 \quad (4.43)$$

wobei  $\nu_{1a}$  und  $\nu_{1b}$  die anzupassenden Parameter bezeichnen. Der Ansatz (4.43) stellt sicher, daß für  $x = 0\text{ km}$  die Eiskonzentration  $C_E$  null und  $C_E$  stets kleiner eins ist. Der Parameter  $\nu_{1b}$  bezeichnet die Lage des maximalen Anstiegs der Funktion und  $\nu_{1a}$  den Betrag des maximalen Anstiegs. Die relative, durch diese Funktion erklärte Varianz  $r^2$  ist für alle Flugabschnitte größer als 0.85.

Der Anstieg der Eiskonzentration mit zunehmender Entfernung vom Eisrand variiert im betrachteten Zeitraum. Er ist für den Flugweg am 16. März 93 am größten ( $\nu_{1a} = 0.133$ ) und für den am 23. März 93 am geringsten ( $\nu_{1a} = 0.056$ ). Dieses Ergebnis läßt sich nicht anhand der in Abbildung 4.11 dargestellten Eiskarte bestätigen, da dort die Isolinien der Eiskonzentration nahezu parallel verlaufen. Die Breite der Eisrandzone scheint sich im Zeitraum vom 16. März bis zum 23. März

93 vergrößert zu haben. Als mögliche Ursache kommt eine Drehung des Windes von Süd auf Nord und eine daraus resultierende Eisbewegung in südliche Richtung in Frage. Diese Winddrehung ist in Abbildung 4.13 dargestellt und zeigte sich in den Windmessungen im Bereich der Eisrandzone für den Zeitraum vom 13. März bis zum 23. März durch *POLARSTERN*.

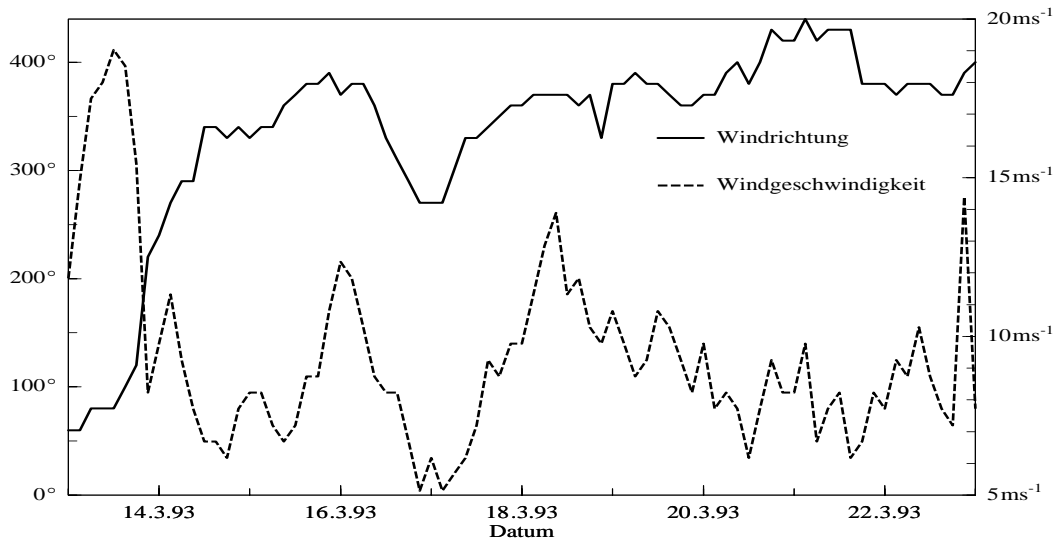


Abbildung 4.13: Windrichtung und -geschwindigkeit im Zeitraum vom 13. März bis zum 23. März 93. Die Messungen wurden auf *POLARSTERN* im Bereich der Eisrandzone durchgeführt.

Die Winddrehung von süd-östlichen Richtungen über Süd am 13. und 14. März auf nördliche Richtungen ist verbunden mit einer starken Abnahme der Windgeschwindigkeit. Dieses könnte die Ursache für die geringe Ausdehnung der Eisrandzone bis zum 16. März sein. Der langanhaltende Nordwind und seine Zunahme am 16. März führten wahrscheinlich zu einer rascheren Ausdehnung der Eisrandzone in südliche Richtung.

Die flächengemittelte Schollenlänge  $\bar{l}_S$  nimmt mit zunehmender Entfernung vom Eisrand zu. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Die Zunahme der Schollengröße ist dadurch bedingt, daß die vom offenen Ozean in die Eisrandzone einlaufende Meeresdünung, die das Brechen von Eisschollen verursacht, gedämpft wird. Die Dämpfung ist dabei um so stärker, je länger der in der Eisrandzone zurückgelegte Weg ist. Außerdem werden kurze Wellenlängen stärker gedämpft als lange, so daß in großer Entfernung vom Eisrand nur noch Wellen großer Wellenlänge vorhanden sind und damit die Schollengröße entsprechend zunimmt.

Der Anstieg genügt dem Exponentialgesetz:

$$\bar{l}_S = \nu_{2a} \exp(\nu_{2b}x) \quad (4.44)$$

wobei  $\nu_{2a}$  und  $\nu_{2b}$  die anzupassenden Parameter bezeichnen. Der Parameter  $\nu_{2a}$  ist die Schollengröße direkt an der Eiskante, d.h. bei  $x = 0$ , und  $\nu_{2b}$  ist ein Maß für die Breite der Eisrandzone.

Für die verschiedenen Experimenttage wurde eine Anpassung der Meßergebnisse an

die Modellfunktion (4.44) durch die Methode der kleinsten Quadrate vorgenommen. Die erklärte Varianz  $r^2$  ist für alle Tage größer als 0.92.

Der Anstieg  $\nu_{2b}$  der Schollengröße ist für den 16. März am größten, was ebenfalls auf eine geringere Breite der Eisrandzone an diesem Tag hindeutet.

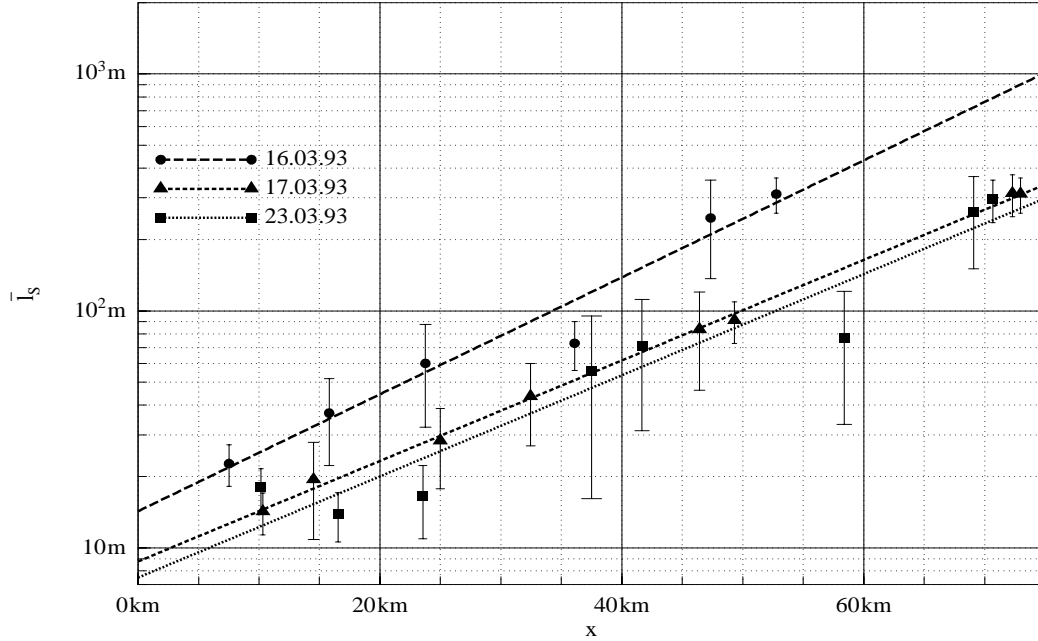


Abbildung 4.14: Abhängigkeit des Flächenmittels der Schollenlänge  $\bar{l}_S$  von der Entfernung  $x$  zum Eisrand. Die experimentellen Ergebnisse wurden für Entfernungsklassen von  $10 \text{ km}$  Länge zusammengefaßt und durch die Symbole dargestellt. Die Geraden zeigen die Anpassung durch eine Exponentialfunktion.

Die flächengemittelte Freibordhöhe  $\bar{h}_S$  nimmt mit zunehmender Entfernung  $x$  vom Eisrand zu. Diese Zunahme ist durch folgende Sättigungskurve beschreibbar:

$$\bar{h}_S = \nu_{3a} (1 - \exp(-\nu_{3b}x)) \quad (4.45)$$

wobei  $\nu_{3a}$  und  $\nu_{3b}$  die anzupassenden Parameter sind. Die Freibordhöhe für  $x \gg \nu_{3b}^{-1}$  ist durch  $\nu_{3a}$  gegeben. Der Parameter  $\nu_{3b}$  gibt die Breite der Eisrandzone an.

Die Abbildung 4.15 zeigt die Abhängigkeit der Freibordhöhe von der Entfernung zum Eisrand und die mittels der Methode der kleinsten Quadrate angepaßte Funktion (4.45). Die relative erklärte Varianz  $r^2$  ist stets größer als 0.75. Die Anpassung ergibt für  $\nu_{3a}$  etwa  $0.5 \text{ m}$ .

Die Breite der Eisrandzone zeigt für den 16. März 93 den geringsten Wert von etwa  $40 \text{ km}$  und ist für den 23. März mit  $85 \text{ km}$  am größten.

Die Abnahme der Freibordhöhe  $\bar{h}_S$  in der Nähe des Eisrandes ist darauf zurückzuführen, daß die in der Fram-Straße südwärts driftenden Meereisschollen an ihrer Unterseite schmelzen. Die notwendige Schmelzwärme wird dabei von dem Westspitzbergenstrom, welcher westlich von Spitzbergen nordwärts setzt und ein Ausläufer der Golfstromes ist, aufgebracht.

Dieser ist auch die Ursache für die in Abbildung 4.11 erkennbare Eisfreiheit westlich von Spitzbergen, während westlich von  $0^\circ E$  der Eisrand erheblich weiter nach Süden reicht.

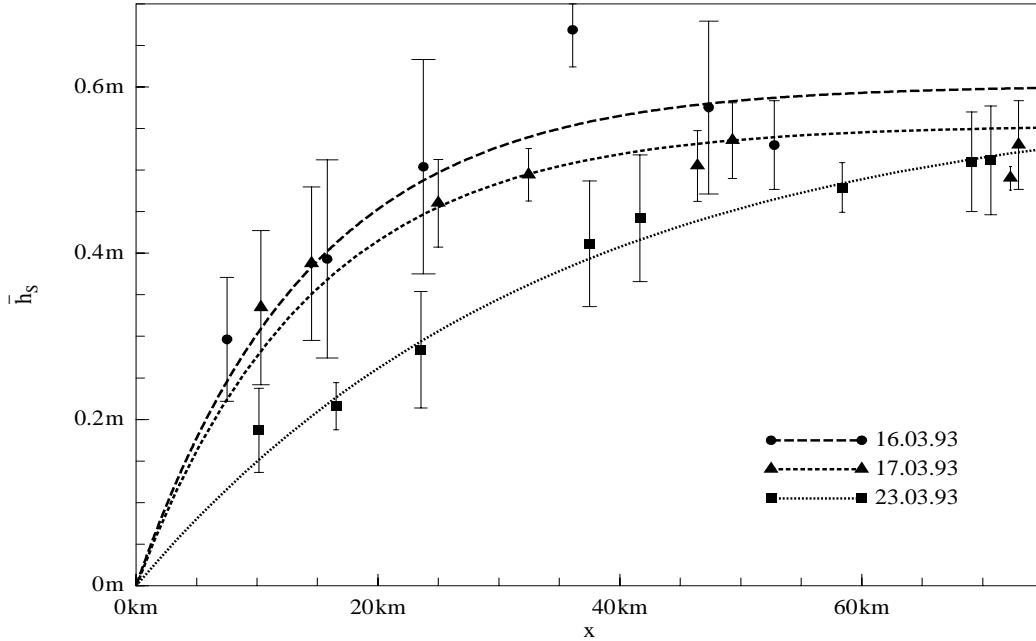


Abbildung 4.15: Abhängigkeit des Flächenmittels der Freibordhöhe  $\bar{h}_S$  von der Entfernung  $x$  zum Eisrand. Die experimentellen Ergebnisse wurden für Entfernungsklassen von  $10 \text{ km}$  Länge zusammengefasst und durch die Symbole dargestellt. Die Kurven zeigen die Anpassung durch eine empirische Funktion.

Aus der mittleren Driftgeschwindigkeit  $v_d$  der Eisschollen in Richtung des Eisrandes, der Breite  $X_{ERZ}$  der Eisrandzone und der mittleren Eisschollendicke  $\bar{h}_{Sg,max}$  weit nördlich des Eisrandes ergibt sich die mittlere Schmelzrate des Meereises:

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} h_{Sg}} = \frac{\bar{h}_{Sg,max}}{X_{ERZ}} v_d \quad (4.46)$$

Die mittlere Eisschollendicke  $\bar{h}_{Sg}$  ist etwa proportional zur mittleren Freibordhöhe  $\bar{h}_S$ :

$$\bar{h}_{Sg} = \nu_4 \bar{h}_S \quad (4.47)$$

$$\bar{h}_{Sg,max} = \nu_4 \nu_{3a} \quad (4.48)$$

wobei  $\nu_4$  die Proportionalitätskonstante ist.

Die zum Schmelzen des Meereises notwendige Energie wird dem Ozean entzogen, sofern das Wasser der ozeanischen Deckschicht noch nicht bis zum Gefrierpunkt abgekühlt ist. Die während *Arktis 93* in fünf verschiedenen Tiefen ( $0.3 \text{ m}$  bis  $1.5 \text{ m}$  unterhalb der Eisunterseite [vgl. Brümmer, 1994]) gemessene Wassertemperatur betrug im Mittel  $-1.3^\circ \text{C}$ . Diese Temperaturwerte wurden ungefähr durch die Messungen des Thermosalinographen der *POLARSTERN* in einer Tiefe von  $11.5 \text{ m}$

bestätigt. Die zum Schmelzen des Meereises erforderliche Leistung pro Fläche  $P/A$  beträgt etwa:

$$\begin{aligned} P/A &= \rho_E L_f \overline{\frac{\partial}{\partial t} h_{Sg}} \\ &= \rho_E L_f \frac{\nu_{3a}}{X_{ERZ}} \nu_4 v_d \end{aligned} \quad (4.49)$$

wobei  $\rho_E$  die Eisdichte und  $L_f$  die Schmelzwärme von Eis ( $L_f = 3.34 \cdot 10^5 \text{ Jkg}^{-1}$ ) ist.

Unter Voraussetzung einer mittleren Dichte des Eises mit Schneeauflage von etwa  $\rho_E \approx 800 \text{ kgm}^{-3}$ , einem Proportionalitätsfaktor  $\nu_4 \approx 3$  und einer mittleren Driftgeschwindigkeit von  $v_d \approx 0.05 \text{ ms}^{-1}$ , welche sich aus Untersuchungen von Verdriftungen von Bojen ergibt, erhält man mit  $\nu_{3a} = 0.5 \text{ m}$  und  $X_{ERZ} = 100 \text{ km}$  nach (4.46) eine Schmelzrate von  $\overline{\frac{\partial}{\partial t} h_{Sg}} \approx 2.7 \text{ mmh}^{-1}$  und nach (4.49) eine hierfür notwendige Schmelzwärme von  $P/A \approx 200 \text{ Wm}^{-2}$ . Hierbei handelt es sich um eine im Vergleich zu anderen Experimenten sehr große Wärmeabgabe des Ozeans bei Eisbedeckung, welche aber durch die relativ hohe Temperatur der ozeanischen Deckschicht begründet werden kann.

Die Höhe und der Abstand der Preßeisrücken zeigt eine geringe Variabilität mit der Entfernung zum Eisrand. Unter Verwendung einer minimalen Preßeisrückenhöhe  $h_{R,min}$  von  $0.4 \text{ m}$  [vgl. Kap. 4.2.1] beträgt die mittlere Preßeishöhe  $0.75 \text{ m}$ . Der mittlere Preßeisrückenabstand ist  $70 \text{ m}$ . Dieses entspricht 14 Preßeisrücken pro  $\text{km}$  und stimmt mit dem von Weeks [1976] für die winterliche Eisrandzone westlich von Spitzbergen angegebenen Wert von etwa 16 Preßeisrücken pro  $\text{km}$  gut überein. Die geringe Variation der mittleren Preßeisrückenhöhe und ihres Abstandes ist dadurch erklärbar, daß in der Eisrandzone keine bzw. nur geringe Bildung von Preßeisrücken stattfindet, sondern die Schollen mit einer bestimmten Konfiguration der Preßeisrücken ohne wesentliche Änderung verdriften.



## 5 Ableitung des Reibungskoeffizienten aus Messungen

Der Betrag des turbulenten Impulstransportes  $|\vec{\tau}|$  von der Atmosphäre zur Meeres- bzw. Meeresoberfläche ist folgendermaßen definiert:

$$|\vec{\tau}| = \rho u_*^2 \quad (5.1)$$

wobei  $\rho$  die Dichte der Luft und  $u_*$  die Schubspannungsgeschwindigkeit bezeichnet. Die Bestimmung von  $u_*$  wird für Schiffsmessungen in Kap. 5.1 und für Flugzeugmessungen in Kap. 5.2 dargestellt. In Ozean-, Meeres- und Atmosphärenmodellen wird der Impulstransport häufig durch einen Ansatz proportional zum Quadrat der Windgeschwindigkeit parameterisiert. Mit dem Reibungskoeffizienten  $C_d$  als Proportionalitätskonstante gilt:

$$\vec{\tau} = C_d \cdot \rho |\vec{v}(z)| \vec{v}(z) \quad (5.2)$$

Der Reibungskoeffizient hängt von der Art und Rauigkeit der Oberfläche, von der Dichteschichtung der atmosphärischen Grenzschicht, die sich durch die Monin-Obukhov-Länge  $L_*$  beschreiben läßt, sowie von der Höhe  $z$ , in der die Windgeschwindigkeit  $\vec{v}$  gegeben ist, ab. Aus (5.1) und (5.2) folgt die Bestimmungsgleichung für den stabilitäts- und höhenabhängigen Reibungskoeffizienten  $C_{d(z,L_*)}$ :

$$C_{d(z,L_*)} = \left( \frac{u_*}{|\vec{v}(z)|} \right)^2 \quad (5.3)$$

Für die Monin-Obukhov-Länge gilt:

$$L_* = -\frac{1}{\kappa} \frac{u_*^3}{\frac{g}{T} \frac{H}{\rho c_p}} \quad (5.4)$$

wobei  $\bar{T}$  die mittleren Temperatur,  $\rho$  die Luftdichte ( $\rho \approx \frac{p}{RT}$ ),  $g$  die Erdbeschleunigung ( $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ ),  $c_p$  die spezifischen Wärme bei konstantem Druck ( $c_p = 1004.67 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ) und  $R$  die allgemeine Gaskonstante ( $R = 287.04 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ ) ist.

Üblicherweise wird aus dem stabilitäts- und höhenabhängigen Reibungskoeffizienten  $C_{d(z,L_*)}$  zur besseren Vergleichbarkeit ein Reibungskoeffizient  $C_{d,n,10m}$  für neutrale Schichtung  $1/L_* = 0$  in der Höhe  $z = 10 \text{ m}$  berechnet. Der Reibungskoeffizient  $C_{d,n,10m}$  ist ausschließlich von der Oberflächenstruktur abhängig. Die Methoden zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten  $C_{d,n,10m}$  anhand von Messungen sind aufgrund der unterschiedlichen Meßhöhe für Schiffs- und Flugzeugmessungen verschieden.

## 5.1 Bestimmung des Reibungskoeffizienten aus Schiffsmessungen

Die Schiffsmessungen wurden in der oberflächennahen, sogenannten Prandtl-Schicht durchgeführt. Hier können die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  und der Wärmestrom  $H$  in guter Näherung als höhenkonstant angenommen werden.

Die Schubspannungsgeschwindigkeit ergibt sich aus den Kovarianzen  $\overline{u'w'}_{30min}$  bzw.  $\overline{v'w'}_{30min}$  der horizontalen und der vertikalen Windkomponenten:

$$u_* = \sqrt[4]{\overline{u'w'^2}_{30min} + \overline{v'w'^2}_{30min}} \quad (5.5)$$

Typische Werte von  $u_*$  liegen zwischen  $0.1 \text{ ms}^{-1}$  und  $0.5 \text{ ms}^{-1}$ . Der turbulente Transport fühlbarer Wärme  $H$  errechnet sich aus der Kovarianz  $\overline{w'T'}_{30min}$  des Vertikalwindes und der Temperatur:

$$H = \rho c_p \overline{w'T'}_{30min} \quad (5.6)$$

Der turbulente Wärmestrom ist bei diesem Experiment im wesentlichen durch den Wärmeübergang vom Ozean zur Atmosphäre bestimmt. Während *REFLEX II* schwankte er für vollständig mit Eis bedeckte Gebiete zwischen etwa  $-5 \text{ Wm}^{-2}$  und  $40 \text{ Wm}^{-2}$  und für Gebiete mit geringer Eiskonzentration zwischen  $100 \text{ Wm}^{-2}$  und  $400 \text{ Wm}^{-2}$ .

Die Stabilitätsabhängigkeit des Reibungskoeffizienten  $C_{d(z,L_*)}$  läßt sich unter der Annahme der Gültigkeit der Monin-Obukhov-Ähnlichkeit bestimmen und ein höhenabhängiger Reibungskoeffizient  $C_{d,n(z)}$  für neutrale Schichtung, d.h.  $\frac{1}{L_*} = 0 \text{ m}^{-1}$  bzw.  $H = 0 \text{ Wm}^{-2}$ , berechnen.

Nach der Monin-Obukhov-Theorie ist in der Prandtl-Schicht folgende Beziehung für den Gradienten des Geschwindigkeitsbetrages erfüllt:

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial |\bar{v}|}{\partial z} = \Phi_{m(z/L_*)} \quad (5.7)$$

wobei  $\kappa$  die von-Karman-Konstante und  $\Phi_{m(z/L_*)}$  eine empirische stabilitätsabhängige Profilfunktion der Geschwindigkeit bezeichnet.

Für die Profilfunktion werden verschiedene empirische Ansätze verwendet [vgl. Högström, 1987]. In dieser Arbeit wird ein für  $\kappa = 0.4$  von Högström [1987] modifizierter Ansatz von Dyer [1974] angewandt, der eine von-Karman-Konstante mit dem Betrag von 0.41 voraussetzt:

$$\Phi_{m(z/L_*)} = \begin{cases} 1 + 4.8 \frac{z}{L_*} & , L_*^{-1} \geq 0 \\ \left(1 - 15.2 \frac{z}{L_*}\right)^{-1/4} & , L_*^{-1} < 0 \end{cases} \quad (5.8)$$

Durch Integration von (5.7) folgt für das Geschwindigkeitsprofil:

$$|\bar{v}(z)| = \frac{u_*}{\kappa} \int_{z_0}^z \frac{\Phi_{m(z/L_*)}}{z} dz \quad (5.9)$$

wobei  $z_0$  die mittlere Rauigkeitslänge der Oberfläche ist.

Damit ergibt sich für die beiden Stabilitätsbereiche unter Berücksichtigung von  $z_0 \ll z$  [Stull, s. 383ff.]:

$$|\bar{v}(z)| = \frac{u_*}{\kappa} \left( \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) + \Psi_{m(z/L_*)} \right) \quad (5.10)$$

wobei

$$\begin{aligned} \Psi_{m(z/L_*)} &= \begin{cases} 4.8 \frac{z}{L_*} & , \quad L_*^{-1} \geq 0 \\ -2 \ln \left( \frac{1+x}{2} \right) - \ln \left( \frac{1+x^2}{2} \right) + 2 \arctan(x) - \frac{\pi}{2} & , \quad L_*^{-1} < 0 \end{cases} \\ x &= \left( 1 - 15.2 \frac{z}{L_*} \right)^{1/4} \end{aligned} \quad (5.11)$$

Daraus folgt für die mittlere Rauigkeitslänge:

$$z_0 = z \exp \left( \Psi_{m(z/L_*)} - \frac{\kappa |\bar{v}(z)|}{u_*} \right) \quad (5.12)$$

Durch Einsetzen der in (5.12) bestimmten Rauigkeitslänge und von  $1/L_* = 0 \text{ m}^{-1}$  in (5.10) erhält man das Windprofil für neutrale Schichtung, das mit (5.3) den stabilitätskorrigierten Rauigkeitskoeffizienten ergibt:

$$C_{d,n(z)} = \left( \frac{\kappa}{\ln \left( \frac{z}{z_0} \right)} \right)^2 \quad (5.13)$$

Der neutrale Reibungskoeffizient  $C_{d,n,10m}$  in  $10 \text{ m}$  Höhe berechnet sich nach (5.13) durch Einsetzen von  $z = 10 \text{ m}$ .

## 5.2 Bestimmung des Reibungskoeffizienten aus Flugzeugmessungen

Die Turbulenzmessungen mit dem Polarflugzeug *POLAR 2* und dem *METEOPOD* wurden in etwa 30 m Höhe durchgeführt. Insbesondere bei stabiler Schichtung liegt diese Meßhöhe oberhalb der Prandtl-Schicht. Der turbulente Wärmestrom ist dort gegenüber dem bodennahen erheblich reduziert, während der turbulente Impulstransport nur schwach reduziert ist.

Die Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit erfolgt daher aus den Kovarianzen  $\overline{u'w'}$  bzw.  $\overline{v'w'}$  der horizontalen Windkomponenten und der vertikalen Windkomponente im Flugniveau anlog zu (5.5). Die Länge der Flugabschnitte zur Berechnung der Kovarianzen bestimmt die statistische Genauigkeit der Flußbestimmung und die räumliche Auflösung. Eine Vergrößerung der Flugabschnitte führt einerseits zu einer Verringerung des Fehlers der einzelnen Kovarianzen [vgl. (5.28)] und andererseits zu einer geringeren räumlichen Auflösung, was eine Untersuchung des Einflusses der Oberflächengeometrie auf den Reibungskoeffizienten erschwert. Es hat sich die Verwendung von 12 km langen Flugabschnitten als praktikabel erwiesen. Diese Länge entspricht bei der üblichen Fluggeschwindigkeit von  $65 \text{ m s}^{-1}$  einem Zeitintervall von etwa drei Minuten. Die mittleren Größen wurden ebenfalls über Flugabschnitte der Länge 12 km ermittelt.

Für die Schubspannungsgeschwindigkeit gilt also:

$$u_* = \sqrt[4]{\overline{u'w'^2}_{12km} + \overline{v'w'^2}_{12km}} \quad (5.14)$$

wobei  $\overline{u'w'}_{12km}$  und  $\overline{v'w'}_{12km}$  die über einen 12 km langen Flugabschnitt berechneten Kovarianzen sind.

Die Stabilitätsabhängigkeit von  $C_{d(z,L_*)}$  läßt sich auch für Flugzeugmessungen unter der Voraussetzung der Gültigkeit der Monin-Obukhov-Ähnlichkeit bestimmen und ein höhenabhängiger Reibungskoeffizient  $C_{d,n(z)}$  für neutrale Schichtung berechnen. Wegen der starken Höhenabhängigkeit wurde der turbulente Wärmetransport  $H$  nicht aus den hochfrequenten Temperatur- und Windmessungen des *Meteopod*, sondern mit Hilfe der Monin-Obukhov-Ähnlichkeit aus der Temperatur im Flugniveau  $\overline{T}_{(z)}$  und der an der Oberfläche  $\overline{T}_0$  ermittelt.

Nach der Monin-Obukhov-Theorie gilt folgende Ähnlichkeitsbeziehung für den Temperaturgradienten:

$$\frac{\kappa z}{T_*} \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} = \Phi_{h(z/L_*)} \quad (5.15)$$

wobei  $\Phi_{h(z/L_*)}$  die stabilitätsabhängige Profilfunktion der Temperatur und  $T_*$  die charakteristische Temperaturfluktuation bezeichnet. Für die Profilfunktion der Temperatur wurde ein für  $\kappa = 0.4$  von Högström [1987] modifizierter Ansatz von Dyer [1974] verwendet:

$$\Phi_{h(z/L_*)} = \begin{cases} 0.95 + 4.5 \frac{z}{L_*} & , \quad L_*^{-1} \geq 0 \\ 0.95 \left(1 - 15.2 \frac{z}{L_*}\right)^{-1/2} & , \quad L_*^{-1} < 0 \end{cases} \quad (5.16)$$

Durch Integration von (5.15) folgt für das Temperaturprofil:

$$\overline{T}_{(z)} = \overline{T}_0 + \frac{T_*}{\kappa} \int_{z_0}^z \frac{\Phi_{h(z/L_*)}}{z} dz \quad (5.17)$$

Daraus ergibt sich unter Berücksichtigung von  $z_0 \ll z$  [vgl. Bronstein und Semendjajew]:

$$\bar{T}_{(z)} = \bar{T}_0 + 0.95 \frac{T_*}{\kappa} \left( \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) + \Psi_{h(z/L_*)} \right) \quad (5.18)$$

wobei

$$\Psi_{h(z/L_*)} = \begin{cases} 4.5 \frac{z}{L_*} & , \quad L_*^{-1} \geq 0 \\ \ln \left( \frac{y-1}{y+1} \right) & , \quad L_*^{-1} < 0 \end{cases} \quad (5.19)$$

$$y = \sqrt{1 - 15.2 \frac{z}{L_*}}$$

Der Wärmestrom  $H$  ergibt sich aus der Schubspannungsgeschwindigkeit und der charakteristischen Temperaturfluktuation:

$$H = \rho c_p u_* T_* \quad (5.20)$$

Die Lösung der Gleichungen (5.10), (5.18), (5.4) und (5.20) unter Berücksichtigung der Randbedingungen für  $\bar{T}_0$ ,  $\bar{T}_{(z)}$ ,  $|\bar{v}_{(z)}|$  und  $u_*$  [vgl. (5.14)] liefert  $z_0$ ,  $T_*$ ,  $L_*$  und  $H$ . Die Bestimmung des  $C_{d,n(z)}$  erfolgt durch Einsetzen von  $z_0$  in (5.13).

Neuere Untersuchungen von Duynkerke [1991] zeigen, daß die in (5.10) und (5.18) eingehende Rauigkeitslänge  $z_0$  für das Temperatur- und Geschwindigkeitsprofil stark voneinander abweichen. Die Bestimmung einer Rauigkeitslänge für das Temperaturprofil und einer für das Geschwindigkeitsprofil erfordert eine weitere Temperatur- bzw. Windgeschwindigkeitsmessung. Sie ist daher bei *REFLEX II* nicht durchführbar gewesen.

Die Reduzierung des neutralen Reibungskoeffizienten auf das Niveau von 10 m kann, wie Modelluntersuchungen gezeigt haben, nicht nach dem in Kap. 5.1 beschriebenen Verfahren durchgeführt werden, was auf die verringerte Schubspannungsgeschwindigkeit in 30 m Höhe gegenüber 10 m Höhe zurückzuführen ist. Die Höhenkorrektur wurde daher durch ein eindimensionales Grenzschichtmodell mit einer Turbulenzschließung 1. Ordnung über die TKE-Gleichung bestimmt. Es besteht folgender Zusammenhang:

$$C_{d,n,10m} = \beta_{(z)} C_{d,n(z)} \quad (5.21)$$

Für  $z = 30 m$  und  $z = 45 m$  wurde der Korrekturfaktor  $\beta_{(z)}$  durch Modellrechnungen zu 1.60 bzw. 2.08 [Hartmann et al., 1994] bestimmt, so daß sich unter Voraussetzung eines linearen Zusammenhanges zwischen der Höhe  $z$  und der Konstanten  $\beta_{(z)}$  folgende Abhängigkeit ergibt:

$$\beta_{(z)} = \beta_1 + \beta_2 z \quad , \quad 30 m < z < 45 m \quad (5.22)$$

$$\text{mit} \quad \beta_1 = 0.64 \quad , \quad \beta_2 = 0.032 m^{-1} \quad (5.23)$$

Neben der in (5.21)-(5.23) beschriebenen Verfahrensweise zur Berechnung von  $C_{d,n,10m}$ , die auf zwei Teilschritten, nämlich auf der Stabilitätskorrektur unter Verwendung der Monin-Obukhov-Ähnlichkeit und der nachfolgenden Höhenkorrektur, basiert, ist auch folgendes, ausschließlich auf Modellrechnungen gestützte, Verfahren denkbar:

$$C_{d,n,10m} = \beta_{(z,L_*)} C_{d(z,L_*)} \quad (5.24)$$

Der Korrekturfaktor  $\beta_{(z,L^*)}$  weist dadurch neben der Höhen- auch eine Stabilitätsabhängigkeit auf und ist aus einem Grenzschichtmodell zu gewinnen. Dieses erfordert Modelluntersuchungen über den gesamten Stabilitätsbereich und ist so erheblich rechenintensiver als das hier verwendete Verfahren. Ferner müssen alle Antriebsgrößen für das Modell, u. a. das Vertikalprofil der Temperatur und des Windes, bekannt sein. Dieses war nur für einen Teil der *REFLEX II*-Datensätze der Fall.

### 5.3 Fehlerdiskussion

Die in Kap. 5.1 und 5.2 ermittelten Reibungskoeffizienten sind wegen der Ungenauigkeit der bestimmenden Messungen und des begrenzten Zeitintervalles zur Berechnung von Mittelwerten und Varianzen mit einem statistischen Fehler behaftet. Dieser läßt sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz bestimmen.

#### 5.3.1 Fehler des Reibungskoeffizienten $C_d(z, L_*)$

Für die Standardabweichung  $\sigma_{C_d}$  des höhen- und stabilitätsabhängigen Reibungskoeffizienten gilt:

$$\sigma_{C_d}^2 = \left( \frac{\partial C_d(z, L_*)}{\partial u_*} \right)^2 \sigma_{u_*}^2 + \left( \frac{\partial C_d(z, L_*)}{\partial |\bar{v}|} \right)^2 \sigma_{|\bar{v}|}^2 \quad (5.25)$$

wobei  $\sigma_{u_*}$  die Standardabweichung der Schubspannungsgeschwindigkeit und  $\sigma_{|\bar{v}|}$  die des mittleren Windgeschwindigkeitsbetrages bezeichnet. Durch Einsetzen der partiellen Ableitungen in (5.25) erhält man:

$$\sigma_{C_d}^2 = C_d^2(z, L_*) \left( \frac{\sigma_{u_*}^2}{u_*^2} + \frac{\sigma_{|\bar{v}|}^2}{|\bar{v}|^2} \right) \quad (5.26)$$

Die Genauigkeit der Windmessung durch Ultraschallanemometer beträgt ungefähr  $\sigma_{|\bar{v}|} = 0.1 \text{ m s}^{-1}$  und die der GPS-korrigierten Flugzeugmessungen des Windes etwa  $\sigma_{|\bar{v}|} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$ . Die Standardabweichung der Schubspannungsgeschwindigkeit ist durch die Standardfehler  $\sigma_{u'w'}$  und  $\sigma_{v'w'}$  der Kovarianzen [vgl.(5.5) bzw. (5.14)] bestimmt:

$$\sigma_{u_*}^2 = \frac{1}{2u_*^6} \left( \overline{u'w'^2} \sigma_{u'w'}^2 + \overline{v'w'^2} \sigma_{v'w'}^2 \right) \quad (5.27)$$

Die Genauigkeit der Kovarianzen ist von der Turbulenzintensität und vom Mittelungsintervall abhängig. Die Gültigkeit der Taylor-Hyphotese vorausgesetzt, gilt nach Wyngaard [1973]:

$$\sigma_{x'w'}^2 \approx \frac{\tau_i}{\tau_0} \left( \overline{(x'w')^2} - (\overline{x'w'})^2 \right) \quad (5.28)$$

wobei  $\tau_0$  die Mittelungszeit und  $\tau_i$  die charakteristische Zeitskala der Turbulenz ist und  $x$  stellvertretend für  $u$  bzw.  $v$  verwendet wird. Das in (5.28) benötigte Moment  $\overline{(x'w')^2}$  ist aus den hochaufgelösten Flugzeugdaten unmittelbar bestimmbar. Für die Schiffsmessungen, bei denen keine hochaufgelöste Datenaufzeichnung stattfand, ist eine Abschätzung aus den Varianzen  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$  und  $\overline{w'^2}$  möglich [Wyngaard, 1973]:

$$\overline{(x'w')^2} \approx \overline{x'^2} \cdot \overline{w'^2} \quad (5.29)$$

Der Quotient  $\tau_i/\tau_0$  läßt sich aus der Meßhöhe  $z$  und der Länge des Meßintervalles  $S$  ( $= 12 \text{ km}$ ) abschätzen:

$$\frac{\tau_i}{\tau_0} \approx \frac{z}{S} \quad (5.30)$$

Aus (5.28) und (5.30) ist unmittelbar die Verringerung des Fehlers der bestimmten Kovarianzen bei längerer Mittelungszeit bzw. längerem Meßintervall ersichtlich.

Der nach (5.27)-(5.30) ermittelte relative Fehler  $\sigma_{u_*}/u_*$  der schiffs- bzw. flugzeuggestützten Schubspannungsgeschwindigkeit beträgt durchschnittlich etwa 5%. Für den Reibungskoeffizienten  $C_{d(z,L_*)}$  ergibt sich nach (5.26) ein relativer Fehler  $\sigma_{C_{d(z,L_*)}}/C_{d(z,L_*)}$  von etwa 10% für die Flugzeugmessungen und etwa 7% für die Ultraschallanemometermessungen am Mast in Schiffsnähe.

### 5.3.2 Fehler des neutralen Reibungskoeffizienten $C_{d,n(z)}$

Die Bestimmung des neutralen Reibungskoeffizienten erfolgt aus (5.13), damit gilt für die Standardabweichung des neutralen Reibungskoeffizienten  $\sigma_{C_{d,n}}$  unter Vernachlässigung des Fehlers der Höhenmessung:

$$\sigma_{C_{d,n}} = \frac{2C_{d,n}}{\ln(z/z_0)} \frac{\sigma_{z_0}}{z_0} \quad (5.31)$$

Die Standardabweichung  $\sigma_{z_0}$  ist für Schiffs- und Flugzeugmessungen auf unterschiedliche Weise zu berechnen.

Für die Schiffsmessungen gilt:

$$\sigma_{z_0}^2 = z_0^2 \left( \left( \frac{\kappa}{u_*} \right)^2 \sigma_{|\vec{v}_W|}^2 + \left( \frac{\kappa \vec{v}(z)}{u_*^2} \right)^2 \sigma_{u_*}^2 + \left( \frac{\partial \Psi_m}{\partial(L_*^{-1})} \right)^2 \sigma_{L_*^{-1}}^2 \right) \quad (5.32)$$

Die Standardabweichung  $\sigma_{L_*^{-1}}$  der reziproken Monin-Obukhov-Länge  $L_*^{-1}$  ergibt sich unter Berücksichtigung von (5.4) zu:

$$\sigma_{L_*^{-1}}^2 = L_*^{-2} \left( 9 \frac{\sigma_{u_*}^2}{u_*^2} + \frac{\sigma_{\overline{T}}^2}{\overline{T}^2} + \frac{\sigma_H^2}{H^2} \right) \quad (5.33)$$

wobei  $\sigma_{\overline{T}}$  der Fehler der Temperaturmessung und  $\sigma_H$  der Fehler des Wärmestromes ist. Für die Genauigkeit der mittleren Temperatur gilt:  $\sigma_{\overline{T}} \approx 0.5 K$ . Der Fehler der Wärmestrommessung durch Ultraschallanemometer ergibt sich nach (5.6) zu:

$$\sigma_H^2 = H^2 \frac{\sigma_{\overline{w'T'}}^2}{\overline{w'T'}^2} \quad (5.34)$$

wobei  $\sigma_{\overline{w'T'}}$  der Fehler der Kovarianz  $\overline{w'T'}$  ist. Der Fehler  $\sigma_{\overline{w'T'}}$  läßt sich analog zu (5.28) abschätzen. Es gilt:

$$\sigma_{\overline{w'T'}}^2 \approx \frac{\tau_i}{\tau_0} \left( \overline{w'^2} \cdot \overline{T'^2} - (\overline{w'T'})^2 \right) \quad (5.35)$$

Der in (5.34)-(5.35) berechnete Standardfehler  $\sigma_H$  der Wärmeflußmessung durch Ultraschallanemometer beträgt etwa  $5 W m^{-2}$ . Der relative Fehler  $\sigma_{L_*^{-1}}/L_*^{-1}$  der inversen Monin-Obukov-Länge ist nach (5.33) etwa 20%. Der relative Fehler  $\sigma_{z_0}/z_0$  der effektiven Rauigkeitslänge wurde nach (5.32) zu etwa 25% bestimmt. Der relative Fehler  $\sigma_{C_{d,n}}/C_{d,n(z)}$  des neutralen Reibungskoeffizienten  $C_{d,n(z)}$  beträgt durchschnittlich etwa 10%.

Für Flugzeugmessungen erfolgt die Bestimmung der Rauigkeitslänge durch Lösung



eines Gleichungssystem. Die funktionale Abhängigkeit der Rauigkeitslänge läßt sich folgendermaßen formulieren:

$$z_0 = f_{(u_*, |\bar{v}_{(z)}|, \bar{T}_0, \bar{T}_{(z)})} \quad (5.36)$$

Die Standardabweichung der Rauigkeitslänge ist damit:

$$\begin{aligned} \sigma_{z_0}^2 &= \left( \frac{\partial f_{(u_*, |\bar{v}_{(z)}|, \bar{T}_0, \bar{T}_{(z)})}}{\partial u_*} \right)^2 \sigma_{u_*}^2 + \left( \frac{\partial f_{(u_*, |\bar{v}_{(z)}|, \bar{T}_0, \bar{T}_{(z)})}}{\partial |\bar{v}_{(z)}|} \right)^2 \sigma_{|\bar{v}_{(z)}|}^2 + \dots \\ &\dots \left( \frac{\partial f_{(u_*, |\bar{v}_{(z)}|, \bar{T}_0, \bar{T}_{(z)})}}{\partial \bar{T}_0} \right)^2 \sigma_{\bar{T}_0}^2 + \left( \frac{\partial f_{(u_*, |\bar{v}_{(z)}|, \bar{T}_0, \bar{T}_{(z)})}}{\partial \bar{T}_{(z)}} \right)^2 \sigma_{\bar{T}_{(z)}}^2 \end{aligned} \quad (5.37)$$

Die in (5.37) auftretenden Differentiale wurden numerisch aus dem Gleichungssystem, bestehend aus (5.10), (5.18), (5.4) und (5.20), bestimmt. Der durchschnittliche relative Fehler  $\sigma_{z_0}/z_0$  ist etwa 40%, und der relative Fehler  $\sigma_{C_{d,n}}/C_{d,n}$  der aus Flugzeugmessungen abgeleiteten neutralen Reibungskoeffizienten beträgt etwa 15%.

### 5.3.3 Fehler des Reibungskoeffizienten $C_{d,n,10m}$

Der relative Fehler  $\sigma_{C_{d,n,10m}}/C_{d,n,10m}$  entspricht, bei Vernachlässigung des durch die Höhenkorrektur entstehenden Fehlers, dem Quotienten  $\sigma_{C_{d,n}}/C_{d,n(z)}$ , d.h.:

$$\sigma_{C_{d,n,10m}} = \frac{C_{d,n,10m}}{C_{d,n(z)}} \sigma_{C_{d,n}} \quad (5.38)$$

Der so bestimmte Fehler  $\sigma_{C_{d,n,10m}}$  stellt wegen der gemachten Annahmen, z.B. zur Wahl der Profilkfunktionen, und der Vernachlässigung bestimmter Fehlerquellen eher eine untere Schranke dar. Insbesondere führt die falsche Bestimmung des in die Höhenkorrektur (5.21) eingehenden Parameters  $\beta_{(z)}$  zu einem systematisch Fehler für  $C_{d,n,10m}$ .

Meßgröße	Mast	Flugzeug
$\sigma_v$	$0.1 \text{ ms}^{-1}$	$0.3 \text{ ms}^{-1}$
$\sigma_{\bar{T}}$	$0.5 \text{ }^\circ\text{C}$	$0.5 \text{ }^\circ\text{C}$
$\sigma_{u_*}/u_*$	5 %	5 %
$\sigma_{L_*^{-1}}/L_*^{-1}$	20 %	20 %
$\sigma_{z_0}/z_0$	25 %	40 %
$\sigma_{C_d}/C_d$	7 %	10 %
$\sigma_{C_{d,n}}/C_{d,n}$	10 %	15 %

Tabelle 5.1: absolute bzw. relative Fehler verschiedener Meßgrößen

## 5.4 Vergleich der Reibungskoeffizienten aus Oberflächen- und Flugzeugmessungen

Am 16.03.93 und 17.03.93 wurden Flüge der mit dem Turbulenzmeßsystem *Meteopod* ausgerüsteten *POLAR 2* über dem Meßfeld in der Nähe der *Polarstern* durchgeführt. Hierdurch ist ein Vergleich der aus Schiffs- und Flugzeugmessungen abgeleiteten Reibungskoeffizienten möglich. Während der Messungen lag leicht stabile Schichtung ( $1/L_* \approx 0.01 \text{ m}^{-1}$  in  $10 \text{ m}$  Höhe) vor. Der zur Berechnung der Reibungskoeffizienten berücksichtigte Flugabschnitt erstreckt sich vom Meßfeld  $12 \text{ km}$  luvseitig und wurde zur Reduktion des Fehlers  $\sigma_{C_{d,n}}$  mehrfach überflogen. Die so bestimmten Reibungskoeffizienten  $C_{d,n}$  sind in Abhängigkeit von der Meßhöhe  $z$  in Abbildung 5.1 dargestellt.

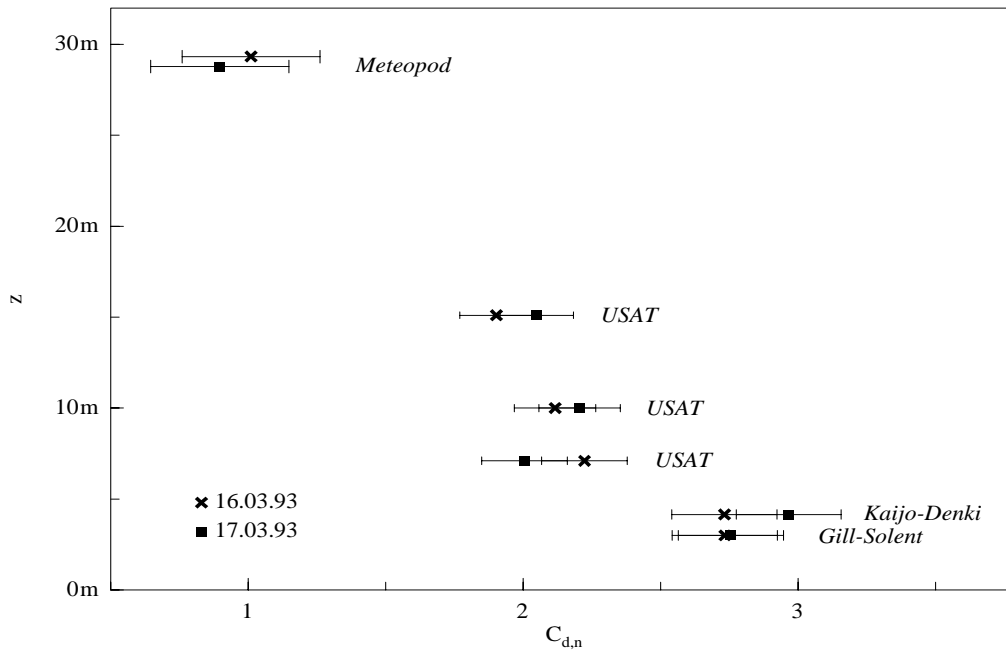


Abbildung 5.1: Vertikalprofil des Reibungskoeffizienten für den 16.03.93 und den 17.03.93. Die Reibungskoeffizienten in den unteren Meßniveaus wurden durch Ultraschallanemometer in *Polarstern*-Nähe ermittelt und die in  $30 \text{ m}$  Höhe durch das flugzeuggestützte Turbulenzmeßsystem *Meteopod*.

Wie zu erwarten, nimmt der Reibungskoeffizient mit der Höhe ab. Die sehr großen Reibungskoeffizienten unterhalb von  $5 \text{ m}$  sind nicht gerätespezifisch, wie Vergleichsmessungen von Ultraschallanemometern unterschiedlichen Typs zu einem anderen Zeitpunkt zeigen, sondern wahrscheinlich auf lokale Effekte der etwa  $15 \text{ m}$  vom Meßort entfernten Preßschrüben zurückzuführen. Die Messungen in Höhen von mehr als  $5 \text{ m}$  sind hierdurch nur unwesentlich beeinflusst. Der in (5.23) aus Modellrechnungen bestimmte Höhenkorrekturfaktor  $\beta_{(z)}$  läßt sich aus diesem Vergleich für  $z \approx 30 \text{ m}$  als etwa 2 bestimmen. Der experimentell bestimmte Wert  $\beta_{(z=30 \text{ m})}$  ist also etwa 25% größer als der modellierte Wert. Diese große Differenz der Ergebnisse zeigt die Problematik der Extrapolation von Flugzeugmessungen bis in die Prandtl-Schicht.

## 6 Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Geometrie der Meereisoberfläche

Die Windschubspannung ist von der Struktur der Meereisoberfläche, d.h. von der Anzahldichte der Schollenkanten und Preßeisrücken sowie von der kleinskaligen Rauigkeit der Oberfläche, abhängig. Die größeren Strukturen bewirken den sogenannten Formwiderstand  $\vec{F}$  und die Oberflächenrauigkeit den Oberflächenwiderstand  $\vec{S}$ . Der Gesamtwiderstand läßt sich als Summe des Formwiderstandes  $\vec{F}$  und des Oberflächenwiderstandes  $\vec{S}$  ausdrücken:

$$\vec{\tau} = \vec{F} + \vec{S} \quad (6.1)$$

Bei gleicher Richtung von  $\vec{F}$  und  $\vec{S}$  folgt aus der Vektorgleichung unmittelbar eine Betragsgleichung:

$$|\vec{\tau}| = |\vec{F}| + |\vec{S}| \quad (6.2)$$

Zur Bestimmung des Form- und Oberflächenwiderstandes aus der Meereisstruktur existieren Modelle von Hanssen-Bauer und Gjessing [1988] sowie Arya [1975]. In dieser Arbeit werden die Modelle kombiniert und erweitert [vgl. Kapitel 6.3]. In dem Modell von Hanssen-Bauer und Gjessing wird der Einfluß der Schollenränder ohne Berücksichtigung des Effektes von Preßeisrücken behandelt, während das Modell von Arya den Einfluß von Preßeisrücken für geschlossene Eisflächen, d.h. ohne Schollenkanten, auf die beiden Widerstandsanteile bestimmt. Die Modelle liefern nur das Verhältnis  $|\vec{\tau}|/|\vec{S}_{W0}|$ ,  $|\vec{F}|/|\vec{S}_{W0}|$  und  $|\vec{S}|/|\vec{S}_{W0}|$  der Widerstandsanteile gegenüber dem Oberflächenwiderstand einer eisfreien Wasseroberfläche  $|\vec{S}_{W0}|$ . Die Bestimmung des Reibungskoeffizienten erfolgt dann aus der Vergrößerung des Gesamtwiderstandes mit (5.2) durch Erweiterung mit  $|\vec{S}_{W0}|$ :

$$C_{d,n(z)} = \frac{|\vec{\tau}|}{|\vec{S}_{W0}|} \cdot \frac{|\vec{S}_{W0}|}{\rho \vec{v}_{(z)}^2} \quad (6.3)$$

Für den Oberflächenwiderstand einer eisfreien Wasseroberfläche gilt:

$$|\vec{S}_{W0}| = \rho u_{*W}^2 \quad (6.4)$$

Unter Voraussetzung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils über Wasser

$$|\vec{v}_{(z)}| \approx \frac{u_{*W}}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{z_{0W}} \right) \quad (6.5)$$

mit der lokalen Rauigkeitslänge  $z_{0W}$  von Wasser wird  $u_{*W}$  eliminiert, und der Reibungskoeffizienten bei neutraler Schichtung ergibt sich zu:

$$C_{d,n(z)} = \frac{|\vec{\tau}|}{|\vec{S}_{W0}|} \left( \frac{\kappa}{\ln \left( \frac{z}{z_{0W}} \right)} \right)^2 \quad (6.6)$$

Die nach (6.6) bestimmten Rauigkeitskoeffizienten wurden für jedes der Modelle mit den Rauigkeitskoeffizienten aus den Turbulenzmessungen (Kap. 5) verglichen.

## 6.1 Der Widerstandsbeitrag von Eisschollenrändern

Ist der Ozean mit Eisschollen bedeckt, führt dies zu einer Erhöhung des Gesamtwiderstandes gegenüber der eisfreien Wasseroberfläche. Dabei wirkt der Druckwiderstand an den Schollenrändern und die größere Rauheitslänge des Eises erhöhend auf den Gesamtwiderstand. Die Oberflächenreibung an den Wasser- bzw. Nilasgebieten zwischen den Schollen ist verringert, da dort die Windgeschwindigkeit an der Oberfläche aufgrund der Abschattung durch die Schollen reduziert ist und eine Ablösung der Strömung direkt hinter dem Hindernis vorliegt.

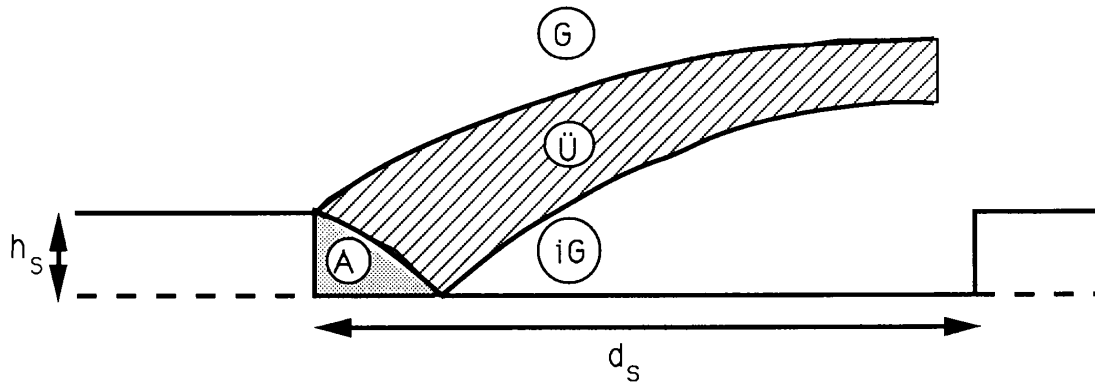


Abbildung 6.1: Schema der Grenzschicht bei Überströmung eines Hindernisses. Folgende Strömungsbereiche sind dargestellt: interne Grenzschicht ( $iG$ ), Grenzschicht ( $G$ ), Übergangszone ( $\ddot{U}$ ) und Strömungsablösung ( $A$ ).

In Abbildung 6.1 ist die Überströmung eines Hindernisses und die Ausbildung einzelner Strömungszonen schematisch dargestellt. Der mit  $A$  gekennzeichnete Bereich entspricht der Ablösungszone. Hinter dem Hindernis baut sich die interne Grenzschicht  $iG$  auf. Diese ist im wesentlichen durch die lokale Rauigkeit der darunterliegenden Oberfläche festgelegt. In der internen Grenzschicht nimmt die Windgeschwindigkeit mit zunehmendem Abstand vom Hindernis zu. Im Gegensatz zur internen Grenzschicht wird die Strömung in der als  $G$  bezeichneten Grenzschicht durch den integralen Effekt von großskaliger Rauigkeit und lokaler Rauigkeit der dazwischen liegenden Oberfläche bestimmt. Der Übergangsbereich zwischen beiden Zonen ist mit  $\ddot{U}$  gekennzeichnet.

### 6.1.1 Modell von Hanssen-Bauer und Gjessing

Das Modell berücksichtigt zur Bestimmung des Druckwiderstandes  $\vec{F}_S$  und des Oberflächenwiderstandes  $\vec{S}$  eines Schollengebietes die Flächenmittel der Schollengröße  $\bar{l}_S$ , des Schollenabstand  $\bar{d}_S$  und der Freibordhöhe  $\bar{h}_S$ , d.h. das Schollengebiet wird durch ein Gebiet gleichartiger kreisförmiger Schollen, das durch die genannten Mittelwerte gekennzeichnet ist, approximiert.

Der Druckwiderstand  $|\vec{F}_S|$  eines homogenen Schollengebietes mit der Freibordhöhe

$\bar{h}_S$ , der Schollengröße  $\bar{l}_S$  und dem Schollenabstand  $\bar{d}_S$  ist gegeben als:

$$|\vec{F}_S| = P_S \frac{\bar{h}_S}{\bar{l}_S + \bar{d}_S} \quad (6.7)$$

wobei  $P_S$  die Kraft pro Schollenrandfläche ist. Der Quotient  $\bar{h}_S/(\bar{l}_S + \bar{d}_S)$  in (6.7) ist das Verhältnis von Schollenseitenfläche zu der Größe der betrachteten Oberfläche. Der mittlere Druck auf die Schollenrandfläche  $P_S$  wird proportional zum mittleren Windgeschwindigkeitsquadrat angenommen:

$$P_S = \alpha_S \rho \frac{1}{\bar{h}_S} \int_{z_{0W}}^{\bar{h}_S} |\vec{v}_{W(z)}|^2 dz \quad (6.8)$$

wobei  $\vec{v}_{W(z)}$  das Geschwindigkeitsprofil im Bereich der Schollenzwischenräume,  $\rho$  die Luftdichte und  $\alpha_S$  den Koeffizienten des Impulsübertrages bezeichnet.

Es gilt, unter Voraussetzung der Monin-Obukov-Ähnlichkeit, bei neutraler Schichtung und weit von einander entfernten Schollen für das Geschwindigkeitsprofil  $|\vec{v}_{W0(z)}|$  über Nilas bzw. Wasser:

$$|\vec{v}_{W0(z)}| = \frac{u_{*W}}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{z_{0W}} \right) \quad (6.9)$$

wobei  $u_{*W}$  der Schubspannungsgeschwindigkeit über Wasser bzw. Nilas und  $z_{0W}$  der lokalen Rauigkeitslänge von Wasser bzw. Nilas entspricht.

Ist der Abstand zwischen einzelnen Schollen nur gering, so führt dieses aufgrund der gegenseitigen Abschattung der Schollen zu einer Verringerung der Windgeschwindigkeit. Dieser Abschattungseffekt wird entsprechend der durch Nägli [1946] bestimmten Abhängigkeit für die Abschattung hinter Steinmauern berücksichtigt:

$$|\vec{v}_{W(z)}| = |\vec{v}_{W0(z)}| \left( 1 - \exp \left( -0.18 \frac{\bar{d}_S}{\bar{h}_S} \right) \right) \quad (6.10)$$

Aus (6.7)-(6.10) ergibt sich unter Berücksichtigung von  $z_{0W} \ll \bar{h}_S$  folgende Abschätzung:

$$|\vec{F}_S| = \alpha_S \rho \frac{\bar{h}_S}{\bar{l}_S + \bar{d}_S} \left( \frac{u_{*W}}{\kappa} \ln \left( \frac{\bar{h}_S}{z_{0W} \cdot e} \right) \left( 1 - \exp \left( -0.18 \frac{\bar{d}_S}{\bar{h}_S} \right) \right) \right)^2 \quad (6.11)$$

Der Quotient vom Druckwiderstand durch die Schollenränder zum Oberflächenwiderstand einer reinen Wasseroberfläche  $|\vec{S}_{W0}| = \rho u_{*W}^2$  ist unabhängig von der Schubspannungsgeschwindigkeit gegeben als:

$$\frac{|\vec{F}_S|}{|\vec{S}_{W0}|} = \frac{\alpha_S}{\kappa^2} \frac{\bar{h}_S}{\bar{l}_S + \bar{d}_S} \left( \ln \left( \frac{\bar{h}_S}{z_{0W} \cdot e} \right) \left( 1 - \exp \left( -0.18 \frac{\bar{d}_S}{\bar{h}_S} \right) \right) \right)^2 \quad (6.12)$$

Der mittlere Oberflächenwiderstand  $|\vec{S}|$  eines Packeisgebietes setzt sich aus dem der Eisschollen  $|\vec{S}_E|$  und dem der Wasser- bzw. Nilasfläche  $|\vec{S}_W|$  unter Berücksichtigung der jeweiligen Konzentration zusammen:

$$|\vec{S}| = \frac{\bar{l}_S}{\bar{l}_S + \bar{d}_S} |\vec{S}_E| + \frac{\bar{d}_S}{\bar{l}_S + \bar{d}_S} |\vec{S}_W| \quad (6.13)$$

Für den Oberflächenwiderstand einer geschlossenen Eisfläche gilt  $|\vec{S}_{E0}| = \rho u_{*E}^2$ , wobei  $u_{*E}$  die Schubspannungsgeschwindigkeit über Eis ist. Für den Oberflächenwiderstand der Eisfläche im Bereich der nicht vollständig eisbedeckten Eisrandzone sei dieselbe Beziehung angenommen:

$$|\vec{S}_E| = |\vec{S}_{E0}| = \rho u_{*E}^2 \quad (6.14)$$

Der Oberflächenwiderstand  $|\vec{S}_W|$  ist im Gegensatz zu  $|\vec{S}_E|$  vermindert, da es hinter den Eisschollen zu einer Ablösung der Strömung kommt [vgl. Abb. 6.1]. Die Verminderung des Oberflächenwiderstandes durch Hindernisse wurde von Arya [1975] für die Beschreibung des Einflusses von Preßeisrücken diskutiert [vgl. 6.39]. Zur Beschreibung des Scholleneinflusses wird eine ähnliche Annahme gemacht:

$$|\vec{S}_W| = \begin{cases} (1 - m \frac{\bar{h}_S}{\bar{d}_S}) |\vec{S}_{W0}| & , \frac{\bar{d}_S}{\bar{h}_S} > m \\ 0 & , \frac{\bar{d}_S}{\bar{h}_S} \leq m \end{cases} \quad (6.15)$$

Für den Quotienten von  $|\vec{S}|$  und  $|\vec{S}_{W0}|$  gilt:

$$\frac{|\vec{S}|}{|\vec{S}_{W0}|} = \begin{cases} 1 + \frac{\bar{l}_S}{\bar{l}_S + \bar{d}_S} \left( \left( \frac{u_{*E}}{u_{*W}} \right)^2 - 1 - m \frac{\bar{h}_S}{\bar{l}_S} \right) & , \frac{\bar{d}_S}{\bar{h}_S} > m \\ \frac{\bar{l}_S}{\bar{l}_S + \bar{d}_S} \left( \frac{u_{*E}}{u_{*W}} \right)^2 & , \frac{\bar{d}_S}{\bar{h}_S} \leq m \end{cases} \quad (6.16)$$

Durch die Anpassung der Geschwindigkeitsprofile über Wasser  $\vec{v}_{W0(z)}$  und über Eis  $\vec{v}_{E(z)}$  in der sogenannten Blendhöhe  $Z_2$  erhält man:

$$u_{*E} \ln \left( \frac{Z_2}{z_{0E}} \right) = u_{*W} \ln \left( \frac{Z_2}{z_{0W}} \right) \quad (6.17)$$

wobei  $z_{0E}$  die lokale Rauigkeitslänge des Meereises bezeichnet. Aus (6.16) und (6.17) folgt:

$$\frac{|\vec{S}|}{|\vec{S}_{W0}|} = \begin{cases} 1 + \frac{\bar{l}_S}{\bar{l}_S + \bar{d}_S} \left( \left( \frac{\ln(\frac{Z_2}{z_{0W}})}{\ln(\frac{Z_2}{z_{0E}})} \right)^2 - 1 - m \frac{\bar{h}_S}{\bar{l}_S} \right) & , \frac{\bar{d}_S}{\bar{h}_S} > m \\ \frac{\bar{l}_S}{\bar{l}_S + \bar{d}_S} \left( \frac{\ln(\frac{Z_2}{z_{0W}})}{\ln(\frac{Z_2}{z_{0E}})} \right)^2 & , \frac{\bar{d}_S}{\bar{h}_S} \leq m \end{cases} \quad (6.18)$$

Der Quotient von Gesamtwiderstand  $|\vec{\tau}| = |\vec{S}| + |\vec{F}_S|$  zu  $|\vec{S}_{W0}|$  ist:

$$\frac{|\vec{\tau}|}{|\vec{S}_{W0}|} = \frac{|\vec{F}_S|}{|\vec{S}_{W0}|} + \frac{|\vec{S}|}{|\vec{S}_{W0}|} \quad (6.19)$$

Die in diese Theorie eingehenden Parameter  $\alpha_S$  und  $m$  wurden von Marshall [1971] bzw. Plate und Lin [1965] aus Windkanalmessung ermittelt und werden für zylindrische Schollen angesetzt zu  $\alpha_S = 0.5$  [Marshall, 1971] und  $m = 20$  [Plate und Lin, 1965]. Die Blendhöhe läßt sich mit  $Z_2 = 20 \text{ m}$  approximieren. Large und Pond [1981]

geben für die kleinskalige Rauigkeitslänge der Wasserflächen  $z_{0W} = 0.00012\text{ m}$  an. Die kleinskalige Rauigkeitslänge der Eisschollen wird mit  $z_{0E} = 0.00025\text{ m}$  abgeschätzt. Außerdem gehen die Eigenschaften des Eisschollenfeldes  $\bar{h}_S$ ,  $\bar{l}_S$ ,  $\bar{d}_S$  in die Theorie ein. Die flächengewichtete mittlere Freibordhöhe und der Scholldurchmesser wurden in dieser Arbeit für jeden der Flugabschnitte ermittelt. Der Schollenabstandes berechnet sich aus dem Eisbedeckungsgrad  $C_E$  und dem Scholldurchmesser:

$$\bar{d}_S = \frac{\bar{l}_S \cdot C_E}{1 - C_E} \quad (6.20)$$

Der Vergleich der mit dem Modell aus (6.6) und (6.19) abgeleiteten Reibungskoeffizienten mit den gemessenen ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

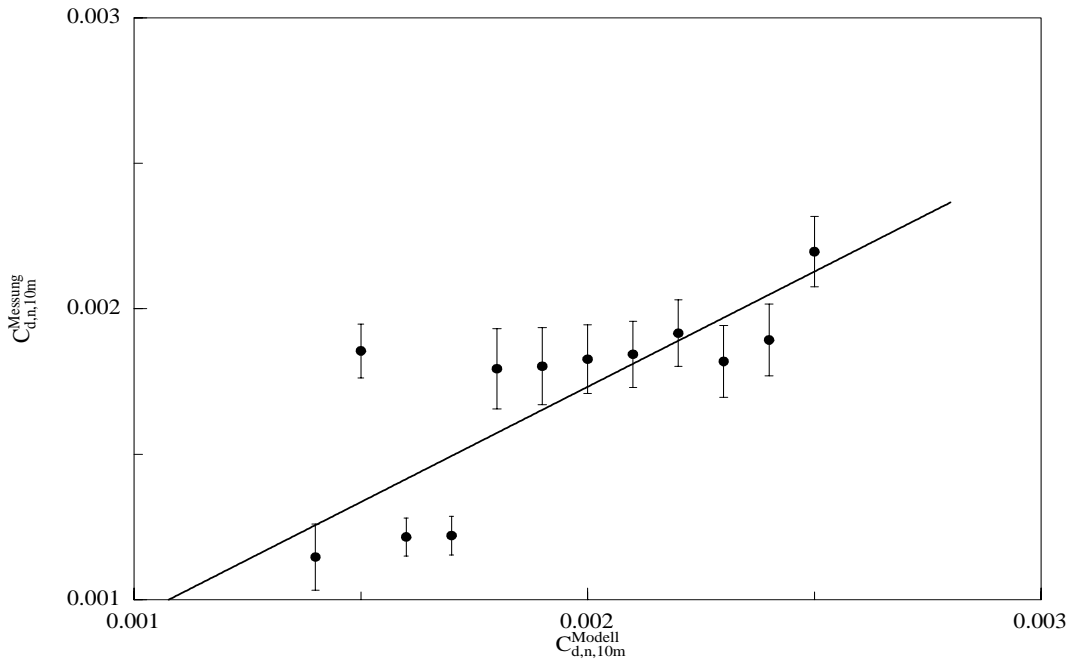


Abbildung 6.2: Vergleich der mit dem Modell von Hanssen-Bauer und Gjessing berechneten neutralen Reibungskoeffizienten in  $10\text{ m}$  Höhe mit den stabilitäts- und höhenkorrigierten Messungen. Das Modell berücksichtigt die Flächenmittel der Schollenparameter.

Die Reibungskoeffizienten wurden für Flugabschnitte von  $12\text{ km}$  Länge gemäß (5.21) bzw. (6.19) und (6.6) bestimmt. Zur Reduktion des Fehlers der Messungen, der sich aus (5.38) ergibt, wurden die gemessenen Reibungskoeffizienten entsprechend den modellierten Reibungskoeffizienten und damit nach gleichen Oberflächenparametern klassifiziert. Die Klassenbreite beträgt  $\Delta(C_{d,n,10m}^{Modell}) = 10^{-4}$ . Ein mittlerer gemessener Reibungskoeffizient berechnet sich für jede Klasse, unter Berücksichtigung der Fehler der Einzelmessungen, durch Mittelung aller zu einer Klasse gehörenden gemessenen Reibungskoeffizienten. Der Standardfehler des aus  $n_K$  Einzelmessungen bestehenden Klassenmittels ist gegenüber dem Mittel der Standardfehler der Einzelmessungen um den Faktor  $1/\sqrt{n_K}$  reduziert. Der Vergleich von Messungen und

Modell zeigt folgende lineare Abhängigkeit:

$$C_{d,n,10m}^{Messung} = \chi_0 + \chi_1 \cdot C_{d,n,10m}^{Modell} \quad (6.21)$$

mit

$$\chi_0 = 0.15, \quad \chi_1 = 0.79, \quad r^2 = 0.66 \quad (6.22)$$

wobei  $r^2$  der Korrelationskoeffizient der Anpassung ist. Bei völliger Entsprechung der Ergebnisse wäre eine Gerade durch den Ursprung mit Steigung  $\chi_1 = 1$  zu erwarten. Die durch Modellrechnungen erhaltenen Resultate sind jedoch um 20% größer als die gemessenen. Diese Abweichung ist möglicherweise durch einen systematischen Fehler bei der Höhenkorrektur des Reibungskoeffizienten aus Flugzeugmessungen erklärbar [vgl. Kap. 5.3.3 bzw. Kapitel 5.4]. Als modellinterne Fehlerquelle kommt eine Überschätzung der Windgeschwindigkeit nach (6.9) und (6.10) in Betracht.

### 6.1.2 Erweiterung der Theorie von Hanssen-Bauer und Gjessing

Die Charakterisierung der teilweise mit Eisschollen bedeckten Oberfläche erfolgt in dem Modell von Hanssen-Bauer und Gjessing lediglich durch die Verwendung der charakteristischen Größen  $\bar{h}_S$ ,  $\bar{l}_S$  und  $\bar{d}_S$ . Die Häufigkeitsverteilungen von Freibordhöhe, Schollendurchmesser und Schollenabstand bleiben unberücksichtigt. Dieses kann aufgrund der Nichtlinearität des Modells zu Fehlern führen.

Bei Verwendung einer Verteilungsfunktion  $p_{(h_S, l_S, d_S)}$ , welche die Flächendichte einzelner Parameterkonfigurationen angibt, folgen durch Integration über sämtliche Konfigurationen von Schollenparametern die modifizierten Quotienten der einzelnen Widerstandsbeiträge:

$$\frac{|\vec{F}_{S,mod}|}{|\vec{S}_{W0}|} = \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty p_{(h_S, l_S, d_S)} \frac{|\vec{F}_{S(h_S, l_S, d_S)}|}{|\vec{S}_{W0}|} dh_S dl_S d(d_S) \quad (6.23)$$

$$\frac{|\vec{S}_{mod}|}{|\vec{S}_{W0}|} = \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty p_{(h_S, l_S, d_S)} \frac{|\vec{S}_{S(h_S, l_S, d_S)}|}{|\vec{S}_{W0}|} dh_S dl_S d(d_S) \quad (6.24)$$

$$\frac{|\vec{\tau}_{mod}|}{|\vec{S}_{W0}|} = \frac{|\vec{F}_{S,mod}|}{|\vec{S}_{W0}|} + \frac{|\vec{S}_{mod}|}{|\vec{S}_{W0}|} \quad (6.25)$$

mit

$$\frac{|\vec{F}_{S(h_S, l_S, d_S)}|}{|\vec{S}_{W0}|} = \frac{\alpha_S}{\kappa^2} \frac{h_S}{l_S + d_S} \left( \ln \left( \frac{h_S}{z_{0W} \cdot e} \right) \left( 1 - \exp \left( -0.18 \frac{d_S}{h_S} \right) \right) \right)^2 \quad (6.26)$$

$$\frac{|\vec{S}_{S(h_S, l_S, d_S)}|}{|\vec{S}_{W0}|} = \begin{cases} 1 + \frac{l_S}{l_S + d_S} \left( \left( \frac{\ln \left( \frac{z_2}{z_{0W}} \right)}{\ln \left( \frac{z_2}{z_{0E}} \right)} \right)^2 - 1 - m \frac{h_S}{l_S} \right) & , \quad \frac{d_S}{h_S} > m \\ \frac{l_S}{l_S + d_S} \left( \frac{\ln \left( \frac{z_2}{z_{0W}} \right)}{\ln \left( \frac{z_2}{z_{0E}} \right)} \right)^2 & , \quad \frac{d_S}{h_S} \leq m \end{cases} \quad (6.27)$$

Für die Verteilungsfunktion gilt:

$$\int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty p_{(h_S, l_S, d_S)} dh_S dl_S d(d_S) = 1 \quad (6.28)$$



$$\int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty p(h_S, l_S, d_S) h_S dh_S dl_S d(d_S) = \overline{h_S} \quad (6.29)$$

$$\int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty p(h_S, l_S, d_S) l_S dh_S dl_S d(d_S) = \overline{l_S} \quad (6.30)$$

$$\int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty p(h_S, l_S, d_S) d_S dh_S dl_S d(d_S) = \overline{d_S} \quad (6.31)$$

wobei  $\overline{h_S}$ ,  $\overline{l_S}$  und  $\overline{d_S}$  die flächengewichteten Mittelwerte von Freibordhöhe, Schollenlänge und Schollenabstand sind.

Die nach (6.6) und (6.23)-(6.25) berechneten Reibungskoeffizienten sind in Abbildung 6.3 den experimentell bestimmten gegenübergestellt.

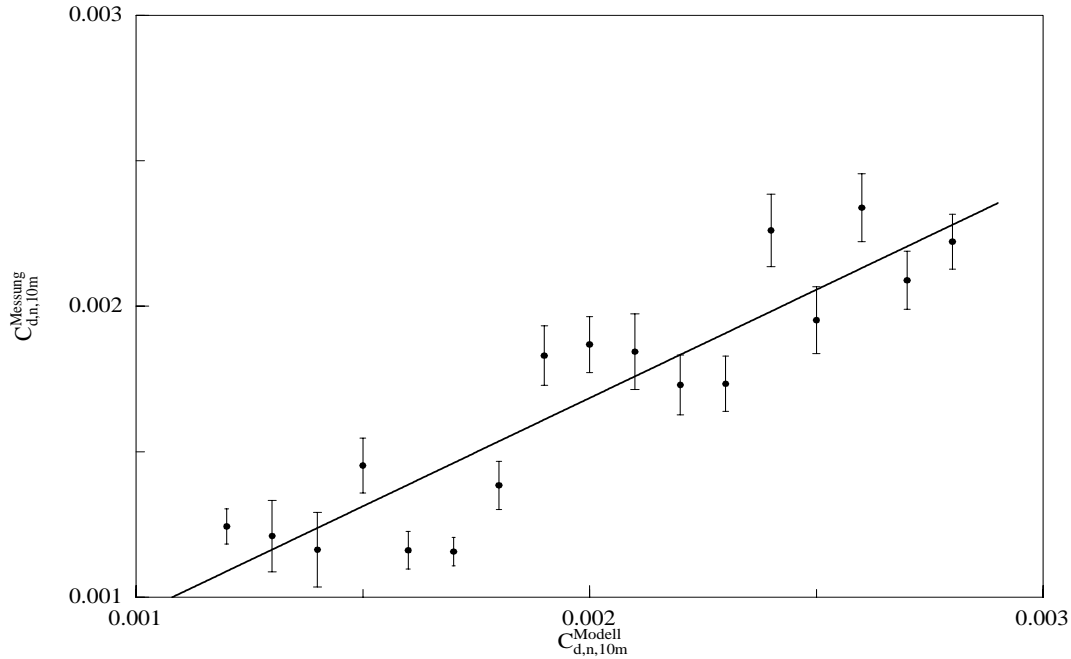


Abbildung 6.3: Vergleich der mit dem erweiterten Modell von Hanssen-Bauer und Gjessing neutralen Reibungskoeffizienten in 10 m Höhe mit den stabilitäts- und höhenkorrigierten Messungen. Das Modell berücksichtigt die Verteilung der Schollenparameter.

Die in Abbildung 6.3 dargestellten Datenpunkte stellen wie in Kapitel 6.1.1 ein Klassenmittel dar. Die Modellresultate sind etwa 25% größer als die Meßergebnisse. Eine lineare Anpassung der Form von (6.21) zwischen Modell und Messung hat folgende Koeffizienten:

$$\chi_0 = 0.19, \quad \chi_1 = 0.74, \quad r^2 = 0.81 \quad (6.32)$$

Der Korrelationskoeffizient für das erweiterte Modell von Hanssen-Bauer und Gjessing, das die Verteilung der Schollenparameter berücksichtigt, ist mit  $r^2 = 0.81$  um etwa 10% höher als für das unveränderte Modell, in das lediglich die Mittelwerte der Schollenparameter eingehen.

## 6.2 Der Widerstandsbeitrag von Preßeisrücken für geschlossene Meereisflächen

Preßeisrücken führen wegen des Druckwiderstandes an den Flanken der Preßeisrücken zu einer Erhöhung des Gesamtwiderstandes der Eisoberfläche bei leichter Verringerung des Oberflächenwiderstandes aufgrund der Ablösung der Strömung hinter den Preßeisrücken. Es entwickeln sich auch hier die in Abbildung 6.1 gezeigten, verschiedenen Strömungszonen.

### 6.2.1 Modell von Arya

Neben der Bedingung der vollständigen Eisbedeckung setzt Arya [1973] eine homogene Preßeisrückenverteilung voraus, d.h. die Preßeisrücken werden durch einen mittleren Abstand  $\bar{d}_R$  charakterisiert. Der aus dem Einfluß der Preßeisrücken resultierende Druckwiderstand  $|\vec{F}_R|$  eines vollkommen eisbedeckten Gebietes ist nach Arya gegeben durch:

$$|\vec{F}_R| = \frac{1}{2} \frac{\rho}{\bar{d}_R} \int_{h_{R,min}}^{\infty} \alpha_R |\vec{v}_{E0(h_R)}|^2 h_R p(h_R) dh_R \int_{-\pi/2}^{\pi/2} p(\gamma) \cos(\gamma) d\gamma \quad (6.33)$$

wobei  $\rho$  die Luftdichte,  $h_{R,min}$  die minimale Preßeisrückenhöhe und  $\vec{v}_{E0(h_R)}$  die Windgeschwindigkeit über Eis in Preßeisrückenhöhe  $h_R$  beschreibt. Der Koeffizient des Impulsübertrages  $\alpha_R$  hängt von der Form der Preßeisrücken und der Stabilität der Grenzschicht ab. Die Orientierung  $\gamma$  der Preßeisrücken bzgl. der Windrichtung und die verschiedenen Preßeisrückenhöhen sind durch die normierten Verteilungen  $p(\gamma)$  bzw.  $p(h_R)$  berücksichtigt. Für die Verteilungsfunktionen gilt folgende Normierung:

$$\int_{h_{R,min}}^{\infty} p(h_R) dh_R = 1 \quad (6.34)$$

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} p(\gamma) d\gamma = 1 \quad (6.35)$$

Die Verteilung  $p(\gamma)$  der Preßeisrückenorientierung ist, wie Untersuchungen von Mock et al. [1972] zeigen, nur schwach vom Orientierungswinkel  $\gamma$  abhängig, d.h.  $p(\gamma) \approx 1/\pi$ . Unter Voraussetzung einer isotropen Orientierung der Preßeisrücken, d.h.  $p(\gamma) = 1/\pi$ , gilt:

$$|\vec{F}_R| = \frac{\rho}{\pi \bar{d}_R} \int_{h_{R,min}}^{\infty} \alpha_R |\vec{v}_{E0(h_R)}|^2 h_R p(h_R) dh_R \quad (6.36)$$

Durch Einsetzen des Windprofils  $|\vec{v}_{E0(z)}| = \kappa^{-1} u_{*E} \ln(z/z_{0E})$  über Eis für neutrale Schichtung folgt:

$$|\vec{F}_R| = \frac{\rho u_{*E}^2}{\pi \kappa^2 \bar{d}_R} \int_{h_{R,min}}^{\infty} \alpha_R \left( \ln \left( \frac{h_R}{z_{0E}} \right) \right)^2 h_R p(h_R) dh_R \quad (6.37)$$

wobei  $z_{0E}$  die lokale Rauigkeitslänge der Meereisoberfläche ist. Der Quotient von Formwiderstand  $|\vec{F}_R|$  zu Oberflächenwiderstand einer glatten Eisoberfläche  $|\vec{S}_{E0}| = \rho u_{*E}^2$  ergibt sich mit (6.37):

$$\frac{|\vec{F}_R|}{|\vec{S}_{E0}|} = \frac{1}{\pi \bar{d}_R \kappa^2} \int_{h_{R,min}}^{\infty} \alpha_R \left( \ln \left( \frac{h_R}{z_{0E}} \right) \right)^2 h_R p(h_R) dh_R \quad (6.38)$$

Der Oberflächenwiderstand der mit Preßerücken besetzten Meereisfläche  $|\vec{S}_E|$  ist gegenüber dem einer glatten Meereisfläche  $|\vec{S}_{E0}|$  aufgrund der Ablösung der Strömung hinter den Rücken herabgesetzt. Arya [1975] macht dazu folgenden Ansatz:

$$\frac{|\vec{S}_E|}{|\vec{S}_{E0}|} = \begin{cases} (1 - m \frac{\bar{d}_R}{h_R}) & , \frac{\bar{d}_R}{h_R} > m \\ 0 & , \frac{\bar{d}_R}{h_R} \leq m \end{cases} \quad (6.39)$$

wobei  $\bar{h}_R$  der mittleren Preßerückenhöhe entspricht.

Der Quotient des Gesamtwiderstandes einer geschlossenen Meereisfläche  $|\vec{\tau}| = |\vec{S}_E| + |\vec{F}_R|$  zu  $|\vec{S}_{E0}|$  ist:

$$\frac{|\vec{\tau}|}{|\vec{S}_{E0}|} = \frac{|\vec{F}_R|}{|\vec{S}_{E0}|} + \frac{|\vec{S}_E|}{|\vec{S}_{E0}|} \quad (6.40)$$

Der in diese Theorie eingehende Parameter  $m$  wurde durch Windkanalmessungen ermittelt. Nach Plate und Lin [1965] gilt:  $m = 20$ . Der Formwiderstandsbeiwert  $\alpha_R$  wurde durch Messung des statischen Luftdruckes in Luv und Lee eines Preßerückens von Banke et al. [1980] einerseits in Abhängigkeit zur Preßerückenneigung  $\theta_R$ , andererseits in Abhängigkeit zur Preßerückenhöhe  $h_R$  bestimmt:

$$\alpha_R = a_{\theta_R} + b_{\theta_R} \theta_R \quad \text{mit} \quad a_{\theta_R} = 0.040, \quad b_{\theta_R} = 0.688 \quad (6.41)$$

$$\alpha_R = a_{h_R} + b_{h_R} h_R \quad \text{mit} \quad a_{h_R} = 0.050, \quad b_{h_R} = 0.14 m^{-1} \quad (6.42)$$

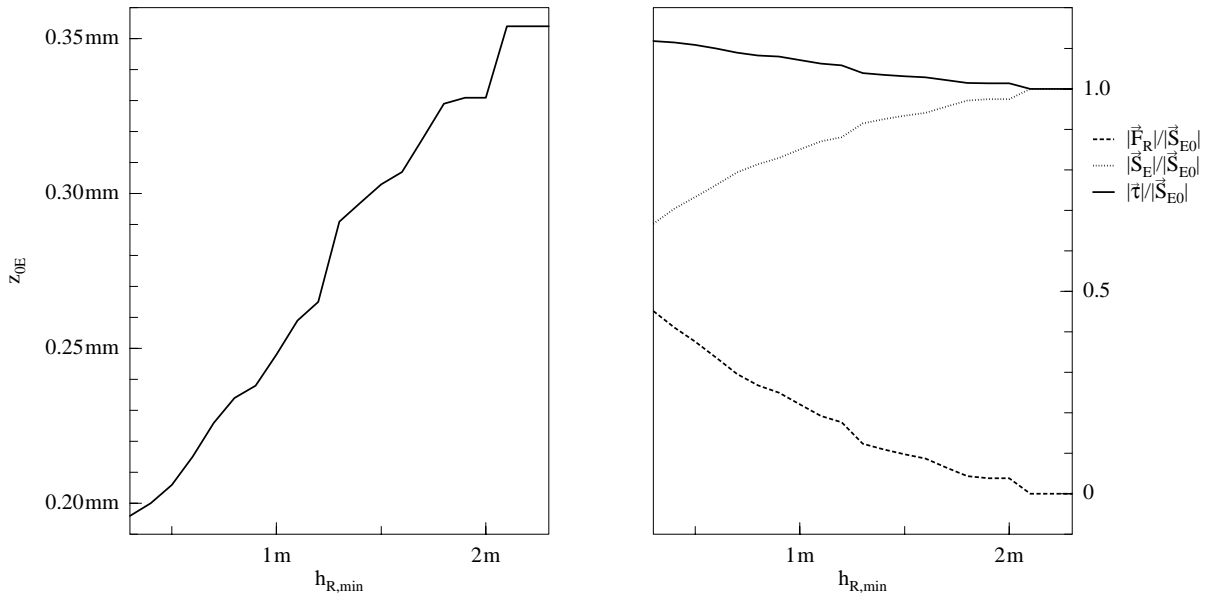


Abbildung 6.4: Einfluß des Schwellwertes  $h_{R,min}$  auf die lokale Rauigkeitslänge  $z_{0E}$  (links) und auf die Widerstandsanteile (rechts). Der Reibungskoeffizient beträgt für dieses Beispiel einer vollständig eisbedeckten Oberfläche  $C_{d,n,10m} = 1.52 \cdot 10^{-3}$ .

Die kleinskalige Rauigkeitslänge der Meereisoberfläche  $z_{E0}$  ist abhängig von der Wahl der minimalen Preßerückenhöhe  $h_{R,min}$ , durch welche die Anzahl und Größe

der zur Berechnung des Formwiderstandes berücksichtigten Preßeisrücken bestimmt ist. Die Rauigkeitselemente, die nach Erhöhung von  $h_{R,min}$  nicht mehr in den Formwiderstand eingehen, sind bei der Berechnung des Oberflächenwiderstandes über eine vergrößerte lokale Rauigkeitslänge zu berücksichtigen. Für  $h_{R,min} = 0.4 m$  wird  $z_{0E} = 0.0002 m$  verwendet. Diese gegenüber der von Hanssen-Bauer und Gjessing verringerte Rauigkeitslänge von Eis ist durch die getrennte Behandlung des Formwiderstandes der Preßeisrücken zu erklären. Bei Variation von  $h_{R,min}$  ändern sich die Widerstandsanteile  $|\vec{F}_R|/|\vec{S}_{E0}|$  und  $|\vec{S}_E|/|\vec{S}_{E0}|$ , jedoch nicht der Gesamtwiderstand der Oberfläche  $|\vec{\tau}|$  bzw. der Reibungskoeffizient  $C_{d,n,10m}$ . Ausgehend von  $z_{0E} = 0.0002 m$  für  $h_{R,min} = 0.4 m$  wurde bei einer Variation der minimalen Preßeisrückenhöhe die Rauigkeitslänge solange geändert, bis der Gesamtwiderstand dem zuvor bestimmten entsprach. Die Abbildung 6.4 zeigt den Einfluß von  $h_{R,min}$  auf die einzelnen Reibungsanteile und stellt außerdem die Abhängigkeit des  $z_{0E}$  von der minimalen Preßeisrückenhöhe dar. Die Abnahme des Formwiderstandes bei Vergrößerung der Höhe  $h_{R,min}$  ist, wie erwartet, ersichtlich. Es wurden keine Preßeisrücken für  $h_{R,min} > 2.10 m$  beobachtet, so daß der Formwiderstand für  $h_{R,min} > 2.10 m$  verschwindet und der Oberflächenwiderstand  $|\vec{S}_E|$  dem Oberflächenwiderstand  $|\vec{S}_{E0}|$  ohne Preßeisrücken entspricht. Der Quotient  $|\vec{\tau}|/|\vec{S}_{E0}|$  zeigt eine Abnahme mit zunehmender Rauigkeitslänge, da  $|\vec{S}_{E0}|$  mit dieser wächst. Der Widerstand  $|\vec{\tau}|$  und der Reibungskoeffizient  $C_{d,n,10m}$  sind dennoch konstant. Der Reibungskoeffizient beträgt für dieses Beispiel einer vollständig eisbedeckten Oberfläche etwa 0.00152. Die Rauigkeitslänge  $z_{0E}$  nimmt bei einer Erhöhung von  $h_{R,min}$  von  $0.3 m$  auf  $2.1 m$  zu und ist dann konstant gleich  $3.5 mm$ . Dieser Wert ist größer als der von Hanssen-Bauer und Gjessing abgeschätzte, was auf die hohe Preßeisrückenintensität in dem betrachteten Flugintervall zurückzuführen ist.

Die folgenden Berechnungen wurden unter Voraussetzung von  $h_{R,min} = 0.4 m$  und  $z_{0E} = 0.0002 m$  durchgeführt. Die nach (6.6) und (6.40) bestimmten Reibungskoeffizienten sind in Abbildung 6.5 den experimentell bestimmten gegenübergestellt. Die Datenpunkte stellen, wie in Kapitel 6.1.1 beschrieben, ein Klassenmittel dar. Wegen der geringen Variation der Reibungskoeffizienten für vollständig meereisbedeckte Gebiete von 0.0015 bis 0.0019 wurde die Klassenbreite auf  $\Delta(C_{d,n,10m}^{Modell}) = 5 \cdot 10^{-5}$  verringert, was zu einer Erhöhung des Fehlers der einzelnen Datenpunkte führt. Die Modellresultate weichen sehr stark von den Meßergebnissen ab. Eine lineare Regression zwischen Modell und Meßergebnissen entsprechend (6.21) hat folgendes Ergebnis:

$$\chi_0 = 0.68, \quad \chi_1 = 0.57, \quad r^2 = 0.15 \quad (6.43)$$

Wegen der geringen Korrelation von 0.15 ist ein linearer Zusammenhang zwischen Messungen und Modell nicht zu bestätigen. Dieses ist im wesentlichen auf die geringe Zahl der vorhandenen Datensätze für vollständig mit Meereis bedeckte Gebiete, die daraus resultierende geringe statistische Sicherheit und die geringe Variation der Reibungskoeffizienten, die auf die geringe Veränderlichkeit der Preßeisrückenbildung in den betrachteten Gebieten schließen läßt, zurückzuführen.

Joffre [1983] wendet für zwei Oberflächensituationen das Modell von Arya an und vergleicht die Ergebnisse mit denen, die sich aus Untersuchungen der ageostrophischen Windprofile und lokaler Messungen der Schubspannungsgeschwindigkeit erga-

ben.

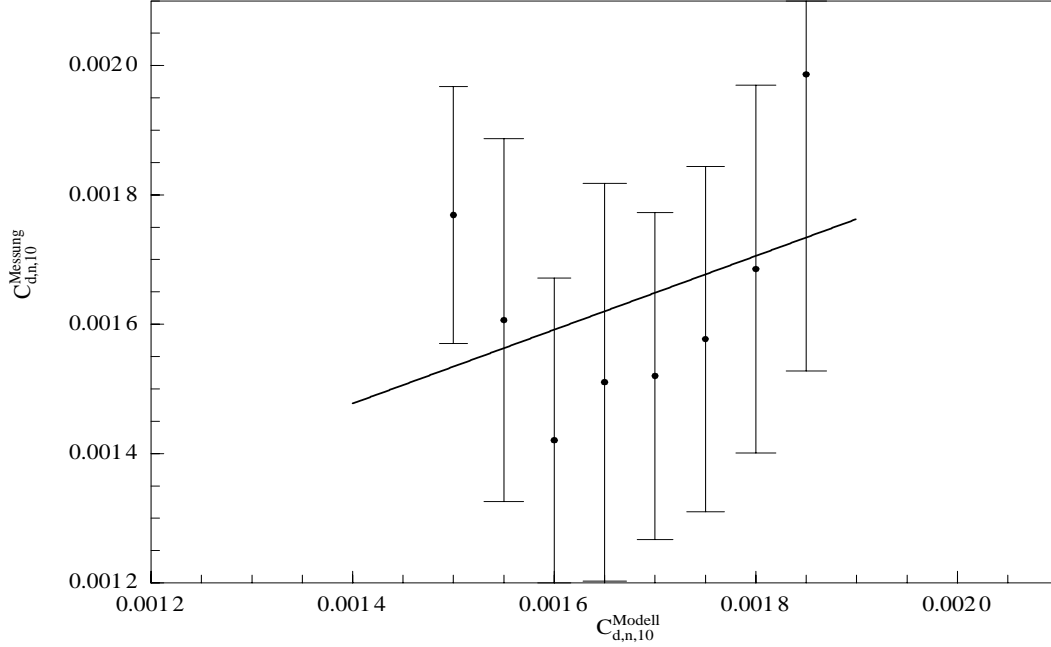


Abbildung 6.5: Vergleich der mit dem Modell von Arya für Gebiete mit vollständiger Eisbedeckung berechneten neutralen Reibungskoeffizienten in 10 m Höhe mit den durch Messungen und anschließender Stabilitäts- und Höhenkorrektur bestimmten.

Dabei zeigt sich, daß die durch die ageostrophische Methode berechneten Formwiderstände etwa doppelt so groß sind wie die durch das Modell von Arya berechneten, d.h., daß das Modell von Arya die Reibungskoeffizienten unterschätzt. Im Gegensatz dazu sind die in dieser Arbeit dargestellten Reibungskoeffizienten, die durch das Modell von Arya berechnet wurden, größer als die experimentell ermittelten [vgl. Abb. 6.5]. Diese Tatsache deutet auf eventuelle Fehler bei der Bestimmung des höhen- und stabilitätskorrigierten Reibungskoeffizienten hin.

### 6.2.2 Erweiterung der Theorie von Arya

Im Gegensatz zu dem Modell von Hanssen-Bauer und Gjessing bleibt bei Arya die Verringerung der Windgeschwindigkeit hinter einem Preßeisrücken unberücksichtigt. Dieser Abschattungseffekt kann durch Verwendung eines analog zu der Theorie von Hanssen-Bauer und Gjessing modifizierten Windprofils berücksichtigt werden:

$$|\vec{v}_{E(z)}| = |\vec{v}_{E0(z)}| \left( 1 - \exp\left(-0.18 \frac{d_R}{h_R}\right) \right) \quad (6.44)$$

Läßt man die Annahme der homogenen Preßeisrückenverteilung fallen und berücksichtigt stattdessen die tatsächliche Verteilung des Preßeisrückenabstandes  $d_R$ , so folgt:

$$\frac{|\vec{F}_{R,mod}|}{|\vec{S}_{E0}|} = \frac{1}{\pi \kappa^2} \int_0^\infty \int_{h_{R,min}}^\infty \alpha_R \left( \ln\left(\frac{h_R}{z_{0E}}\right) \left( 1 - \exp\left(-0.18 \frac{h_R}{d_R}\right) \right) \right)^2 \frac{h_R}{d_R} p_{(h_R,d_R)} dh_R d(d_R)$$

(6.45)

$$\frac{|\vec{S}_{E,mod}|}{|\vec{S}_{E0}|} = \int_0^\infty \int_{h_{R,min}}^\infty \frac{|\vec{S}_{R(h_R,d_R)}|}{|\vec{S}_{E0}|} p_{(h_R,d_R)} dh_R d(d_R) \quad (6.46)$$

$$\frac{|\vec{\tau}|}{|\vec{S}_{E0}|} = \frac{|\vec{F}_{R,mod}|}{|\vec{S}_{E0}|} + \frac{|\vec{S}_{E,mod}|}{|\vec{S}_{E0}|} \quad (6.47)$$

mit

$$\frac{|\vec{S}_{R(h_R,d_R)}|}{|\vec{S}_{E0}|} = \begin{cases} (1 - m \frac{h_R}{d_R}) & , \frac{d_R}{h_R} > m \\ 0 & , \frac{d_R}{h_R} \leq m \end{cases} \quad (6.48)$$

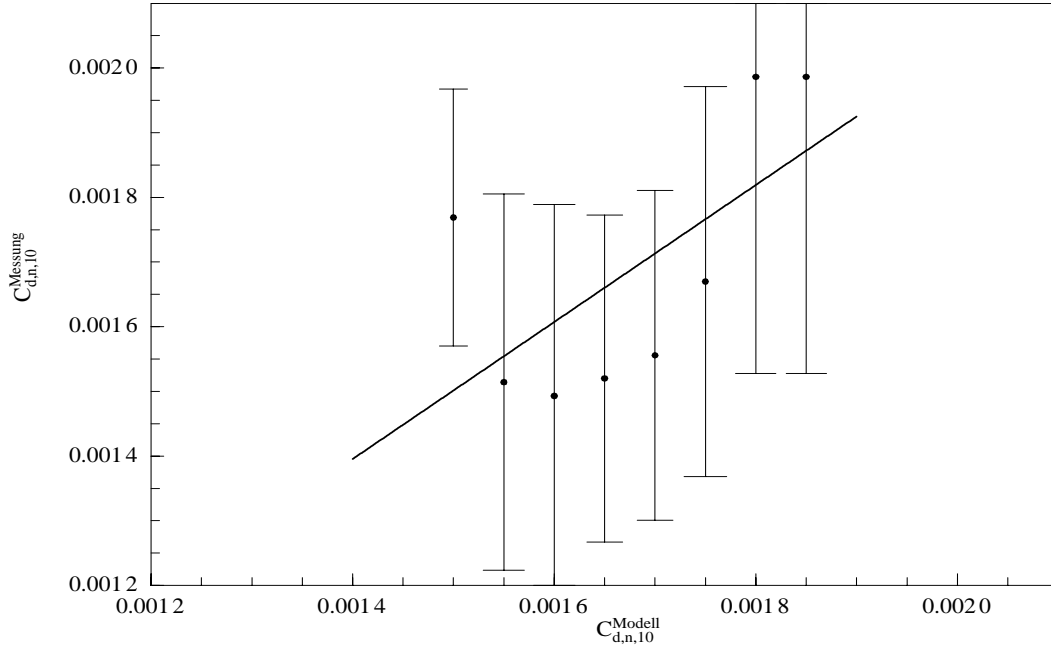


Abbildung 6.6: Vergleich zwischen Berechnungen mit dem erweiterten Modell von Arya für Gebiete mit vollständiger Eisbedeckung und Messungen. Das Modell berücksichtigt Effekte gegenseitiger Abschattung der Preßeisrücken und ihrer Abstandsverteilung. Die Messung sind auf 10m Höhe bezogen und sind stabilitätsunabhängig.

Für die Verteilungsfunktion  $p_{(h_R,d_R)}$  gilt:

$$\int_0^\infty \int_{h_{R,min}}^\infty p_{(h_R,d_R)} dh_R d(d_R) = 1 \quad (6.49)$$

$$\int_0^\infty \int_{h_{R,min}}^\infty h_R p_{(h_R,d_R)} dh_R d(d_R) = \bar{h}_R \quad (6.50)$$

$$\int_0^\infty \int_{h_{R,min}}^\infty d_R p_{(h_R,d_R)} dh_R d(d_R) = \bar{d}_R \quad (6.51)$$

Die Abbildung 6.6 zeigt einen Vergleich der nach (6.6) und (6.40) bei gleicher Parameterwahl bestimmten Reibungskoeffizienten mit den experimentellen Resultaten.

Die Datenpunkte stellen wie in Kapitel 6.1.1 ein Klassenmittel dar, wobei die Klassenbreite auf  $\Delta(C_{d,n,10m}^{Modell}) = 5 \cdot 10^{-5}$  festgelegt wurde. Die Erweiterung des Modells von Arya um den Abschattungseffekt und die Berücksichtigung der Verteilung der Preßerückenabstände führt zu einer höheren Korrelation zwischen Modell- und Meßergebnissen. Die Koeffizienten der linearen Regression entsprechend (6.21) sind:

$$\chi_0 = -0.09, \quad \chi_1 = 1.06, \quad r^2 = 0.39 \quad (6.52)$$

### 6.3 Ein erweitertes Modell zur Beschreibung des Widerstandsbeitrages von Eisschollen und Preßeisrücken

Die Berücksichtigung sowohl der Schollenkanten als auch der Preßeisrücken erfordert eine Kombination des Modells von Hanssen-Bauer und Gjessing mit dem von Arya unter Berücksichtigung der bereits dargestellten Modellerweiterungen.

Der aus Schollenkanten und Preßeisrücken resultierende Druckwiderstand  $|\vec{F}|$  entspricht der Summe der beiden Teilwiderstände:

$$|\vec{F}| = |\vec{F}_{S,mod}| + C_E |\vec{F}_{R,mod}| \quad (6.53)$$

In (6.53) wird der Formwiderstand der Preßeisrücken mit der Eiskonzentration  $C_E$  gewichtet eingesetzt, da dieser im Bereich von Flächen offenen Wassers verschwindet. Die Verringerung des Formwiderstandes  $|\vec{F}_{S,mod}|$  aufgrund der Abschattung durch Preßeisrücken ist nicht berücksichtigt. Der Quotient von Formwiderstand  $|\vec{F}|$  und Oberflächenwiderstand  $|\vec{S}_{W0}|$  einer glatten Wasseroberfläche ist dementsprechend:

$$\frac{|\vec{F}|}{|\vec{S}_{W0}|} = \frac{|\vec{F}_{S,mod}|}{|\vec{S}_{W0}|} + C_E \frac{|\vec{F}_{R,mod}|}{|\vec{S}_{E0}|} \frac{|\vec{S}_{E0}|}{|\vec{S}_{W0}|} \quad (6.54)$$

Die in (6.54) auftretenden Quotienten  $|\vec{F}_{S,mod}|/|\vec{S}_{W0}|$  und  $|\vec{F}_{R,mod}|/|\vec{S}_{E0}|$  wurden bereits in (6.23) und (6.45) definiert. Das Verhältnis des Oberflächenwiderstandes von Eis  $|\vec{S}_{E0}| = \rho u_{*E}^2$  zu dem von Wasser  $|\vec{S}_{W0}| = \rho u_{*W}^2$  ergibt sich nach (6.17) zu:

$$\frac{|\vec{S}_{E0}|}{|\vec{S}_{W0}|} = \left( \frac{\ln(Z_2/z_{0W})}{\ln(Z_2/z_{0E})} \right)^2 \quad (6.55)$$

Die Beschreibung des Oberflächenwiderstandes kann in wesentlichen Teilen aus dem Modell von Hanssen-Bauer und Gjessing bzw. deren Modifikation übernommen werden. Anstelle von (6.14) wird die Verringerung des Oberflächenwiderstandes durch Preßeisrücken durch

$$|\vec{S}_E| = |\vec{S}_{E,mod}| = \frac{|\vec{S}_{E,mod}|}{|\vec{S}_{E0}|} \rho u_{*E}^2 \quad (6.56)$$

beschrieben, wobei  $|\vec{S}_{E,mod}|/|\vec{S}_{E0}|$  nach (6.46) zu berechnen ist. Daraus ergibt sich für  $|\vec{S}|/|\vec{S}_{W0}|$ :

$$\frac{|\vec{S}|}{|\vec{S}_{W0}|} = \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty p(h_S, l_S, d_S) \frac{|\vec{S}(h_S, l_S, d_S)|}{|\vec{S}_{W0}|} dh_S dl_S d(d_S) \quad (6.57)$$

mit

$$\frac{|\vec{S}(h_S, l_S, d_S)|}{|\vec{S}_{W0}|} = \begin{cases} 1 + \frac{l_S}{l_S + d_S} \left( \left( \frac{\ln(\frac{Z_2}{z_{0W}})}{\ln(\frac{Z_2}{z_{0E}})} \right)^2 \frac{|\vec{S}_{E,mod}|}{|\vec{S}_{E0}|} - 1 - m \frac{h_S}{l_S} \right) & , \quad \frac{d_S}{h_S} > m \\ \frac{l_S}{l_S + d_S} \left( \frac{\ln(\frac{Z_2}{z_{0W}})}{\ln(\frac{Z_2}{z_{0E}})} \right)^2 \frac{|\vec{S}_{E,mod}|}{|\vec{S}_{E0}|} & , \quad \frac{d_S}{h_S} \leq m \end{cases} \quad (6.58)$$



Der Quotient vom Reibungswiderstand  $\tau$  und Oberflächenwiderstand  $S_{W0}$  einer Wasserfläche ist:

$$\frac{|\vec{\tau}|}{|\vec{S}_{W0}|} = \frac{|\vec{F}|}{|\vec{S}_{W0}|} + \frac{|\vec{S}|}{|\vec{S}_{W0}|} \quad (6.59)$$

Die nach (6.6) und (6.40) bestimmten Reibungskoeffizienten sind mit den experimentellen Resultaten in Abbildung 6.7 verglichen.

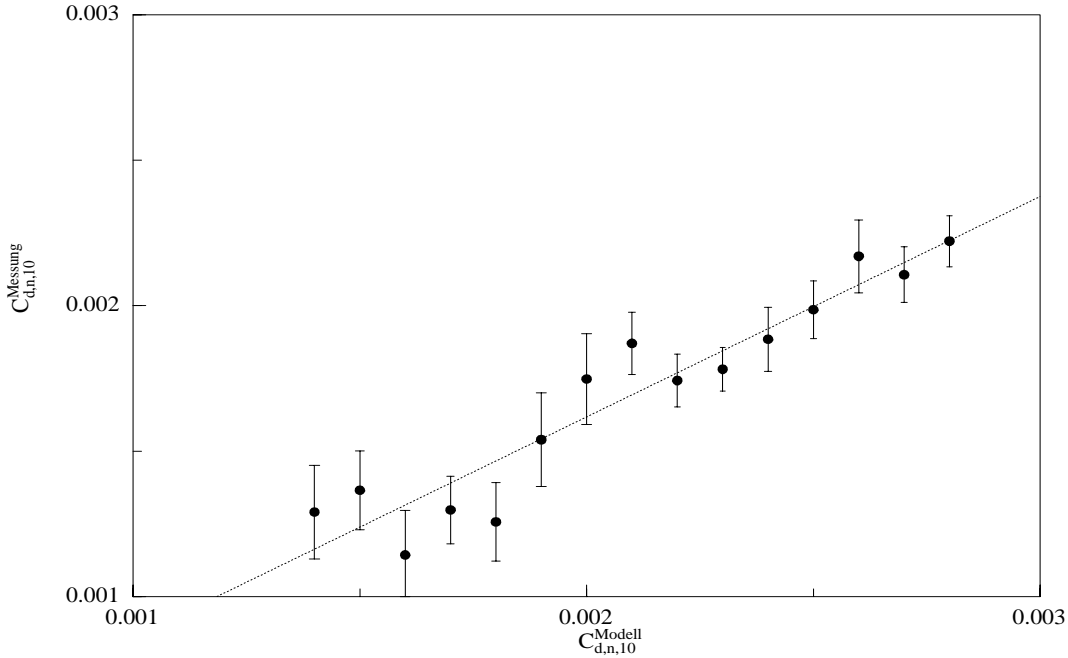


Abbildung 6.7: Vergleich der mit dem kombinierten Modell berechneten neutralen Reibungskoeffizienten in 10 m Höhe mit den durch Messungen und anschließender Stabilitäts- und Höhenkorrektur bestimmten.

Die Datenpunkte stellen wie in Kapitel 6.1.1 ein Klassenmittel dar, wobei die Klassenbreite auf  $\Delta(C_{d,n,10m}^{Modell}) = 1 \cdot 10^{-4}$  festgelegt wurde. Dieses kombinierte Modell zeigt im Vergleich mit den bisher dargestellten Modellen die beste Übereinstimmung mit den Meßergebnissen. Die Koeffizienten der linearen Regression sind:

$$\chi_0 = 0.10 \quad , \quad \chi_1 = 0.77 \quad , \quad r^2 = 0.91 \quad (6.60)$$

Eine systematische Abweichung zwischen Modell- und Meßergebnissen von etwa 20% bleibt allerdings bestehen. Die Fehlerquellen des Modells liegen in der Wahl der Modellparameter  $z_{0W}$ ,  $z_{0E}$  und  $Z_2$ . Die Blendhöhe  $Z_2$  ist nicht unabhängig von der Verteilung der Eis- und Wassergebiete und kann zwischen 10m für kleine Eisschollen und kleine dazwischenliegende Wasserflächen und 50m für große Eisschollen mit großen dazwischenliegenden Wasserflächen variieren. Die lokale Rauigkeit  $z_{0E}$  ist stark vom Vorhandensein bzw. der Struktur einer Schneeauflage und den unberücksichtigten Rauigkeitsstrukturen, die unterhalb von  $h_{R,min}$  liegen, abhängig. Eine Parameterisierung der lokalen Rauigkeitslänge  $z_{0E}$  durch die kurzwelligen Schwankungen der Oberflächenhöhe  $h_{(s)}$  ist nicht gelungen, was eventuell auf eine zu geringe horizontale und vertikale Auflösung der Laseraltimetermessungen

[vgl. Tab. 2.3] zurückzuführen ist. Die für die Schollenzwischenräume verwendete lokale Rauigkeitslänge  $z_{0W}$  behandelt Wasser- und Neueisflächen in gleicher Weise. Die Rauigkeitslänge des Neueises ist im wesentlichen durch die Art der Schneeauflage oder ihr gänzliches Fehlen beeinflusst und die der Wasserflächen durch die Stärke des vorherrschenden Windes. Bei Wind bilden sich auf den Wasserflächen zwischen den Schollen kleine Wellen, deren Intensität u.a. von der Größe der Rinnen abhängig ist, und erhöhen so die lokale Rauigkeitslänge der Wasseroberfläche. Die Windabhängigkeit von  $z_{0W}$  ist für den eisfreien Ozean, z. B. durch die sogenannte Charnock-Beziehung  $z_{0W} = 0.015u_*^2/g$ , gegeben. Weitere Parameterisierungen von  $z_{0W}$  des eisfreien Ozeans sind in Garratt [1977] zusammengefaßt. Für die Beschreibung der Wasserflächen in teilweise eisbedeckten Gebieten ist eine solche Beziehung für  $z_{0W}$  nicht bekannt.

## 6.4 Widerstandsbeiträge in dem erweiterten Modell

Das in Kapitel 6.3 dargestellte erweiterte Modell basiert auf der Verwendung der flächengewichteten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen  $p_{(h_S, l_S, d_S)}$  und  $p_{(h_R, d_R)}$ . Im folgenden sind die Modellresultate in Abhängigkeit von den Mittelwerten der charakteristischen Eisschollenparameter dargestellt, wodurch die wesentlichen Modellzusammenhänge und die aerodynamischen Eigenschaften des Untersuchungsgebietes nordwestlich von Spitzbergen erklärt werden. Weiterhin wird die Nutzbarkeit einfacherer Parameterisierungen der Widerstandsanteile untersucht und mit bisher veröffentlichten Studien verglichen.

Die Abbildung 6.8 zeigt die Variation des nach (6.23) berechneten Formwiderstandsanteils  $|\vec{F}_{S,mod}|/|\vec{S}_{W0}|$  mit dem Eisbedeckungsgrad  $C_E$ . Die Fehlerbalken kennzeichnen die Streuung der Modellergebnisse aufgrund der Variation der Verteilungsfunktion  $p_{(h_S, l_S, d_S)}$  bei konstanter Eisbedeckung  $C_E$ .

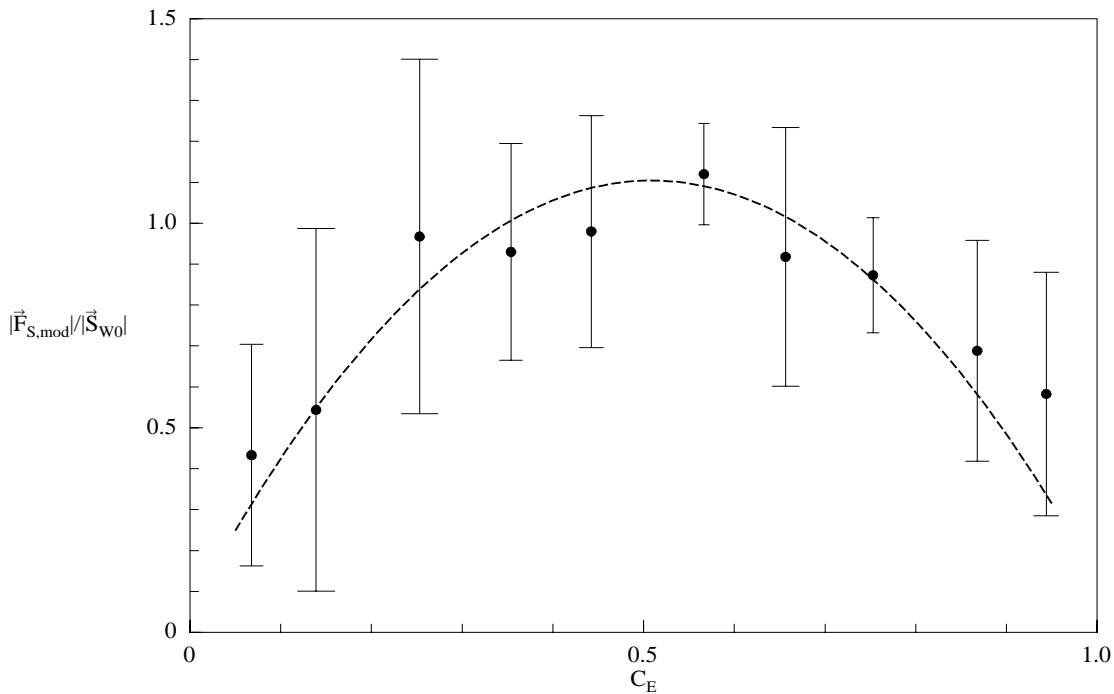


Abbildung 6.8: Formwiderstandsanteil  $|\vec{F}_{S,mod}|/|\vec{S}_{W0}|$  in Abhängigkeit von dem Eisbedeckungsgrad  $C_E$ . Der Formwiderstandsanteil wurde durch das erweiterte Modell bestimmt. Die eingezeichneten Fehlerbalken kennzeichnen die Streuung der Modellergebnisse, die durch die unterschiedlichen Konfigurationen der Eisschollen  $p_{(h_S, l_S, d_S)}$  bei konstantem Eisbedeckungsgrad verursacht wird.

Der Formwiderstand  $|\vec{F}_{S,mod}|$  erreicht im Mittel bei einer Eiskonzentration von etwa 50% mit einem Wert von  $|\vec{F}_{S,mod}|/|\vec{S}_{W0}| \approx 1.2$  ein Maximum. Der maximale Formwiderstand der Schollenränder wurde für eine Eiskonzentration von 25% mit  $|\vec{F}_{S,mod}|/|\vec{S}_{W0}| \approx 1.5$  gefunden. Hanssen-Bauer und Gjessing [1987] bestimmen den Quotienten  $|\vec{F}_{S,mod}|/|\vec{S}_{W0}|$  bei Messungen in der Fram-Straße ( $79^{\circ}20'N, 1^{\circ} - 3^{\circ}W$ ) für einen Eisbedeckungsgrad von 60% mit 1.9, was etwa dem 1.5-fachen des in die-

ser Arbeit für einen Eisbedeckungsgrad von 60% ermittelten größten  $|\vec{F}_{S,mod}|/|\vec{S}_{W0}|$  entspricht. Der Unterschied ist möglicherweise auf eine Fehlabschätzung der von den Autoren subjektiv ermittelten Schollenparameter zurückzuführen.

Die Abhängigkeit des Formwiderstandes bei konstantem Eisbedeckungsgrad von 85% vom Verhältnis der Flächenmittel des Freibordhöhe  $\bar{h}_S$  und der Länge  $\bar{l}_S$  der Eisschollen ist in Abbildung 6.9 dargestellt.

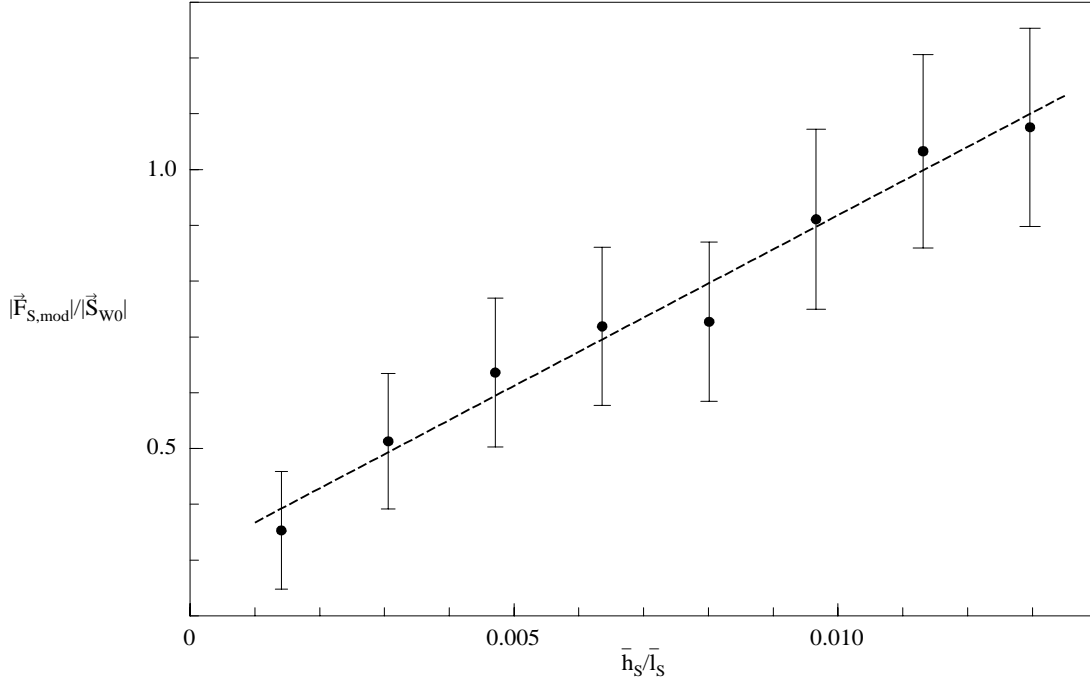


Abbildung 6.9: Formwiderstandsanteil  $|\vec{F}_{S,mod}|/|\vec{S}_{W0}|$  in Abhängigkeit von dem Quotienten aus Freibordhöhe  $\bar{h}_S$  und Länge  $\bar{l}_S$  der Eisschollen bei einem Eisbedeckungsgrad  $C_E$  von 85%. Der Formwiderstandsanteil wurde durch das erweiterte Modell bestimmt. Die eingezeichneten Fehlerbalken kennzeichnen die Streuung der Modellergebnisse, die durch die unterschiedlichen Konfigurationen der Eisschollen  $p_{(h_S, l_S, d_S)}$  bei konstantem Quotienten  $\bar{h}_S/\bar{l}_S$  und konstantem Eisbedeckungsgrad  $C_E$  verursacht wird.

Der über verschiedene Konfigurationen  $p_{(h_S, l_S, d_S)}$  gemittelte Formwiderstand  $|\vec{F}_{S,mod}|$  ist bei konstantem Eisbedeckungsgrad linear vom Quotienten  $\bar{h}_S/\bar{l}_S$  abhängig. Diese Linearität bei konstanter Eiskonzentration deutet sich bereits in (6.12) des Modells von Hanssen-Bauer und Gjessing an. Mit  $\bar{d}_S$  entsprechend (6.20) gilt dann:

$$\frac{|\vec{F}_S|}{|\vec{S}_{W0}|} = \frac{\alpha_S \bar{h}_S}{\kappa^2 \bar{l}_S} C_E \left( \ln \left( \frac{\bar{h}_S}{z_{0W} \cdot e} \right) \left( 1 - \exp \left( -0.18 \frac{\bar{d}_S}{\bar{h}_S} \right) \right) \right)^2 \quad (6.61)$$

Ist der in (6.61) auftretende Term in der Klammer im Mittel nahezu konstant, so gilt folgende Proportionalität:

$$\frac{|\vec{F}_S|}{|\vec{S}_{W0}|} \propto \frac{\bar{h}_S}{\bar{l}_S} C_E \quad (6.62)$$

Die in (6.62) dargestellte Proportionalität entspricht der Parameterisierung des Formwiderstandsbeitrages  $C_{d,n,f}$  zum Reibungskoeffizienten  $C_{d,n}$  durch Hartmann et al. [1995], die den Reibungskoeffizienten  $C_{d,n}$  als Summe eines Oberflächenwiderstandsanteils  $C_{d,n,s}$  und eines Formwiderstandsanteils  $C_{d,n,f}$  auffassen:

$$C_{d,n,f} = ar_E \bar{h}_S \quad (6.63)$$

wobei  $a$  eine Proportionalitätskonstante,  $\bar{h}_S$  das mittlere Freibord und  $r_E$  die Länge des Eisschollenrandes senkrecht zum Windvektor pro Einheitsfläche bezeichnet.

Bei Voraussetzung einer Schollenform, deren Umfang proportional zur Schollenlänge  $l_S$  und deren Fläche proportional zum Quadrat der Schollenlänge ist (gültig z. B. für kreisförmige Eisschollen), erhält man eine Proportionalität zwischen dem Parameter  $r_E$  und  $C_E/\bar{l}_S$ .

Der über verschiedene Preßeisrückenkonfigurationen  $p_{(h_R, d_R)}$  gemittelte Formwiderstandsanteil  $|\vec{F}_{R,mod}|/|\vec{S}_{W0}|$  weist eine ähnliche lineare Beziehung zu der Preßeisrückenintensität  $R_1 = \bar{h}_R/\bar{d}_R$  auf und ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Diese Li-

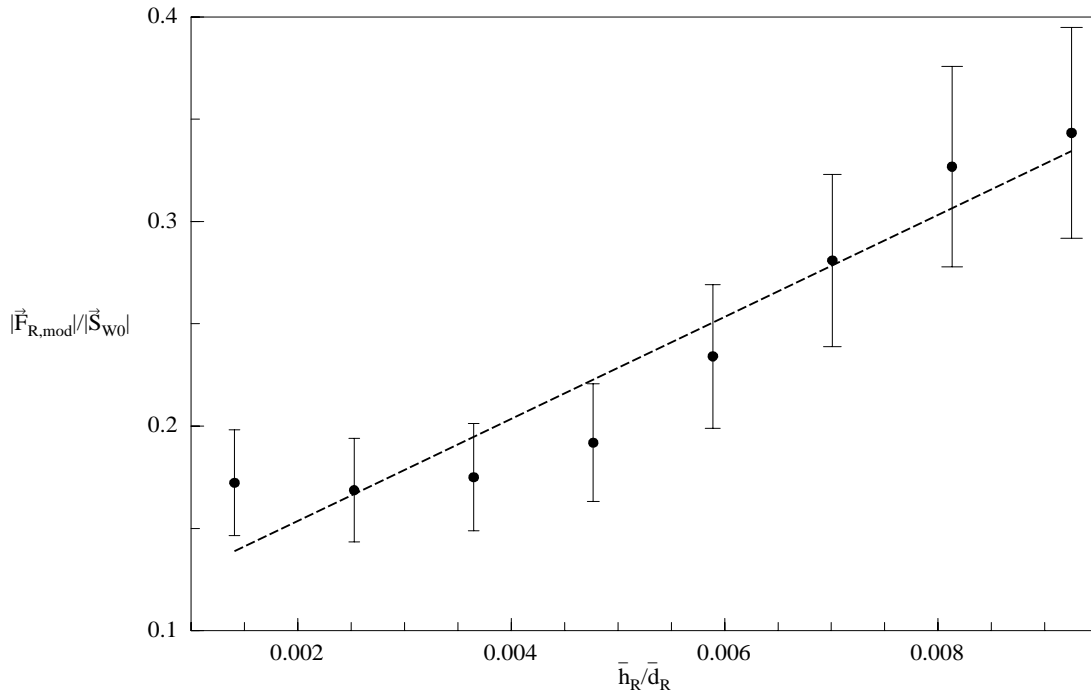


Abbildung 6.10: Formwiderstandsanteil  $|\vec{F}_{R,mod}|/|\vec{S}_{W0}|$  in Abhängigkeit von der Preßeisrückenintensität  $\bar{h}_R/\bar{d}_R$ . Der Formwiderstandsanteil wurde durch das erweiterte Modell bestimmt. Die eingezeichneten Fehlerbalken kennzeichnen die Streuung der Modellergebnisse, die durch die unterschiedlichen Konfigurationen der Preßeisrücken  $p_{(h_R, d_R)}$  bei konstanter Preßeisrückenintensität  $\bar{h}_R/\bar{d}_R$  verursacht wird.

nearität ergibt sich aus (6.45) des Modells von Arya, wenn die Änderungen der Windgeschwindigkeit nicht berücksichtigt werden und folgendes gilt:

$$\int_0^\infty \int_{h_{R,min}}^\infty \frac{h_R}{d_R} p_{(h_R, d_R)} dh_R d(d_R) \approx \frac{\bar{h}_R}{\bar{d}_R} \quad (6.64)$$

Dieser Sachverhalt ist genau dann erfüllt, wenn die Verteilungsfunktion  $p_{(h_R, d_R)}$  faktorierbar ist, d.h., wenn  $p_{(h_R, d_R)} = p_{(h_R)}p_{(d_R)}$  gilt. Der maximale Formwiderstandsanteil  $|\vec{F}_R|/|\vec{S}_{W0}|$  wurde als 0.4 während *REFLEX II* bei einer Preßeisrückenintensität von  $\bar{h}_R/\bar{d}_R = 0.01$  ermittelt. Untersuchungen antarktischer Meereisoberflächen durch Rothe [1991] ergeben einen Formwiderstandsanteil  $|\vec{F}_R|/|\vec{S}_{W0}|$  von etwa 0.28 bei einer unter Verwendung der Schwellwerthöhe  $h_{R, min} = 0.4m$  bestimmten Preßeisrückenintensität von  $R_1 = 0.006$ , was annähernd dem hier dargestellten Wert bei gleicher Preßeisrückenintensität entspricht.

Die Abbildung 6.11 zeigt den nach (6.57) berechneten Oberflächenwiderstandsanteil  $|\vec{S}|/|\vec{S}_{W0}|$  als Funktion der Eiskonzentration  $C_E$ . Die Fehlerbalken kennzeichnen die Streuung der Modellergebnisse aufgrund der Variation der Verteilungsfunktionen  $p_{(h_S, l_S, d_S)}$  und  $p_{(h_R, d_R)}$  bei konstanter Eisbedeckung. Der Oberflächenwiderstand

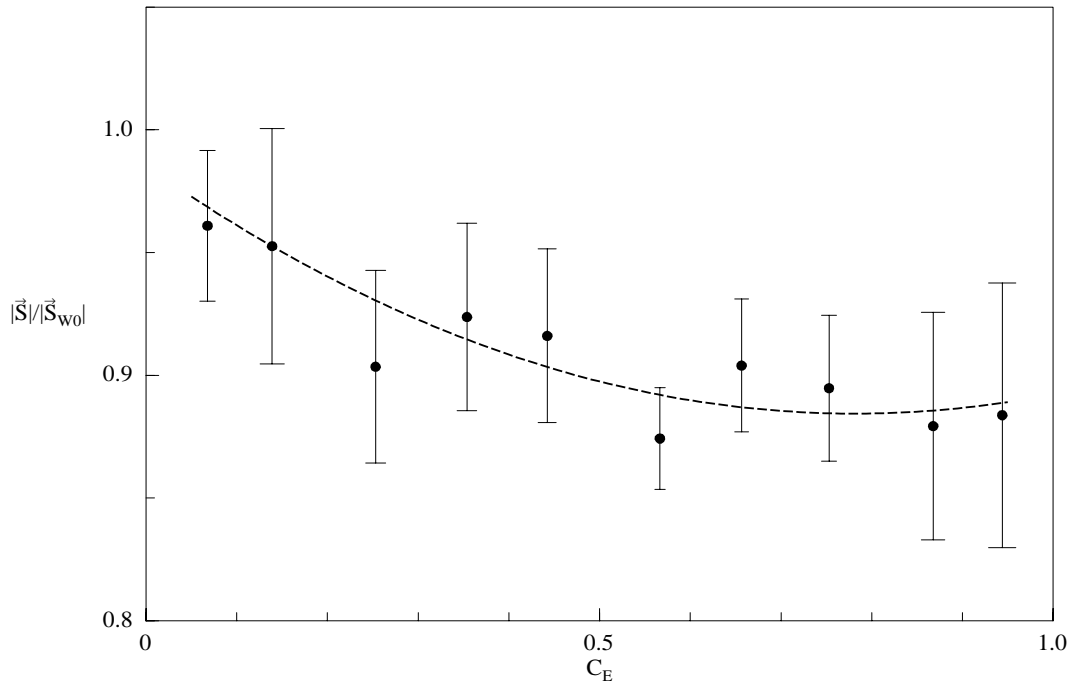


Abbildung 6.11: Oberflächenwiderstandsanteil  $|\vec{S}|/|\vec{S}_{W0}|$  in Abhängigkeit von dem Eisbedeckungsgrad  $C_E$ . Der Oberflächenwiderstand wurde durch das erweiterte Modell bestimmt. Die eingezeichneten Fehlerbalken kennzeichnen die Streuung der Modellergebnisse, die durch die unterschiedlichen Konfigurationen der Eisschollen  $p_{(h_S, l_S, d_S)}$  und der Preßeisrücken  $p_{(h_R, d_R)}$  bei konstantem Eisbedeckungsgrad verursacht wird.

$|\vec{S}|$  ist gegenüber dem Oberflächenwiderstand einer eisfreien Wasseraberrfläche  $|\vec{S}_{W0}|$  aufgrund der Ablösung der Strömung hinter den verschiedenen Hindernissen reduziert. Das Minimum von  $|\vec{S}|/|\vec{S}_{W0}|$  beträgt etwa 0.9 und wird im Gegensatz zum Modell von Hanssen-Bauer und Gjessing, das wegen der fehlenden Berücksichtigung der Abschattung hinter Preßeisrücken ein Wiederansteigen des Oberflächenwiderstandes auf  $|\vec{S}|/|\vec{S}_{W0}| = (\ln(Z_2/z_{0W})/\ln(Z_2/z_{0E}))^2 > 1$  bei  $C_E = 1$  voraussagt, bei nahezu vollständiger Eisbedeckung erreicht. Bei geringen Eiskonzentrationen ist

der Einfluß der Preißrücken gering, und die Verringerung des Oberflächenwiderstandes wird vorwiegend durch den Quotienten  $\bar{h}_S/\bar{l}_S$  bestimmt. Der Zusammenhang zwischen  $|\vec{S}|/|\vec{S}_{W0}|$  und  $\bar{h}_S/\bar{l}_S$  ist in Abbildung 6.12 für eine Eiskonzentration  $C_E$  von 15% dargestellt und ist nahezu linear. Die Linearität bei konstanter Eis-

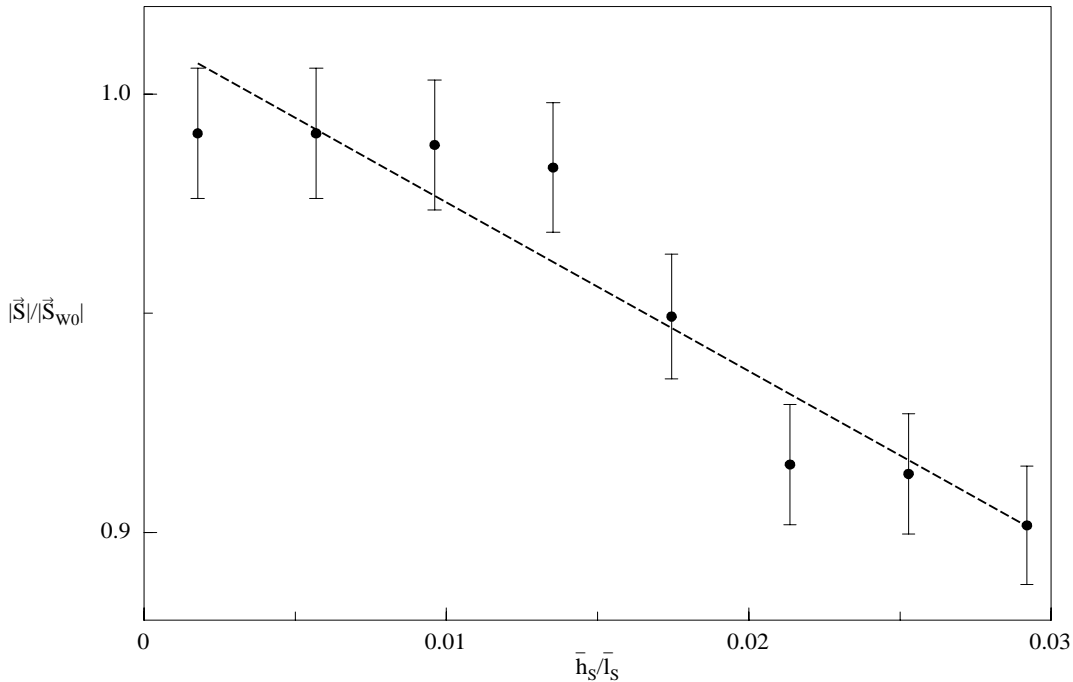


Abbildung 6.12: Oberflächenwiderstandsanteil  $|\vec{S}|/|\vec{S}_{W0}|$  in Abhängigkeit von dem Quotienten aus Freibordhöhe  $\bar{h}_S$  und Länge  $\bar{l}_S$  der Eisschollen bei einem Eisbedeckungsgrad  $C_E$  von 15%. Der Oberflächenwiderstandsanteil wurde durch das erweiterte Modell bestimmt. Die eingezeichneten Fehlerbalken kennzeichnen die Streuung der Modellergebnisse, die durch die unterschiedlichen Konfigurationen der Eisschollen  $p_{(h_S, l_S, d_S)}$  und der Preißrücken  $p_{(h_R, d_R)}$  bei konstantem Quotienten  $\bar{h}_S/\bar{l}_S$  und konstantem Eisbedeckungsgrad  $C_E$  verursacht wird.

konzentration  $C_E = \bar{l}_S/(\bar{l}_S + \bar{d}_S)$  ergibt sich aus (6.57) unter der Voraussetzung, daß die Variation von  $|\vec{S}_{E, mod}|/|\vec{S}_{E0}|$  vernachlässigt werden kann und die Verteilungsfunktion  $p_{(h_S, l_S, d_S)}$  faktorisiertbar ist. Die Steigung entspricht dann  $-m \cdot C_E$ , d.h. bei  $C_E = 0.15$  und  $m = 20$  ist sie gleich  $-3$ , was durch Abbildung 6.12 annähernd bestätigt wird.

Bei nahezu vollständiger Eisbedeckung ist der Einfluß der Schollenränder gering und der Oberflächenwiderstandes wird vorwiegend durch die Preißrückenintensität  $\bar{h}_R/\bar{d}_R$  bestimmt. Die Abhängigkeit von  $|\vec{S}|/|\vec{S}_{W0}|$  und  $\bar{h}_R/\bar{d}_R$  ist in Abbildung 6.13 für eine Eiskonzentration  $C_E$  von 85% dargestellt. Es ergibt sich in erster Näherung ein linearer Zusammenhang. Diese Linearität bei konstanter Eiskonzentration und Vernachlässigung des Einflusses der Schollenparameter folgt aus (6.57) unter der Voraussetzung, daß die Verteilungsfunktion  $p_{(h_R, d_R)}$  faktorisiertbar ist, d.h., daß  $p_{(h_R, d_R)} = p_{(h_R)}p_{(d_R)}$  gilt.

Die Steigung ergibt sich dann zu  $-C_E \cdot (\ln(Z_2/z_{0W})/\ln(Z_2/z_{0E}))^2 \cdot m$ , d.h. bei  $C_E = 85\%$  und den Parametern  $m = 20$ ,  $Z_2 = 20m$ ,  $z_{0W} = 0.00012m$  und  $z_{0E} = 0.0002m$  ist die Steigung gleich  $-18.5$ , was annähernd in Abbildung 6.13 bestätigt wird.

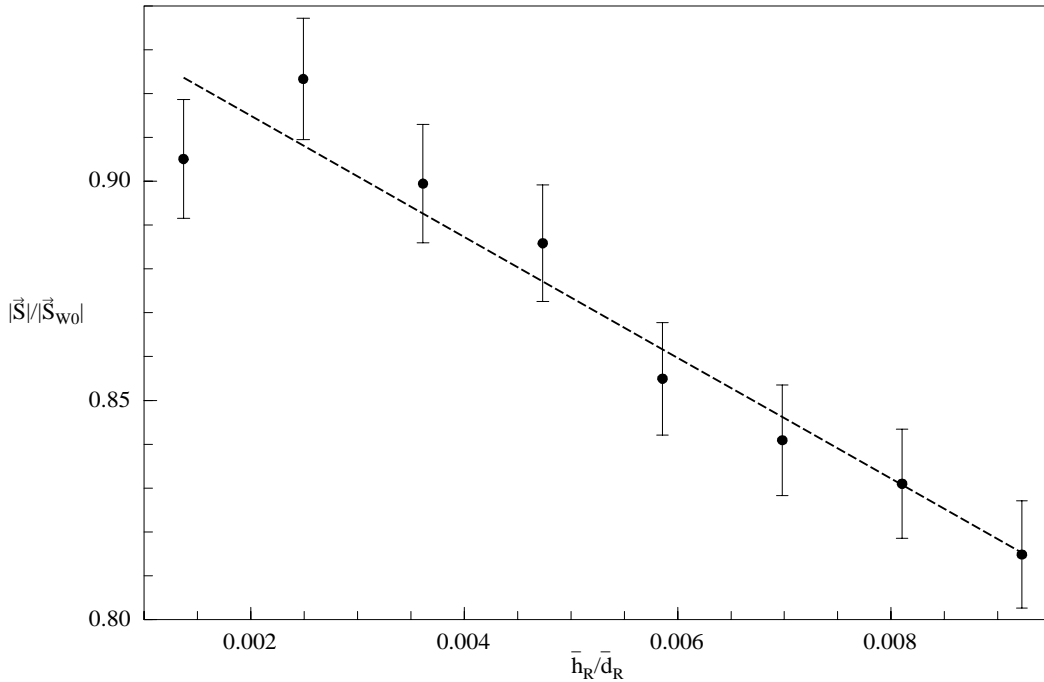


Abbildung 6.13: Oberflächenwiderstandsanteil  $|\vec{S}|/|\vec{S}_{W0}|$  in Abhängigkeit von der Preßeisrückenintensität  $\bar{h}_R/\bar{d}_R$  bei einem Eisbedeckungsgrad  $C_E$  von 85%. Der Oberflächenwiderstandsanteil wurde durch das erweiterte Modell bestimmt. Die eingezeichneten Fehlerbalken kennzeichnen die Streuung der Modellergebnisse, die durch die unterschiedlichen Konfigurationen der Eisschollen  $p(h_S, l_S, d_S)$  und der Preßeisrücken  $p(h_R, d_R)$  bei konstanter Preßeisrückenintensität  $\bar{h}_R/\bar{d}_R$  und konstantem Eisbedeckungsgrad  $C_E$  verursacht wird.

Die Abhängigkeit des aus Modellrechnungen und Messungen bestimmten neutralen Reibungskoeffizienten  $C_{d,n,10m}$  in 10 m Höhe von der Eiskonzentration  $C_E$  ist in Abbildung 6.14 dargestellt.

Für geringe Eiskonzentrationen von etwa 5% im Untersuchungsgebiet ergibt sich ein Reibungskoeffizient von  $(1.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$ . Er beträgt  $(2.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$  für eine nahezu vollständig geschlossene Eisoberfläche. Dieses ist in guter Übereinstimmung mit von Seifert und Langleben [1972] für vollständige Eisbedeckung angegebenen Reibungskoeffizienten von  $1.4 \cdot 10^{-3}$  bis  $2.3 \cdot 10^{-3}$ . Das Maximum des Reibungskoeffizienten wird im Mittel bei einer Eiskonzentration von 60% mit einem Wert von  $(2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$  erreicht. Untersuchungen von Guest und Davidson [1987] in der Eisrandzone westlich von Spitzbergen zeigen kein derartiges lokales Maximum des Reibungskoeffizienten, sondern einen kontinuierlichen Anstieg des Reibungskoeffizienten von  $(2.1 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$  für Wasserflächen auf  $(4.0 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$  für Eisbedeckungen von 70% – 90%. Anderson [1987] bestimmte die Reibungskoeffizienten in der



Eisrandzone der östlichen Grönlandsee in Abhängigkeit von der Eiskonzentration. Für Gebiete mit einem Eisbedeckungsgrad von 0% und 100% ermittelte er einen Reibungskoeffizienten von  $(1.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$ . Das Maximum des Reibungskoeffizienten liegt nach Anderson bei einer Eisbedeckung von etwa 80% und beträgt dort  $(3 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ . Die Existenz eines maximalen Reibungskoeffizienten wird auch von Andreas et al. [1987] gefordert, deren Abschätzung des Reibungskoeffizienten in der antarktischen Eisrandzone bei  $57^\circ S, 5^\circ O$  ein Ansteigen des Reibungskoeffizienten von  $1.2 \cdot 10^{-3}$  bei einer Eisbedeckung von 10% auf  $3.1 \cdot 10^{-3}$  bei 80% zeigen. Die

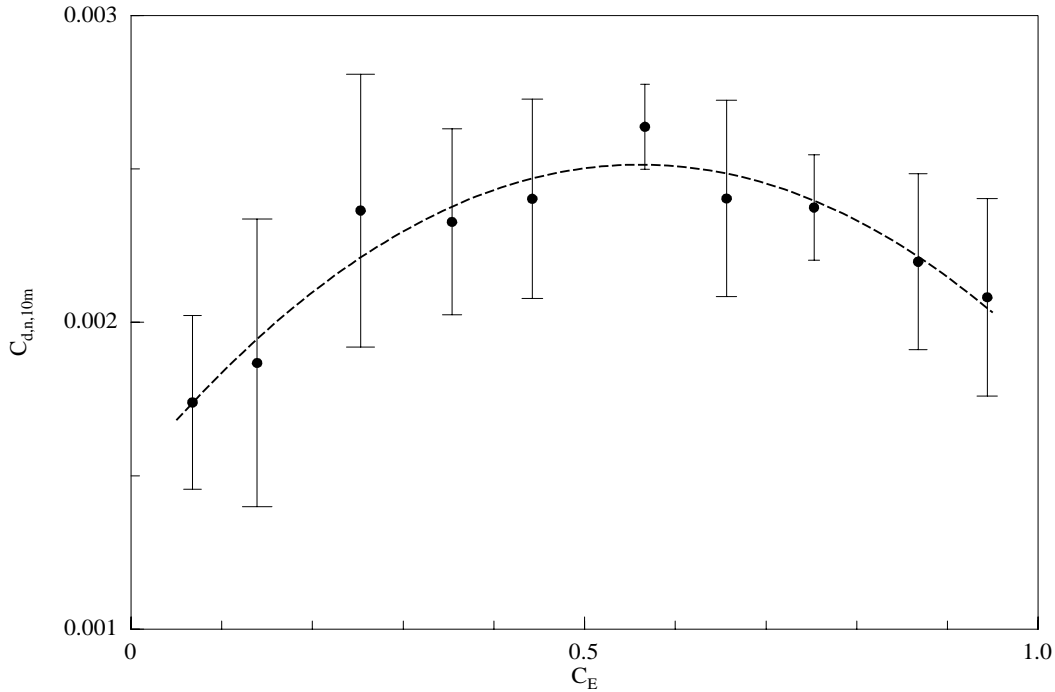


Abbildung 6.14: Neutraler Reibungskoeffizient  $C_{d,n,10m}$  in 10 m Höhe in Abhängigkeit von dem Eisbedeckungsgrad  $C_E$ . Der Reibungskoeffizient wurde durch das erweiterte Modell bestimmt. Die eingezeichneten Fehlerbalken kennzeichnen die Streuung der Modellergebnisse, die durch die unterschiedlichen Konfigurationen der Eisschollen  $p(h_S, l_S, d_S)$  und der Preßeisrücken  $p(h_R, d_R)$  bei konstantem Eisbedeckungsgrad verursacht wird.

Abweichungen des in der vorliegenden Studie ermittelten Eisbedeckungsgrades mit maximalem Reibungskoeffizienten gegenüber früheren Studien ist möglicherweise auf eine unzulängliche Bestimmung des Eisbedeckungsgrades durch die genannten Autoren zurückzuführen. Dieser wurde bei allen Studien ausschließlich vom Schiff aus abgeschätzt, was im allgemeinen wegen der geringen Beobachtungshöhe zur Überschätzung des Eisbedeckungsgrades führt, da schmale Rinnen nicht mehr als solche wahrgenommen werden können. Diese Hypothese wird auch dadurch unterstützt, daß Flugzeugmessung des Reibungskoeffizienten und des Eisbedeckungsgrades in der Eisrandzone westlich von Spitzbergen im Rahmen des Experimentes *REFLEX I* ein Maximum des Reibungskoeffizienten bei einem Eisbedeckungsgrad von etwa 60% andeuten [vgl. Hartmann et al., 1995].

Die Abbildung 6.14 zeigt eine große Streuung der Reibungskoeffizienten bei konstan-

ter Eiskonzentration. Hierdurch wird deutlich, daß einfache Parameterisierungen des Reibungskoeffizienten mit der Eiskonzentration unzureichend sind [vgl. Hartmann et al., 1995]. Wefelmeier und Etling [1991] finden ebenfalls durch Simulation von großskaligen, abeisigen Strömungen mit einem zweidimensionalen, nicht-hydrostatischen Modell eine starke Variabilität des Reibungskoeffizienten bei konstanter Eiskonzentration, aber unterschiedlichen Konfigurationen von Eisschollen. Bei einem Eisbedeckungsgrad von 50% erhalten sie für den Reibungskoeffizienten, unter Voraussetzung eines mittleren Eisschollendurchmessers von 100 *m*, etwa  $2.3 \cdot 10^{-3}$ , bzw. bei einem mittleren Eisschollendurchmesser von 20 *m* etwa  $3.3 \cdot 10^{-3}$ .

## 7 Fazit und Ausblick

Die geometrische Rauigkeit der meereisbedeckten Ozeanoberfläche wird durch die Höhe, den Abstand und die Länge der Eisschollen und Preßeisrücken charakterisiert. Die Bestimmung des aerodynamischen Widerstandes ist aus diesen Größen nach Modellen von Hanssen-Bauer und Gjessing sowie Arya möglich, wie Vergleiche zwischen Modellergebnissen und flugzeuggestützten Turbulenzmessungen zeigen.

Flächengewichtete Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Schollen- und Preßeisrückeneigenschaften werden anstelle der von Hanssen-Bauer und Gjessing bzw. Arya vorgeschlagenen Mittelwerten dieser Größen verwendet und führen zu einer erheblich besseren Übereinstimmung von Modell und Experiment. Eine weiter verbesserte Parameterisierung der aerodynamischen Rauigkeit resultiert aus der Kombination beider Modelle, was einer Berücksichtigung verschiedener Eisklassen im Modell von Hanssen-Bauer und Gjessing entspricht.

Durch Satellitenfernerkundung sind derartig detaillierte Messungen der Oberflächenstruktur, wie sie in das in dieser Arbeit (Kap. 6.3) vorgestellte Modell eingehen, momentan noch nicht verfügbar, so daß zur großräumigen Abschätzung der aerodynamischen Rauigkeit auf die mittleren Größen der geometrischen Struktur, speziell den gut fernerkundbaren Eisbedeckungsgrad, zurückzugreifen ist. Diese einfachere Form der Parameterisierung der aerodynamischen Rauigkeit bringt eine ungenauere Abschätzung der Widerstandsanteile und damit der effektiven aerodynamischen Rauigkeit mit sich, ist aber im Prinzip durch die in Kapitel 6.4 dargestellten Ansätzen möglich.

Die in dieser Arbeit dargelegten Parameterisierungen des Reibungskoeffizienten durch die Oberflächenstruktur lassen sich in Meereismodellen zur besseren Beschreibung des atmosphärischen Antriebes der Meereisdynamik verwenden und sind speziell für Modelle, welche die Entstehung deformierten Eises aus konvergenter Eisbewegung behandeln, interessant, da der Anteil deformierten Eises auf die aerodynamische Rauigkeit der Oberfläche rückkoppelt. In mesoskaligen Atmosphärenmodellen der Eisrandzone geht die aerodynamische Rauigkeit des meereisbedeckten Ozeans maßgeblich in die Beschreibung der Grenzschichtstruktur ein.

Detailliertere Bestimmungen der Oberflächentopographie, wie sie durch zweidimensional abtastende Lasersysteme möglich werden<sup>2</sup>, lassen in Zukunft eine noch eindeutigeren Analyse der Beziehung zwischen aerodynamischer und geometrischer Rauigkeit zu. Die in den Modellgleichungen unberücksichtigten Stabilitätseffekte sind durch Modifikation der eingehenden lokalen Windprofile und einen veränderten Oberflächenwiderstand zu berücksichtigen. Für nicht-neutrale Schichtung der atmosphärischen Grenzschicht ist auch eine Ableitung der Austauschkoefizienten von sensibler und latenter Wärme aus der Eis-Wasser-Verteilung von großer Bedeutung. Dabei werden sich vor allem verbesserte Turbulenzmeßsysteme<sup>3</sup> bei der experimentellen Bestimmung dieser Austauschkoefizienten positiv auswirken.

---

<sup>2</sup>Momentan ist die Meßfrequenz solcher Geräte für den flugzeuggestützten Einsatz zu gering.

<sup>3</sup>Einsatz eines neu entwickelten helikoptergestützten Systems für Messungen in geringerer Höhe

## 8 Literaturverzeichnis

- Anderson, R. J., 1987: *Wind stress measurements over rough ice during the 1984 Marginal Ice Zone Experiment*. J. Geophys. Res. 92, 6933-6941.
- Andreas, E. L., Tucker, W. B., Ackley, S. F., 1984: *Atmospheric boundary-layer modification, drag-coefficient, and surface heat flux in the antarctic marginal ice zone*. J. Geophys. Res. 89, 649-661.
- Arya, S. P. S., 1973: *Contribution of form drag on pressure ridges to the air stress on arctic ice*. J. Geophys. Res. 30, 7092-7099.
- Arya, S. P. S., 1975: *A drag-partition theory for determining the large-scale roughness parameter and wind stress on arctic pack ice*. J. Geophys. Res. 80, 3447-3454.
- Banke, E. G., Smith, S. D., 1973: *Wind stress on arctic sea ice*. J. Geophys. Res. 78, 7871-7882.
- Banke, E. G., Smith, S. D., 1976: *Recent measurements of wind stress on arctic sea ice*. J. Fish. Board. 33, 2307-2317.
- Bochert, A., 1991: *Linecalc 1.0 Systemhandbuch*. Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung.
- Bochert, A., 1992: *RECONOFAX Systemhandbuch*. Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung.
- Bochert, A., Wamser, C., 1995: *New airborne line scanner systems for high resolution sea ice observations*. TAOS, im Druck.
- Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A., 1989: *Taschenbuch der Mathematik*. Harri Deutsch, Thun.
- Brümmer, B., 1994: *Arktis 1993*. Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, Reihe A, Universität Hamburg.
- Dierking, W., 1995: *Laser profiling of the ice surface topography during the Winter Weddell Gyre Study 1992*. J. Geophys. Res. Oceans, im Druck.
- Duynkerke, P. G., 1991: *The roughness length for heat and other vegetation parameters for a surface of short grass*. J. Appl. Meteorol. 31, 579-586.
- Dyer, A. J., 1974: *A review of flux-profile relationships*. Boundary-Layer Meteorology 7, 363-372.
- Eicken, H., Meinke, J., 1994: *The expedition ARKTIS-IX/1 of RV "Polarstern" in 1993*. Ber. Polarforsch., 134.
- Garratt, J. R., 1977: *Review of drag coefficients over oceans and continents*. Monthly Weather Review 105, 915-929.

- Gloersen, P., Campbell, W. J., 1988: *Variations in the Arctic, Antarctic and global sea ice covers during 1978-1987 as observed with Nimbus 7 Scanning Multichannel Microwave Radiometer*. J. Geophys. Res. 93, 10666-10674.
- Granberg, H. B., Leppäranta, M., 1990: *Helicopterborne remote sensing of antarctic sea ice using a laser profiler, synchronized video and 70 mm camera during FINNARP-89*. Proceedings of the 10th IAHR Ice Symposium 3, 313-325.
- Guest, P. S., Davidson, K. L., 1987: *The effect of observed ice conditions on the drag coefficient in the summer East Greenland Sea marginal ice zone*. J. Geophys. Res. 92, 6943-6954.
- Hanssen-Bauer, I., Gjessing, Y. T., 1988: *Observations and model calculations of aerodynamic drag on sea ice in the Fram Strait*. Tellus 40A, 151-161.
- Hartmann, J., Kottmeier, C., Wamser, C., 1992: *Radiation and eddy flux experiment 1991 (Reflex I)*. Ber. Polarforsch., 105.
- Hartmann, J., Kottmeier, C., Wamser, C., Augstein, E., 1995: *Aircraft measured atmospheric momentum, heat, and radiation fluxes over arctic sea ice, in the polar oceans and their role in shaping the global environment*. Geophys. Monogr. Ser. 85, herausgegeben von O. M. Johannessen, R. D. Muench und J. E. Overland, 443-454, AGU, Washington.
- Hibler, W. D., Weeks, W. F., Mock, S. J., 1972: *Statistical aspects of sea-ice ridge distributions*. J. Geophys. Res. 77, 5954-5970.
- Högström, U., 1987: *Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: A re-evaluation*. Boundary-Layer Meteorology 42, 55-78.
- IBEO, 1992: *Bedienungshandbuch für den Sensor PS100*. IBEO - Lasertechnik, Hamburg.
- Joffre, S. M., 1983: *Determining the form drag contribution to the total stress of the atmospheric flow over ridged sea ice*. J. Geophys. Res. 88, 4524-4530.
- Kottmeier, Ch., Hartmann, J., Wamser, C., Bochert, A., Lüpkes, C., Freese, D., Cohrs, W., 1994: *Radiation and eddy flux experiment 1993 (Reflex II)*. Ber. Polarforsch., 133.
- Kottmeier, Ch., 1993: *User handbook for the POLAR 2 and POLAR 4 research aircraft*. Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung.
- Large, W. G., Pond, S., 1981: *Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds*. J. Phys. Oceanogr. 11, 324-336.
- Lensu, M., 1989: *The random breakage of ice*. Proceedings of Regional and Mesoscale Modelling of Ice Covered Oceans, 92-96. Conference Report No. 3 Nansen Remote Sensing Center, Bergen.

- Lewis, J. E., Leppäranta, M., Granberg, H. B., 1993: *Statistical properties of sea ice surface topography in the Baltic Sea*. Tellus 45A, 127-142.
- Lytle, V. I., Ackley, S. F., 1991: *Sea ice ridging in the Eastern Weddell Sea*. J. Geophys. Res. 96, 1811-18416.
- Lowry, R. T., 1975: *An experiment in ice profiling in Nares Strait and the Arctic Ocean*. Journal of Glaciology, 15,462-463.
- Lowry, R.T., Wadhams, P., 1979: *On the statistical distribution of pressure ridges in sea ice*. J. Geophys. Res. 84, 2487-2494, 1979.
- Marshall, J. K., 1971: *Drag measurements in roughness arrays of varying density and distribution*. Agr. Meteorol. 8, 269-292.
- METEK, 1993: *USAT-3 Benutzer-Handbuch*. METEK GmbH, Hamburg.
- Mock, S. J., Hartwell, A. D., Hibler, W. D., 1972: *Spatial aspects of pressure ridge statistics*. J. Geophys. Res. 77, 5945-5953.
- Nägli, W., 1946: *Further investigation of the wind conditions in areas with shelterbelts*. Mitt. Schweiz. Anstalt Forstl. 24, 659-737.
- Parmeter, R. R., Coon, M. D., 1972: *Model of pressure ridge formation in sea ice*. J. Geophys. Res. 77, 6565-6575.
- Plate, E. J., Lin, C. W., 1965: *The velocity field downstream from a two-dimensional model hill*. Fluid Dynam. Diffus. Lab. Report No. CER65EJP14, Colorado State University, Fort Collins, Colorado.
- Rothe, T., 1991: *Die Rauigkeit antarktischer Meereisflächen*. Diplomarbeit im Fach Meteorologie, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover.
- Seifert, W. J., Langleben, M. P., 1972: *Air drag coefficient and roughness length of a cover of sea ice*. J. Geophys. Res. 77, 2708-2713.
- Stull, R. B., 1988: *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Press.
- Vörsmann, P., Friederici, B., Hoff, A.M., 1989: *METEOPOD - ein flugzeuggestütztes Turbulenzmeßsystem*. Promet 1/2 1989, 57-64.
- Wadhams, P., 1980: *A comparison of sonar and laser profiles along corresponding tracks in the Arctic Ocean, in sea ice processes and models*. herausgegeben von R. S. Pritchard, s.283-299, University of Washington Press, Seattle.
- Wadhams, P., Davy, T., 1986: *On the spacing and draft distribution for pressure ridge keels*. J. Geophys. Res. 91, 10697-10708.
- Wadhams, P., 1987: *Sea ice thickness distribution in the Greenland Sea and Eurasien Basin, May 1987*. J. Geophys. Res. 97, 5331-5348.

- Wamser, C., El Naggari, S., 1989: *Line scan camera measurements*. Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, ARKTIS 1988, Field Phase Report, 57-60.
- Weeks, W. F., 1976: *Sea ice conditions in the Arctic*. AIDJEX BULL. 34, 173-206.
- Wefelmeier, C., Etling, D., 1991: *The influence of sea ice distribution on the atmospheric boundary layer*. Z. Meteorol. 41, 333-342.

## A Mittelung von Kovarianzen

Allgemein gilt für den Mittelwert zweier Größen  $x, y$ :

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (\text{A.1})$$

$$\bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i \quad (\text{A.2})$$

wobei  $x_i, y_i$  die Einzelmessungen und  $n$  die Anzahl der in die Mittelung eingehenden Messungen bezeichnet.

Für die Kovarianz  $\overline{x'y'}$  gilt:

$$\overline{x'y'} = \frac{1}{n-1} \left( \sum_{i=1}^n x_i y_i - \frac{1}{n} \left( \sum_{j=1}^n x_j \right) \left( \sum_{j=1}^n y_j \right) \right) \quad (\text{A.3})$$

Ist das Meßintervall der Länge  $n$  in  $a$  Unterabschnitte der Länge  $m = n/a$  eingeteilt, so gilt für die Mittelwerte  $\bar{x}_{a'}, \bar{y}_{a'}$  und die Kovarianzen  $\overline{x'y'_{a'}}$  der Unterabschnitte:

$$\bar{x}_{a'} = \frac{1}{m} \sum_{i=a'm+1}^{a'm+m} x_i \quad (\text{A.4})$$

$$\bar{y}_{a'} = \frac{1}{m} \sum_{i=a'm+1}^{a'm+m} y_i \quad (\text{A.5})$$

$$\overline{x'y'_{a'}} = \frac{1}{m-1} \left( \sum_{i=a'm+1}^{a'm+m} x_i y_i - \frac{1}{m} (m\bar{x}_{a'}) (m\bar{y}_{a'}) \right) \quad (\text{A.6})$$

wobei  $a' = 0, 1, \dots, a-1$  ist.

Die Mittelwerte über das gesamte Intervall ergeben sich aus den Mittelwerten der Unterabschnitte:

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \frac{1}{n} \sum_{a'=0}^{a-1} \sum_{i=a'm+1}^{a'm+m} x_i \\ &= \frac{1}{n} \sum_{a'=0}^{a-1} m \bar{x}_{a'} \\ &= \frac{1}{a} \sum_{a'=0}^{a-1} \bar{x}_{a'} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

$$\bar{y} = \frac{1}{a} \sum_{a'=0}^{a-1} \bar{y}_{a'} \quad (\text{A.8})$$

Ebenso geht man zur Bestimmung der Kovarianz vor:

$$\overline{x'y'} = \frac{1}{n-1} \left( \sum_{a'=0}^{a-1} \sum_{i=a'm+1}^{a'm+m} x_i y_i - \frac{1}{n} (n\bar{x})(n\bar{y}) \right) \quad (\text{A.9})$$



Aus (A.6) folgt:

$$\sum_{i=a'm+1}^{a'm+m} x_i y_i = (m-1) \overline{x'y'}_{a'} + m \bar{x}_{a'} \bar{y}_{a'} \quad (\text{A.10})$$

Einsetzen von (A.10) in (A.9) ergibt:

$$\overline{x'y'} = \frac{1}{n-1} \left( \sum_{a'=0}^{a-1} (m-1) \overline{x'y'}_{a'} + m \bar{x}_{a'} \bar{y}_{a'} \right) - \frac{n}{a^2} \left( \sum_{a'=0}^{a-1} \bar{x}_{a'} \right) \left( \sum_{a'=0}^{a-1} \bar{y}_{a'} \right) \quad (\text{A.11})$$

Die Methode zur Bestimmung von Varianzen aus den Mittelwerten und Varianzen der Teilabschnitte ist analog herzuleiten. Es ist dann  $y$  durch  $x$  in den Formeln zu ersetzen.

**B Symbolverzeichnis**

$a_z$	Vertikalbeschleunigung des Flugzeuges
$a_{h_R}, a_{\theta_R}, b_{h_R}, b_{\theta_R}$	Koeffizienten der Parameterisierung des Formwiderstandsbeiwertes von Preßeisrücken
$b_R$	Breite der Preßeisrücken
$c_L$	Lichtgeschwindigkeit
$c_p$	spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck
$C_d$	Reibungskoeffizient
$C_{d,n,10m}$	Reibungskoeffizient in 10m Höhe für neutrale Schichtung
$C_E$	Eisbedeckungsgrad
$d$	Entfernung zwischen Laseraltimeter und Oberfläche
$d_S$	Abstand zweier Eisschollen
$d_{S,min}, d_{S,max}$	minimaler und maximaler Eisschollenabstand
$d_R$	Abstand zweier Preßeisrücken
$e$	Euler-Zahl
$f_{GRD}$	Meßfrequenz der <i>Grundausrüstung</i> des Flugzeuges
$f_L$	Meßfrequenz des Laseraltimeters aus Labormessungen
$f$	tatsächliche Meßfrequenz des Laseraltimeters
$f_c$	Grenzfrequenz (Windgeschwindigkeitskorrektur)
$f_{LSC,IRLS}$	Meßfrequenz der Kamerasysteme
$f_{MET}$	Meßfrequenz des <i>Meteopod</i>
$\vec{F}$	Formwiderstand
$\vec{F}_S, \vec{F}_{S,mod}$	Formwiderstand der Eisschollen
$\vec{F}_R, \vec{F}_{R,mod}$	Formwiderstand der Preßeisrücken
$g$	Erdbeschleunigung
$h$	Oberflächenhöhe
$h_{min}$	theoretisches Minimum der Oberflächenhöhe
$h_F$	Flughöhe
$h_S$	Höhe des Schollenrandes
$h_{Sg}$	effektive Meereisdicke
$h_{Sg,max}$	maximale effektive Meereisdicke
$h_R$	Höhe der Preßeisrücken
$h_{R,min}$	definierte Mindesthöhe eines Preßeisrücken
$h_1$	bzgl. Roll- und Nickwinkel korrigierte Entfernung $d$
$H$	turbulenter sensibler Wärmestrom
$l_S$	Eisschollenlänge
$l_{S,min}$	definierte minimale Eisschollengröße
$L$	Grenzfrequenz bestimmende Länge
$L_0$	Grenzwert von $L$ für verschwindende Flughöhenschwankungen
$L_f$	Schmelzwärme von Eis
$L_*$	Monin-Obukov-Länge
$m$	Parameter zur Berücksichtigung der Abschattung hinter Hindernissen
$P_S$	Druck auf den Schollenrand
$P/A$	Schmelzwärme pro Zeit- und Flächeneinheit

$r_M$	Radius des Meßfleckes des Laseraltimeters
$r^2$	relative erklärte Varianz
$R$	allgemeine Gaskonstante
$s$	zurückgelegte Flugstrecke
$S$	Länge des Meßintervalles
$\vec{S}$	Oberflächenwiderstand
$\vec{S}_E$	Oberflächenwiderstand einer Eisoberfläche bei Vorhandensein von Wasserflächen
$\vec{S}_{E0}$	Oberflächenwiderstand einer geschlossenen Eisoberfläche
$\vec{S}_W, \vec{S}_{W,mod}$	Oberflächenwiderstand einer Wasseroberfläche bei Vorhandensein von Eisschollen
$\vec{S}_{W0}$	Oberflächenwiderstand einer eisfreien Wasseroberfläche
$t$	Zeit
$t_P$	Laufzeit des Laserpulses
$T$	Temperatur
$T_0$	Oberflächentemperatur ( $KT_4$ )
$T_*$	charakteristische Temperaturfluktuationen
$u_*$	Schubspannungsgeschwindigkeit
$u_{*W}$	lokale Schubspannungsgeschwindigkeit über Wasser
$u_{*E}$	lokale Schubspannungsgeschwindigkeit über Eis
$u, v, w$	Komponenten der Windgeschwindigkeit
$v_z$	Vertikalgeschwindigkeit des Flugzeuges
$v_{z1}$	durch Integration von $a_z$ berechnete Vertikalgeschwindigkeit
$v_{z2}$	hochfrequenter Anteil von $v_{z1}$
$v_d$	Betrag der Driftgeschwindigkeit des Meereises in der Eisrandzone
$v_F$	Betrag der mittleren Fluggeschwindigkeit
$\vec{v}$	Windgeschwindigkeit
$\vec{v}_G$	Geschwindigkeit des Flugzeuges über Grund
$\vec{v}_{GPS}$	durch das <i>GPS</i> gemessene Geschwindigkeit über Grund
$\vec{v}_{INS}$	durch das <i>INS</i> gemessene Geschwindigkeit des Flugzeuges über Grund
$\vec{v}_{E0}$	Windgeschwindigkeit über einer eisrückenfreien Eisoberfläche
$\vec{v}_E$	Windgeschwindigkeit über einer mit Preßeisrücken besetzten Eisoberfläche
$\vec{v}_{kor.}$	korrigierte Windgeschwindigkeit
$\vec{v}_{W0}$	Windgeschwindigkeit über einer eisfreien Wasseroberfläche
$\vec{v}_W$	Windgeschwindigkeit über Wasser
$\vec{v}_{\Delta p}$	Geschwindigkeit des Flugzeuges relativ zur Windgeschwindigkeit
$x$	Entfernung vom Eisrand
$X_{ERZ}$	Breite der Eisrandzone
$x_1, x_2, x_3$	Einbaukoordinaten des Laseraltimeters im Flugzeug
$x_\Phi$	Umrechnungsfaktor von $1^\circ$ auf $km$
$z$	Höhe
$z_{0E}, z_{0W}$	lokale Rauigkeitslänge über Meereis bzw. über Wasser
$z_1$	ungefilterter hochfrequenter Anteil der Vertikalbewegung
$z_2$	hochfrequenter Anteil der Vertikalbewegung des Flugzeuges
$z_3$	niederfrequenter Anteil der Vertikalbewegung des Flugzeuges
$z_4$	Flughöhe
$z_0$	mittlere Rauigkeitslänge
$Z_2$	Blendhöhe

$\alpha_S$	Formwiderstandsbeiwert der Eisschollen
$\alpha_R$	Formwiderstandsbeiwert der Preßeisrücken
$\beta, \beta_1, \beta_2$	Parameter der Höhenkorrektur des Reibungskoeffizienten
$\chi_0, \chi_1$	Koeffizienten der linearen Regression zwischen Modell- und Meßergebnissen
$\delta x_L$	horizontale Auflösung des Laseraltimeters in Flugrichtung
$\delta x_{LSC,IRLS}$	horizontale Auflösung der Kamerasysteme in Flugrichtung
$\delta y_{LSC,IRLS}$	horizontale Auflösung der Kamerasysteme quer zur Flugrichtung
$\Delta t_i$	Zeitverschiebung zwischen Laseraltimeter und Zeilenrasterkamera während des i-ten Flugabschnittes
$\Delta t_{KT4,LSC}$	Zeitverschiebung zwischen Strahlungsthermometer und Zeilenrasterkamera
$\phi$	Rollwinkel des Flugzeuges
$\Phi$	geographische Breite
$\Phi_{ER}$	geographische Breite des Eisrandes
$\Phi_m$	Profilfunktion der Geschwindigkeit
$\Phi_h$	Profilfunktion der Temperatur
$\gamma$	Anströmwinkel der Preßeisrücken
$\kappa$	von-Karman-Konstante
$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_{3a}, \lambda_{4a}, \lambda_{4b}$	Parameter zur Beschreibung der Preßeisrückeneigenschaften
$\mu_1, \mu_2, \mu_{3a}, \mu_{3b}, \mu_{4a}, \mu_{4b}$	Parameter zur Beschreibung der Scholleneigenschaften
$\nu_{1a}, \nu_{1b}, \nu_{2a}, \nu_{2b}, \nu_{3a}, \nu_{3b}$	Parameter zur Beschreibung der Veränderung der mittleren Scholleneigenschaften in der Eisrandzone
$\theta$	Nickwinkel des Flugzeuges
$\theta_L$	Strahldivergenz des Laseraltimeters
$\theta_{LSC,IRLS}$	Öffnungswinkel der Kamerasysteme
$\rho$	Luftdichte
$\rho_E$	mittlere Dichte der Eisschollen
$\sigma_{LA}$	Intensität des rückgestreuten Laserpulses
$\sigma_{LSC(norm.)}$	normierter Grauwert der Zeilenrasterkamera (256. Bildpunkt)
$\vec{\tau}$	vertikaler turbulenter Impulstransport
$\tau_i$	charakteristische Zeitskala der Turbulenz
$\tau_0$	Dauer des Meßintervalls
$\omega$	Kreisfrequenz
$\Psi_m$	integrierte Profildfunktion der Geschwindigkeit
$\Psi_h$	integrierte Profildfunktion der Temperatur
$\sigma_{??}$	Fehler bzw. Standardabweichung der Größe ??
$\tilde{??}$	Fouriertransformierte der Größe ??
$\overline{??}$	Mittelwert der Größe ??
$p(??)$	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Größe ??

# Danksagung

Ich danke Herrn Dr. C. Kottmeier, Herrn Dr. C. Wamser und den Kollegen der *Arbeitsgruppe Meteorologie* des *Alfred-Wegener-Instituts* für die zahlreichen fachlichen Diskussionen und Anregungen während der Durchführung der Diplomarbeit.

Mein Dank gilt außerdem Herrn Dr. G. Peters und den Kollegen des *Meteorologischen Instituts* der Universität Hamburg für die gute Zusammenarbeit auf der Eisstation bei *Arktis 93*.

Herr Dr. J. Hartmann hat bei zahlreichen Problemen der Programmierung geholfen, viele Hinweise zu den Flugzeugmessungen gegeben und die Turbulenzdaten des Meßflugzeuges bereitgestellt.

Herrn Dipl. Ing. A. Bochert danke ich für die Unterstützung bei der Datenauswertung der von ihm entwickelten Kamerasysteme und Herrn W. Cohrs für die Bereitstellung der bei *REFLEX II* gewonnenen Datensätze des Laseraltimeters.