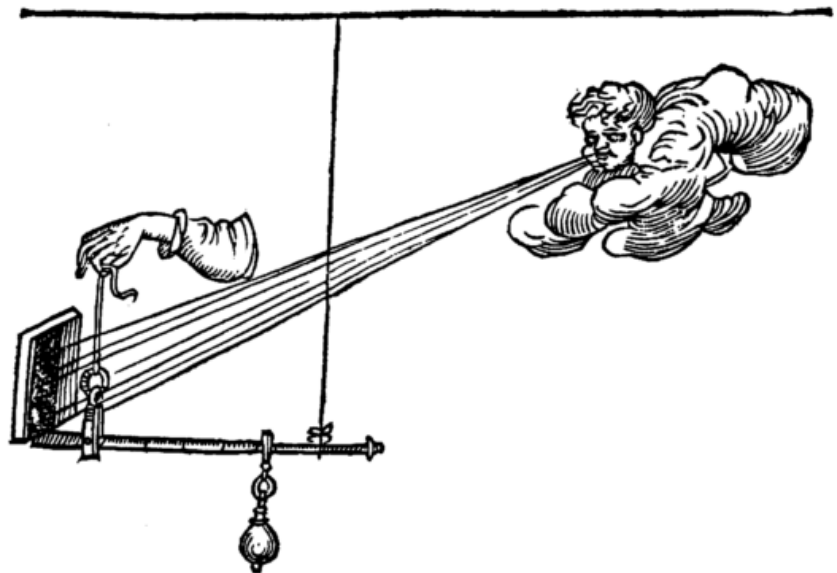


Berichte des Deutschen Wetterdienstes

191

**Bestimmung und Parametrisierung
des Druckwiderstands an Hindernissen
in der atmosphärischen Grenzschicht**

Stefan Emeis



Offenbach am Main 1994
Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

Die Zeichnung auf der Titelseite ist dem Buch „The History of Meteorology to 1800“, Boston, 1983, American Meteorological Society, 2. Auflage, entnommen. Sie zeigt ein Meßgerät zur Bestimmung der Windgeschwindigkeit. Das Meßprinzip ist die Bestimmung des Druckwiderstands, den der Wind beim Anströmen eines quadratischen Plättchens verursacht.

Zur Herstellung dieses Buches wurde chlor- und säurefreies Papier verwendet.

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe genehmigte Habilitationsschrift für das Fach Meteorologie

ISSN 0072-4130

ISBN 3-88148-303-9

Alle Rechte vorbehalten. Nachdruck, auch auszugsweise, verboten. Kein Teil dieses Werkes darf ohne schriftliche Einwilligung des Deutschen Wetterdienstes in irgendeiner Form (Fotokopie, Mikrofilm, oder ein anderes Verfahren), auch nicht für Zwecke der Unterrichtsgestaltung, reproduziert oder unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden. Für den Inhalt sind die Verfasser verantwortlich.

Herausgeber und Verlag
Deutscher Wetterdienst
Zentralamt
Frankfurter Str. 135
63067 Offenbach am Main

Anschrift des Autors:
Dr. habil. Stefan Emeis
Institut für Meteorologie und Klimaforschung
Universität Karlsruhe · Kernforschungszentrum
Karlsruhe GmbH
Postfach 3640
76021 Karlsruhe

Zusammenfassung

Diese Arbeit behandelt den Impulsaustausch zwischen der Atmosphäre und dem Erdkörper in Form des Druckwiderstands an mesoskaligen orographischen Hindernissen. Ziel ist es, den Druckwiderstand über eine effektive Rauheitslänge zu parametrisieren. Hierzu werden nach einer kurzen historischen Übersicht zuerst die wesentlichen Parameter hergeleitet, von denen der Druckwiderstand abhängt. Gleichzeitig ergibt sich hierdurch eine Aufteilung des Druckwiderstands in physikalisch verschiedene Anteile: den Form-, den Wellen- und den hydrostatischen Widerstand. Nur der erste Anteil ist auf die Viskosität der Luft und Grenzschichtphänomene zurückzuführen, und damit einer Parametrisierung über eine Rauheitslänge zugänglich. Nur er wird im weiteren hier betrachtet. Das mesoskalige numerische Simulationsmodell KAMM wird benutzt, um die theoretisch hergeleiteten Abhängigkeiten des Formwiderstands von den Parametern zu überprüfen, und um weitere Parameterabhängigkeiten, die einer Skalenanalyse der Bewegungsgleichung nicht entnommen werden konnten, empirisch numerisch zu erhalten. Die Abhängigkeit des Formwiderstands von den äußeren Parametern wird schließlich mithilfe eines Widerstandsgesetzes der atmosphärischen Grenzschicht in eine Abhängigkeit einer effektiven Rauheitslänge von diesen Parametern übersetzt. Es ergibt sich, daß das Verhältnis von effektiver Rauheitslänge zur ursprünglichen Rauheitslänge der Oberfläche hauptsächlich von der mittleren Neigung dieser Oberfläche und von dem Verhältnis ihrer Längenskala in Strömungsrichtung zur Oberflächenrauigkeit abhängt. Diese effektive Rauheitslänge parametrisiert in gröberskaligen atmosphärischen Simulationsmodellen den Einfluß des Formwiderstands an subgridskaliger Orographie.

Abstract

This publication deals with momentum exchange between the atmosphere and the solid earth via pressure drag at mesoscale orographic obstacles. It is attempted to parameterize the pressure drag by an effective roughness length. Hereto, after a short historical overview, the main parameters are introduced which determine the pressure drag. This also yields a separation of pressure drag into physically different parts: form drag, wave drag, and hydrostatic drag. Only the first part is due to the viscosity of the air and to boundary-layer phenomena, and can therefore be parameterized by a roughness length. It is this part of the drag which will be dealt with in the following. The mesoscale numerical model KAMM is used to test dependences of form drag on orographic parameters which have been deduced theoretically, and to yield empirically further dependences on parameters which could not be deduced from a scale analysis of the equation of motion. Finally a resistance law is used to translate the functional

dependence of form drag on the external parameters into a dependence of an effective roughness length on these parameters. The result is that the effective roughness length mainly depends on the average slope of the orography and on the ratio between the streamwise length scale of the orography to the surface roughness length. This effective roughness length parameterizes form drag at subgrid-scale orography in larger-scale climate and weather prediction models.

Inhaltsverzeichnis

1	Erstes Kapitel: Einleitung	1
2	Zweites Kapitel: Bisherige Arbeiten	9
2.1	Historische Betrachtungen	9
2.2	Messungen	14
2.3	Analytische Modelle	14
2.4	Numerische Modelle	15
2.5	Weitere theoretische Arbeiten	17
3	Drittes Kapitel: Berechnung des Druckwiderstands	19
3.1	Bezeichnungen	19
3.2	Definition des Druckwiderstands	20
3.3	Bestimmung der wesentlichen dimensionslosen Maßzahlen	23
3.4	Skalenanalyse der Bewegungsgleichung	25
3.4.1	Haushaltsgleichung für den Horizontalimpuls im Kontrollvolumen	25
3.4.2	Skalierung der Haushaltsgleichung	30
3.4.3	Weitere Parameterabhängigkeiten, die nicht aus der Bewegungsgleichung allein abgeleitet werden können	31
3.5	Berechnung der einzelnen Komponenten des Druckwiderstands aus den numerischen Simulationen	32
3.5.1	Wellenwiderstand	33
3.5.2	Hydrostatischer Widerstand	33
3.5.3	Formwiderstand	34
4	Viertes Kapitel: Druckverteilung auf der Hindernisoberfläche	35
4.1	Analytische Betrachtungen	35
4.1.1	Theorie der dünnen Tragflächen	35
4.1.2	Asymptotische linearisierte Lösung der Bewegungsgleichungen	37
4.2	Numerische Simulationen mit KAMM2D	41
4.2.1	Vergleich zur asymptotischen Lösung der Bewegungsgleichungen	41
4.2.2	Unterschied zwischen Bergen und Tälern	44
4.3	Gegenseitige Beeinflussung mehrerer Hindernisse	46
4.3.1	Beschreibung über die Diffusion von negativem Impuls	49
4.3.2	Beschreibung über die Balance von vertikalem Impulstransport und horizontalem Impulsverlust	51
5	Fünftes Kapitel: Druckwiderstand bei neutraler Schichtung	55
5.1	Druckwiderstand eines Einzelhindernisses	55
5.1.1	Abhängigkeit von H/L	55
5.1.2	Abhängigkeit von Re_t und Ro_o	57

5.1.3	Abhängigkeit von Ro_s	60
5.1.4	Abhängigkeit von der Grenzschichtdicke δ	63
5.1.5	Schlußfolgerungen zum Widerstand am Einzelhindernis	63
5.2	Druckwiderstand von Hindernisensembles	65
5.2.1	Sinusförmige Topographie	65
5.2.2	Komplexes Terrain durch Überlagerung sinusförmiger Topographien	71
5.2.3	Schnitt durch den Schwarzwald mit unterschiedlicher räumlicher Auflösung	72
6	Sechstes Kapitel: Druckwiderstand bei nicht-neutraler Schichtung	77
6.1	Druckwiderstand eines Einzelhindernisses bei schwacher Abweichung von der neutralen Schichtung	78
6.2	Druckwiderstand eines Hindernisses bei stabiler Schichtung mit Bildung von Schwerewellen	81
6.2.1	Analytische Überlegungen	81
6.2.2	Stationäre Anströmung eines Einzelhindernisses	82
6.2.3	Interferenz von Schwerewellen an zwei Hindernissen	84
6.3	Druckwiderstand von Hindernisensembles ohne Anregung von Schwerewellen	86
7	Siebentes Kapitel: Parametrisierung des Druckwiderstands	91
7.1	Widerstandsgesetze der atmosphärischen Grenzschicht	91
7.2	Einführung der effektiven Rauheitslänge	93
7.3	Empirische Bestimmung der Rauheitslänge	95
7.4	Berechnung der effektiven Rauheitslänge	97
7.4.1	Prandtl-Schicht Ansatz	99
7.4.2	Ekman-Schicht Ansatz	100
7.4.3	Vereinfachter Ekman-Schicht Ansatz	101
7.5	Parametrisierung des Druckwiderstands in der Ekman-Schicht	102
7.6	Prinzipielle Einschränkungen für z_{0eff}	112
7.7	Berücksichtigung einer Verdrängungsdicke	113
8	Achtes Kapitel: Schlußbemerkungen	119
A	Anhang A: Das numerische Modell KAMM	125
A.1	Beschreibung des Modells	125
A.2	Stationäre Lösungen des numerischen Modells	127
A.3	Einfluß der Hindernisneigung auf den Druckwiderstand und die Strömungsablösung	131
A.4	Die mittlere Neigung als Bifurkationsparameter	134
A.5	Schlußfolgerungen für die Parametrisierung des Druckwiderstands	135

B Anhang B: Parametrisierung der turbulenten Flüsse	139
B.1 Die Experimente an einem Hochwasserdamm und an einer Geländestufe	139
B.2 Die Modellierung der Experimente	140
B.2.1 Die 'Large-Eddy-Simulation' (Schließung <i>LES</i>)	140
B.3 Vergleich der Simulationsergebnisse	141
B.3.1 Vergleich für den Hochwasserdamm	144
B.3.2 Vergleich für die Geländestufe	147
B.4 1D-Windprofil	151
B.5 Die Parametrisierung der horizontalen Flüsse	151
C Anhang C: Instationäre Anströmung	155
C.1 Wellenwiderstand bei instationärer Anströmung	155
D Anhang D: Widerstandsgesetz bei extremer Schichtung	165
D.1 Einfluß der Schichtung auf das Widerstandsgesetz	165
D.1.1 Grenzbetrachtung: Stark labile Schichtung	166
D.1.2 Grenzbetrachtung: Stark stabile Schichtung	168
Literaturverzeichnis	169
Namensverzeichnis	179
Stichwortverzeichnis	181
Symbolverzeichnis	185
Danksagung	189

1 Einleitung

Betrachtet man den Drehimpulshaushalt der Erdatmosphäre, so findet man, wenn man Massenaustausch mit dem interplanetaren Raum vernachlässigt, nur eine externe Wechselwirkung, nämlich den Drehimpulsaustausch mit dem System Erde-Ozean. Die Übertragung von Drehimpuls aus der Atmosphäre auf das System Erde-Ozean erfolgt durch Druckkräfte, die an den verschiedenen Unebenheiten der festen Erdoberfläche und der Wasseroberfläche angreifen. Je nach der Skala dieser Unebenheiten haben sich in der Meteorologie verschiedene Namen und Betrachtungsweisen für den Impulsaustausch herausgebildet.

Für kleinere Hindernisse und Unebenheiten vom Sandkorn bis hin zu Häusern und Bäumen spricht man im allgemeinen von turbulenzbedingter Reibung (in der vorliegenden Arbeit wird vorausgesetzt, daß die Reynoldszahl immer so groß ist, daß die betrachteten atmosphärischen Bewegungen turbulent sind). Diese wird nicht durch die Druckkräfte, die an den Einzelhindernissen angreifen beschrieben, sondern es werden pauschale Größen abgeleitet, die die Längenskala der Hindernisse und den mittleren Impulsfluß beschreiben. Als Längenskalen treten üblicherweise die Rauigkeitslänge, und wenn die Hindernisse steiler sind und eng beieinander stehen zusätzlich die Verdrängungshöhe auf. Das wahre Windfeld wird hierbei durch ein mittleres, horizontal homogenes, mit dem Logarithmus der Höhe über Grund zunehmendes Windfeld beschrieben (approximiert), das um eben diese Längenskalen nach oben vom Untergrund verschoben ist. Der Impulsfluß wird durch das Quadrat der Schubspannungsgeschwindigkeit angegeben. Durch die Angabe von Rauigkeitslänge (und eventuell Verdrängungshöhe) und Schubspannungsgeschwindigkeit ist das Windprofil in dem unteren Teil der atmosphärischen Grenzschicht (typischerweise von dem Zehnfachen der Rauigkeitslänge bis einige hundert Meter über Grund) für neutrale Schichtung über einer horizontal ebenen, gleichmäßig rauhen Oberfläche vollständig bestimmt (logarithmisches Windprofil).

Für größere Hindernisse bis hin zu kleinen Bergketten und Gebirgen (z.B. auch noch die Alpen) spricht man vom Druckwiderstand. Er tritt zusätzlich zur Reibung auf. Hierbei wird die Druckkraft direkt aus den horizontalen Druckunterschieden über das Hindernis hinweg bestimmt. Für großskalige atmosphärische Prognosemodelle mit Gitterweiten bis zu einigen hundert Kilometern sind viele dieser Hindernisse immer noch subskalig (d.h., sie können numerisch nicht aufgelöst werden, da sie kleiner als die Gitterweite der Modelle sind). Daher muß der Druckwiderstand für solche Prognosemodelle parametrisiert werden. Ein erster Ansatz hierzu, der analog zur turbulenzbedingten Reibung gestaltet ist, stammt von FIEDLER und PANOFSKY (1972), die eine 'effektive Rauigkeitslänge' definieren. Aus mittleren Windprofilen über hügeligem Gelände

sind später auch von NAPPO (1977), THOMPSON (1978) und KUSTAS und BRUTSAERT (1986) experimentell effektive Rauheitslängen bestimmt worden.

Thema der vorliegenden Arbeit ist es, diesen Druckwiderstand für den Gebrauch in numerischen Modellen zu parametrisieren. Dazu wird versucht werden, die effektive Rauheitslänge als Funktion der geometrischen Abmessungen des hügeligen Geländes herzuleiten und zu bestimmen.

Für große Bergketten, die sich in Nord-Süd-Richtung erstrecken, hat sich der Name Gebirgsdrehmoment (mountain torque) eingebürgert. Das Gebirgsdrehmoment ist ebenfalls ein Druckwiderstand, der sich durch eine Druckdifferenz zwischen der Ost- und der Westseite der Gebirgskette ausdrückt, auch wenn diese Druckdifferenz nicht nur durch die Überströmung des Gebirges verursacht wird. Das über einen Breitenkreis gemittelte Gebirgsdrehmoment (WHITE, 1949; YEH und CHU, 1958; HOLOPAINEN, 1966) ist von derselben Größenordnung, wie der über den Breitenkreis gemittelte Reibungswiderstand (PRIESTLEY, 1951)¹.

Experimentell oder aus numerischen Simulationsergebnissen wird der Druckwiderstand aus der Bodendruckverteilung auf der Hindernisoberfläche bestimmt. Der Bodendruck ist ein integrales Maß, der durch den Zustand der gesamten Luftsäule darüber bestimmt wird. Die Bodendruckverteilung auf dem Hindernis ähnelt der Druckverteilung bei einer Potentialströmung, die durch ein Druckminimum genau über dem Gipfel des Hindernisses gekennzeichnet ist. Bei diesem idealisierten Strömungstyp ist der Druckwiderstand exakt Null. Der Druckwiderstand bei einer realen Strömung kann also nur aus Abweichungen der Druckverteilung gegenüber der Potentialströmung herrühren. Hauptunterschiede der realen Strömung zur Potentialströmung sind die Viskosität des strömenden Mediums, die Erzeugung von turbulenter kinetischer Energie bei der Überströmung und die thermische Schichtung der Atmosphäre.

Der Druckwiderstand ist zusammengesetzt aus drei verschiedenen Anteilen, die klar von einander getrennt und beschrieben werden können: dem Formwiderstand, dem Wellenwiderstand und dem (hydro-)statischen Widerstand (siehe Abb. 1 und 2).

Der Formwiderstand ist ein dynamisches Phänomen. Er beruht auf der Viskosität der Luft und der Turbulenzerzeugung in unmittelbarer Nähe des Hindernisses. Die Turbulenzerzeugung kann man wieder in zwei Anteile zerlegen: zum einen wird Turbulenz durch eine aerodynamisch raue Oberfläche erzeugt, zum anderen kommt es bei steileren Hindernissen zu Strömungsablösung. Diese Unterscheidung muß zumindest bei der Analyse des Druckwiderstands mit einem mesoskaligen numerischen Modell, wie in der vorliegenden Arbeit, gemacht werden, da eine Strömungsablösung durch das benutzte Modell aufgelöst und explizit dargestellt werden kann, während die aerodynamisch raue Oberfläche in die im Modell vorhandene Turbulenzparametrisierung eingehen muß.

Der Wellenwiderstand ist ebenfalls ein dynamisches Phänomen. Er setzt das

¹zitiert nach LORENZ, 1967, S. 52.

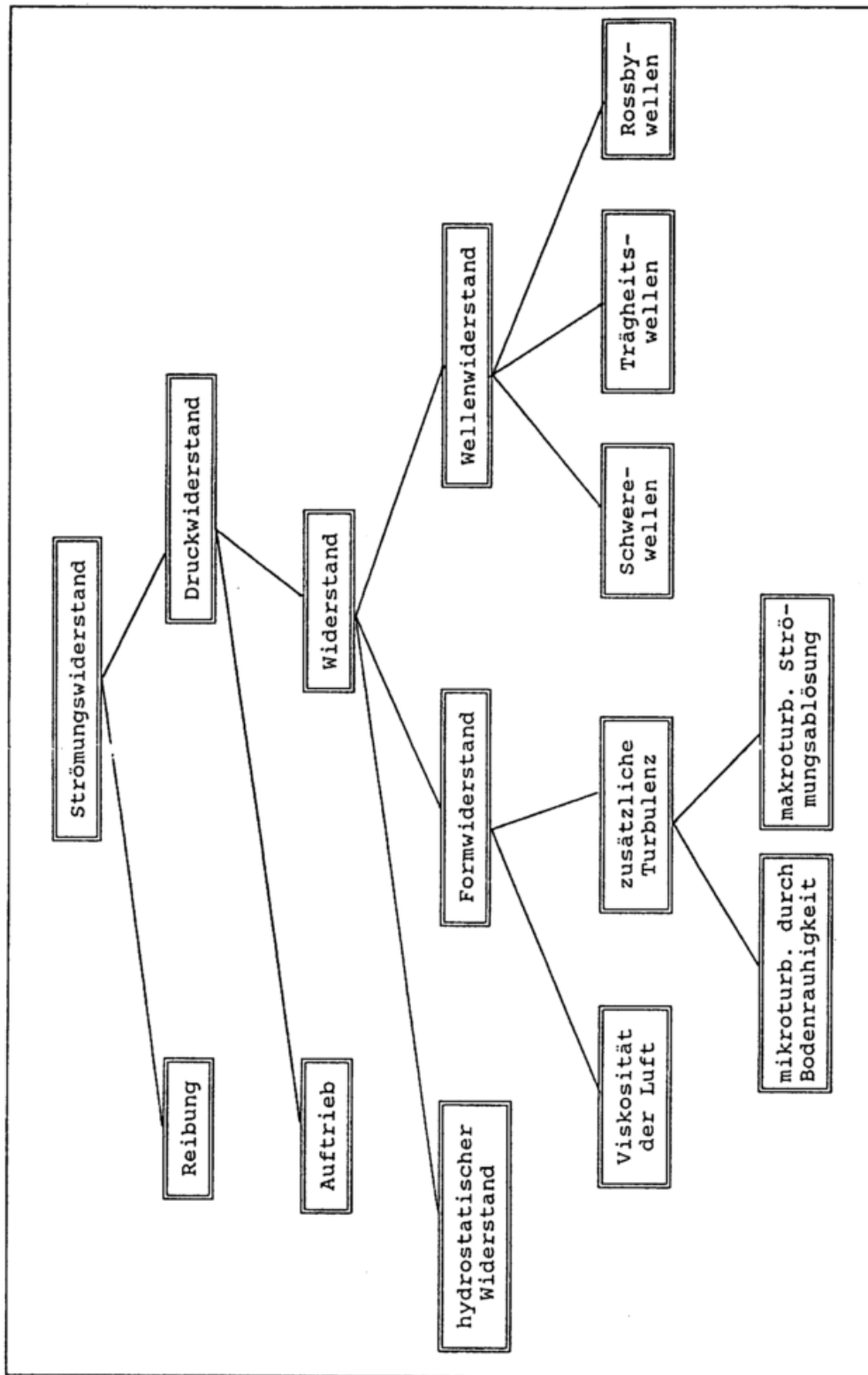


Abbildung 1: Einteilung des Strömungswiderstands in seine verschiedenen Anteile

Vorhandensein einer rücktreibenden Kraft voraus, die dafür sorgt, daß Luftmassen, die beim Überströmen eines Hindernisses ausgelenkt werden (vertikal und horizontal), wieder in die Richtung ihrer ursprünglichen Bewegung zurückgedrängt werden. Entsprechend der Art der rücktreibenden Kraft kann man 3 Anteile des Wellenwiderstands unterscheiden: Widerstand durch Schwerewellen, durch Trägheitswellen und durch Rossbywellen.

Bei mesoskaligen Hindernissen treten hauptsächlich Schwerewellen auf. Rücktreibende Kraft ist hier die vertikale thermische Schichtung der Atmosphäre. Das Auftreten dieses Anteils des Druckwiderstands ist also auf stabile atmosphärische Schichtungen begrenzt.

Betrachtet man größere Hindernisse, so treten auch Trägheitswellen auf. Rücktreibende Kraft ist hier die Corioliskraft. Diese Wellen sind nicht direkt an die thermische Schichtung gebunden. Sie treten vor allem bei neutraler und labiler Schichtung auf, bei stärker stabilen Schichtungen dagegen ist ihre vertikale Ausbreitung unterbunden.

Auf der globalen Skala treten die Rossbywellen auf. Rücktreibende Kraft ist hier der meridionale Gradient der Corioliskraft im Zusammenhang mit der Forderung nach der Erhaltung der potentiellen Vorticity. Die Wellenbewegung erfolgt nur horizontal, nicht vertikal wie bei den beiden vorgenannten Anteilen. Die thermische Schichtung und die Viskosität spielen keine Rolle, diese Wellen sind bereits in reibungsfreien Ein-Schichten-Modellen darstellbar.

Der hydrostatische Widerstand ist ein statisches Phänomen. Er setzt keinerlei Luftbewegung voraus, sondern resultiert allein aus den horizontalen Unterschieden im thermischen Aufbau der Atmosphäre über das Hindernis hinweg. Wichtigster Mechanismus ist die Blockierung kälterer Luftmassen durch Gebirgszüge. Dies spielt vor allem bei Frontdurchgängen eine Rolle.

Alle eben erwähnten Phänomene tragen zur Bodendruckverteilung bei. Für die angestrebte Parametrisierung des Druckwiderstands in dieser Arbeit muß der Druckwiderstand zuvor wieder in seine verschiedenen Anteile zerlegt werden. Um die einzelnen Beiträge zum Druckwiderstand aus dem Bodendruckfeld zu isolieren, müssen auch die Wind- und Temperaturfelder mit herangezogen werden. Die Anteile des Wellenwiderstands können für sich allein aus den Wellenbewegungen und den damit verbundenen Impulsflüssen berechnet werden. Der hydrostatische Widerstand kann durch Integration aus dem Temperaturfeld erhalten werden. Damit ist es möglich, in numerischen Modellen den Formwiderstand als Residuum aus Gesamtwiderstand, Wellenwiderstand und hydrostatischem Widerstand zu berechnen. Hier bestehen Analogien zu diagnostischen Studien der vertikalen turbulenten Impulsflüsse (SHAO und HANTEL, 1986) und der turbulenten Wärme- und Feuchteflüsse (EMEIS, 1985, 1986) über Mitteleuropa, wo ebenfalls die turbulenten Flüsse als Residuum aus den jeweiligen Impuls- und Energiehaushalten ermittelt wurden.

Die Betrachtung von Spezialfällen, wie z.B. kleinere Hindernisse bei neutraler Schichtung, wo nur Formwiderstände auftreten, erlaubt auch die direkte Bestimmung des Formwiderstands.

Bei der Betrachtung der Kräfte, die die Strömung auf die Hindernisse ausübt,

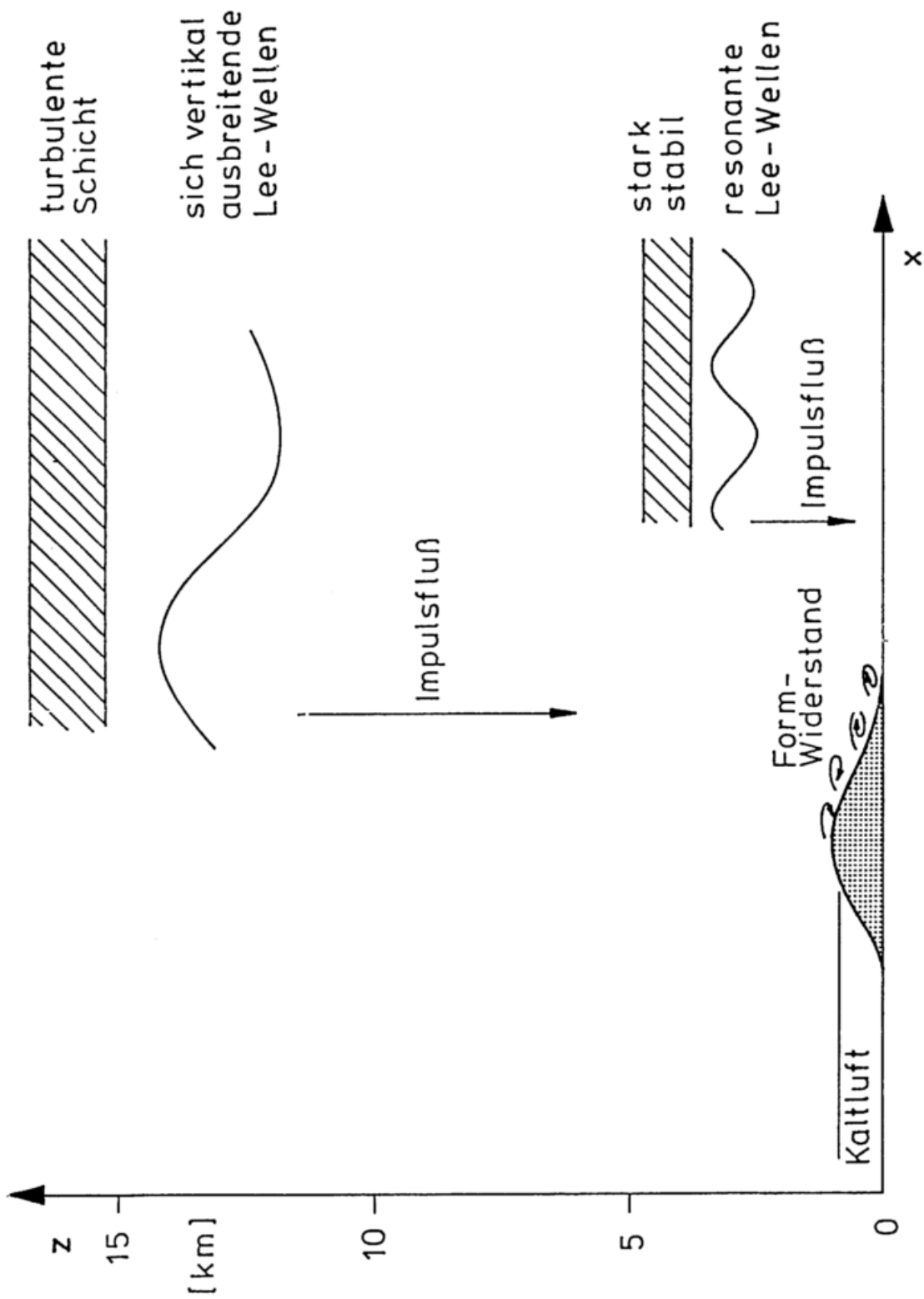


Abbildung 2: Schematische Darstellung der verschiedenen Anteile des Druckwiderstands

sollen hier Auftriebskräfte, das sind Kräfte, die horizontal senkrecht zur Strömungsrichtung wirken, nicht berücksichtigt werden. Gerade auf der synoptischen Skala kommt es zu solchen Kräften, wenn die Druckverteilung nur durch das geostrophische Gleichgewicht auf der f -Ebene bestimmt ist. Hier wirkt durch den Druckgradient eine Kraft nach links (Nordhemisphäre) senkrecht zur Strömungsrichtung ins Tief hinein (SMITH, 1979).

Da in den letzten Jahren am ECMWF² zufriedenstellende Parametrisierungen für den Wellenwiderstand und den hydrostatischen Widerstand entwickelt wurden (MILLER et al., 1989; BURRIDGE, 1990), wird sich die vorliegende Arbeit auf die Parametrisierung des Formwiderstands konzentrieren.

Dazu wird zunächst analytisch und/oder numerisch der Formwiderstand als Funktion der geometrischen Parameter der hügeligen Oberfläche bestimmt. Dann wird mithilfe eines Widerstandsgesetzes aus dieser Abhängigkeit eine effektive Rauigkeitslänge als Funktion der geometrischen Parameter der Oberfläche berechnet. Für das Widerstandsgesetz stehen zwei Möglichkeiten zur Wahl: die Gleichung für das logarithmische Windprofil in der Prandtl-Schicht oder das Widerstandsgesetz der Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie der Ekman-Schicht. Beide Gleichungen verknüpfen die Rauigkeitslänge mit einem Widerstandsbeiwert (Wurzel aus dem turbulenten, nach unten gerichteten Impulsfluß, normiert mit einer charakteristischen horizontalen Geschwindigkeit), wobei bei der zweiten Möglichkeit Effekte aufgrund der Corioliskraft berücksichtigt werden.

Während bei bisherigen Bestimmungen einer effektiven Rauigkeitslänge als Funktion der geometrischen Parameter der Orographie zumeist der Prandtl-Schicht Ansatz verwandt wird (TAYLOR et al., 1989, GRANT und MASON, 1990), oder nur für flache Hindernisse der Ekman-Schicht Ansatz (MASON, 1985), wird in dieser Arbeit durchgängig der Ekman-Schicht Ansatz, also das Widerstandsgesetz der Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie verwendet.

Für den Ekman-Schicht Ansatz sprechen mehrere Gründe: Zum einen ist hier der geostrophische Wind, eine in jedem größeren numerischen Modell einfach zugängliche Größe, die charakteristische horizontale Geschwindigkeit, zum anderen ist der Ansatz allgemeiner, da Effekte aufgrund der Corioliskraft berücksichtigt werden, zum dritten tritt die Verdrängungshöhe als zusätzliche Unbekannte nicht auf, da dieser Ansatz die Grenzschicht nur vertikal integriert beschreibt.

Die Wirkung erhöhter Rauigkeitslängen auf das Simulationsergebnis mit globalen Zirkulationsmodellen ist allerdings noch nicht endgültig geklärt. So finden MILLER et al. (1989), daß eine globale Verdopplung der Rauigkeitslänge keinen großen Einfluß auf die atmosphärische Zirkulation hat, da für die im Mittel stabil geschichtete Atmosphäre die untere Randbedingung keine große Rolle spielt. Dagegen zeigen z.B. ULBRICH et al. (1991), daß regionale Erhöhungen der Rauigkeitslängen in globalen Zirkulationsmodellen sehr wohl zu deutlichen Änderungen der Strömungsmuster führen.

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 210 'Strömungsmechanische Bemessungsgrundlagen für Bauwerke' an der Univer-

²European Centre for Medium Range Weather Forecasts, Reading, Berkshire, England

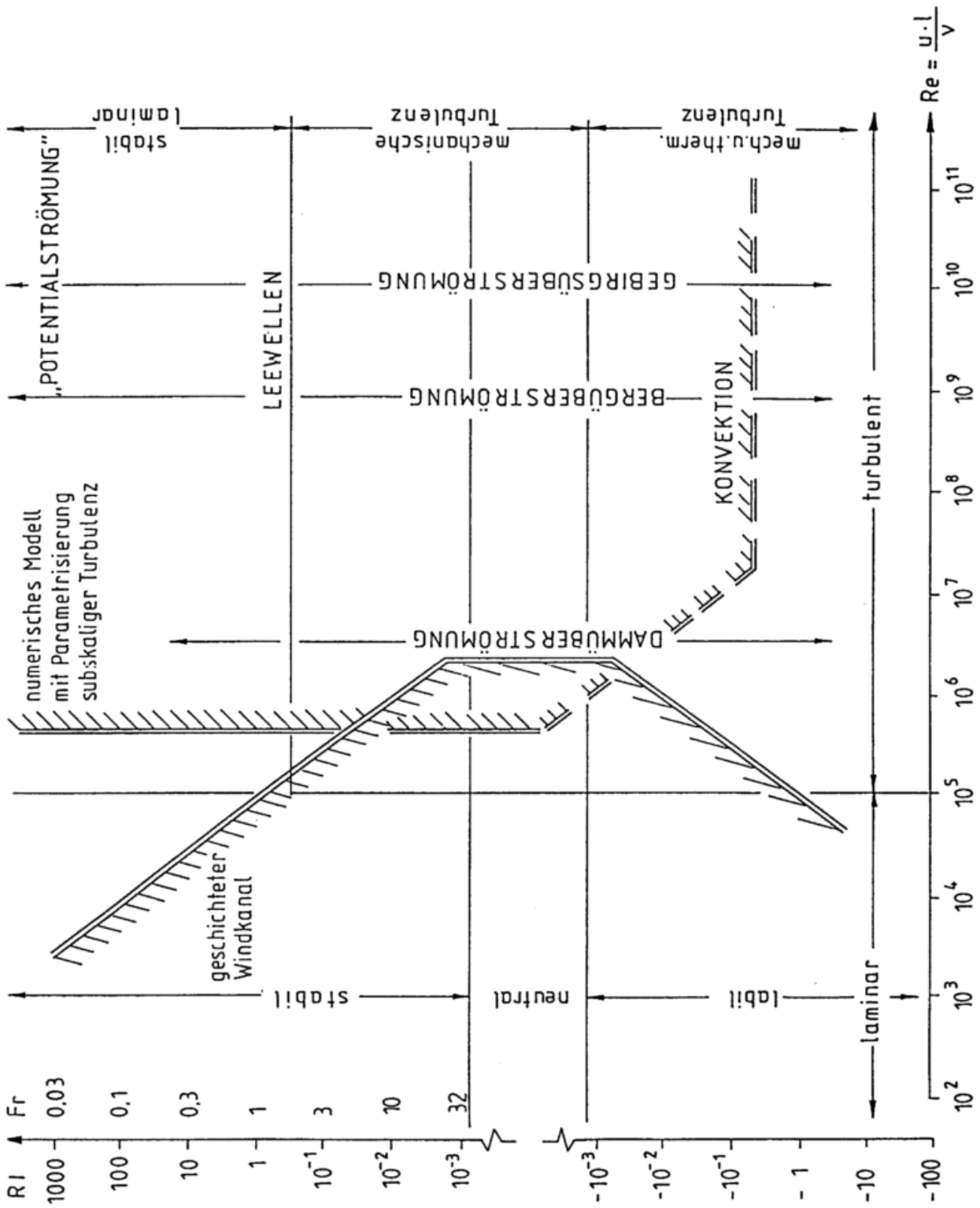


Abbildung 3: Einteilung verschiedener Strömungstypen und Überströmungsphänomene nach Reynoldszahl und Froudezahl bzw. Richardsonzahl

sität Karlsruhe entstanden. Aufgabe ist es hier, mit numerischen Simulationen eine Verbindung zwischen Feldexperimenten einerseits (es wurden Messungen an einem Hochwasserschutzdamm an der Murg im Rheintal südlich von Karlsruhe (HELDT, 1991) und an einer Geländestufe in Dänemark (EMEIS et al., 1993) durchgeführt) und Windkanaluntersuchungen andererseits, herzustellen. Abb. 3 zeigt die verschiedenen Bereiche von Reynoldszahlen und Froudezahlen, die mit den jeweiligen Experimenten (der Windkanal kann thermische Schichtungen simulieren) und dem numerischen Modell zu erreichen sind. Es zeigt sich, daß die Überschneidung zwischen Windkanal und numerischem Modell nur in einem kleinen Bereich gegeben ist, so daß eine vollständige Ähnlichkeit der betrachteten Strömungen meistens nicht erreicht werden kann.

Die Simulationen wurden überwiegend zweidimensional durchgeführt. Das Berücksichtigen der dritten Dimension bringt keine neuen Widerstandskräfte hinzu, sondern lediglich Auftriebskräfte quer zur Anströmung. Die Physik des Druckwiderstands kann somit vollständig am 2D-Fall dargestellt werden. Bei der Parametrisierung des Druckwiderstands muß dann allerdings berücksichtigt werden, daß bei Hindernissen, deren Ausdehnung quer zur Strömungsrichtung von derselben Größenordnung ist wie die in Strömungsrichtung, die Umströmung des Hindernisses eine wichtige (widerstandsvermindernde) Rolle spielt.

Das folgende Kapitel faßt einige bisherige Darstellungen zum Thema Hindernisüberströmungen in der Literatur zusammen. Das dritte Kapitel beschreibt die theoretischen Grundlagen zur Berechnung der einzelnen Komponenten des Druckwiderstands und bestimmt die Parameter (geometrische und atmosphärische), von denen der Druckwiderstand abhängt, hauptsächlich durch eine Skalenanalyse der Bewegungsgleichung. Typische Druckverteilungen auf einer Hindernisoberfläche finden sich in Kapitel 4, zusammen mit analytischen Herleitungen der Abhängigkeit des Druckwiderstands von einigen geometrischen Parametern der Orographie. Numerische Simulationen mit dem mesoskaligen Modell KAMM dienen zur Überprüfung der in den Kapiteln 3 und 4 gefundenen Parameterabhängigkeiten und zur empirischen Bestimmung der Abhängigkeit des Druckwiderstands von weiteren Parametern. Ergebnisse von numerischen Simulationen in neutral geschichteten Strömungen werden im fünften Kapitel präsentiert, nicht-neutrale Schichtungen folgen im sechsten Kapitel.

Das Hauptziel dieser Arbeit, die Parametrisierung des Druckwiderstands in größerskaligen Modellen durch eine effektive Rauigkeitslänge, wird im siebenten Kapitel behandelt. Im letzten Kapitel folgen dann eine Zusammenfassung und Schlußfolgerungen. Anhang A stellt das numerische Modell vor und beschreibt die Rolle der Länge des Zeitschritts und der mittleren Hindernisneigung als Parameter für die numerische Lösung des Strömungssimulationsmodells. Anhang B beschäftigt sich mit der Turbulenzparametrisierung bei der Simulation der Dammüberströmung. Anhang C behandelt instationäre Hindernisanströmungen, indem die Ausbreitung einer Kaltluftmasse über ein Hindernis hinweg simuliert wird. Anhang D stellt zwei Spezialfälle des Widerstandsgesetzes der Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie vor.

2 Bisherige Arbeiten

2.1 Historische Betrachtungen

Die Wissenschaft beschäftigt sich schon seit langem mit dem Einfluß von Hindernissen auf Strömungen, in der Meteorologie ist das der Einfluß der Gebirge auf die Atmosphäre. Bereits Leonardo da Vinci (1452-1519) hinterließ Zeichnungen, auf denen er die Wirbelbildung hinter Hindernissen in Wasserströmungen darstellte (Abb. 4). Diese Wirbelbildung (Turbulenzzeugung) ist eine der Hauptursachen für den Druckwiderstand. Erste Vorstellungen zur Dynamik von Strömungen über Gebirge finden sich 1637 bei Descartes (Abb. 5).



Abbildung 4: Leonardo da Vinci: Der alte Mann und Wirbel (vermutlich ein Selbstportrait). Die Abbildung ist aus LUGT (1983) entnommen.

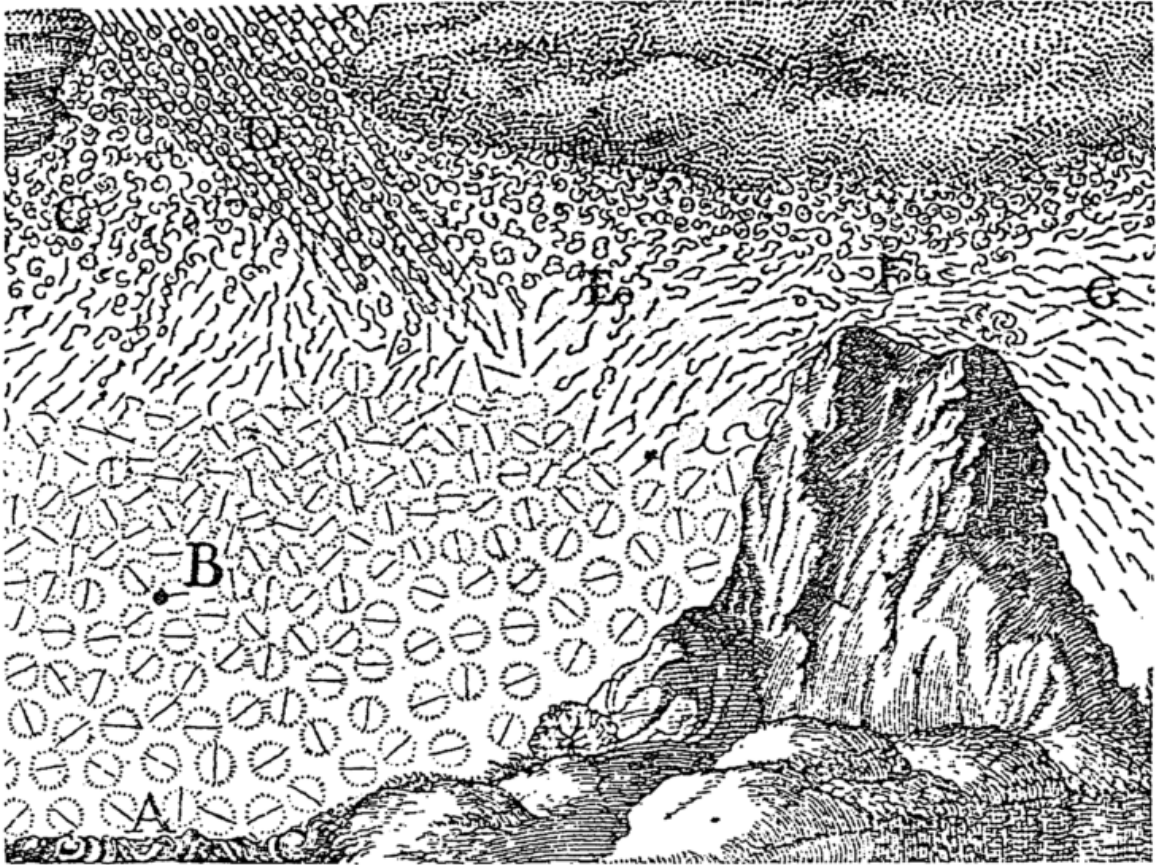


Abbildung 5: Descartes: Eine Landschaft mit cartesischen Teilchen aus dem Traktat *Les Météores*. Die Abbildung ist aus MEYENN (1990) entnommen.

Vor allem die Phänomene des Berg- und Talwinds und des Föhns haben die Menschen in den Bergen und die Forscher immer wieder beschäftigt. Eine richtige Deutung des Gletscherwinds findet sich bereits in dem 'Lehrbuch der Meteorologie' von KÄMTZ (1831). Bei der Bildung von Berg- und Talwinden kommt es zu lokalen Druckunterschieden in den Tälern und zwischen den Tälern und dem Gebirgsvorland.

Viel drastischer sind dagegen die Druckunterschiede, die sich bei Föhnlagen zwischen beiden Seiten (Luv und Lee) des überströmten Gebirges aufbauen. Ein sehr schönes Beispiel hierzu findet sich in BILLWILLER (1895), der die Druckverteilung im Alpenraum bei einer Südföhnlage untersucht (Abb. 6). Der Druck südlich des Alpenhauptkamms ist hier ca. 10 hPa höher als nördlich davon. Eine typische Druckverteilung beim Auftreten eines Druckwiderstands zeigt der Verlauf der Isobaren (Abb. 7) an den südlichen Alpen auf Neuseeland (HUTCHINGS, zitiert nach WMO, 1982. Eine genauere Literaturangabe zu Hutchings fehlt dort leider.).

Die beobachteten Druckunterschiede sind immer wieder dokumentiert worden und haben letztlich sogar bei Fragen wie der Durchlüftung von geplanten

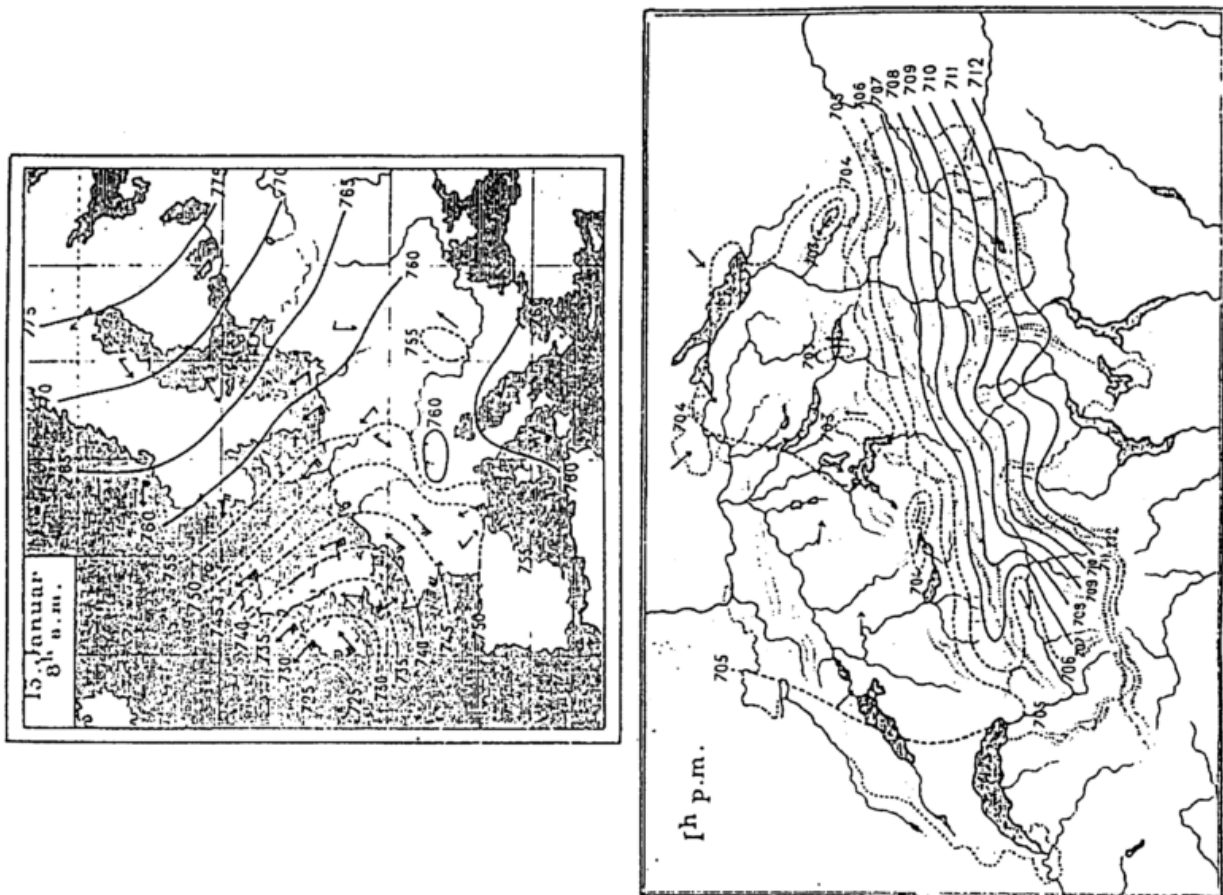


Abbildung 6: Druckverteilungen am 13. Januar 1895. Links: Luftdruck über der Schweiz reduziert auf 500 m über NN für 13.00 Uhr, rechts: Luftdruck über Europa im Meeresniveau für 8.00 Uhr. Angaben in mm Quecksilbersäule. Aus BILLWILLER, 1895).

Straßentunneln im Alpengebiet eine Rolle gespielt (TOLLNER, 1961).

Die mehr theoretischen Betrachtungen zur Wirkung der Gebirge beginnen zu Anfang dieses Jahrhunderts. So nennt WEGENER (1913) vier Parameter, von denen die thermodynamischen Vorgänge in einer Luftsäule, die auf ein Bergland geschoben wird, abhängen: das ursprüngliche Temperaturgefälle, der Sättigungsgrad der Luftschicht, die Höhe der Gebirge und (für die Ausbildung von Wirbel- und Turbulenzbewegungen) die Form der Gebirge. Er erwähnt bereits die Beschleunigung der Luftbewegung über dem Gipfel, die ca. 200 m hinaufreiche, die Unterdrückung der Turbulenz auf der Luv-Seite der Berge und die Turbulenz- und Wirbelerzeugung auf der Lee-Seite, welche von der Neigung der Abhänge bestimmt werde.

GEORGII (1923) leitet aus Beobachtungen eine empirische Formel für die Einflußhöhe H_e (=Höhe über der Gipfelhöhe H_b) ab, bis zu der der Einfluß der Berge spürbar ist:

$$H_e = 0,28 \cdot H_b + 650 \cdot (\gamma - \gamma_m) \quad (2.1)$$

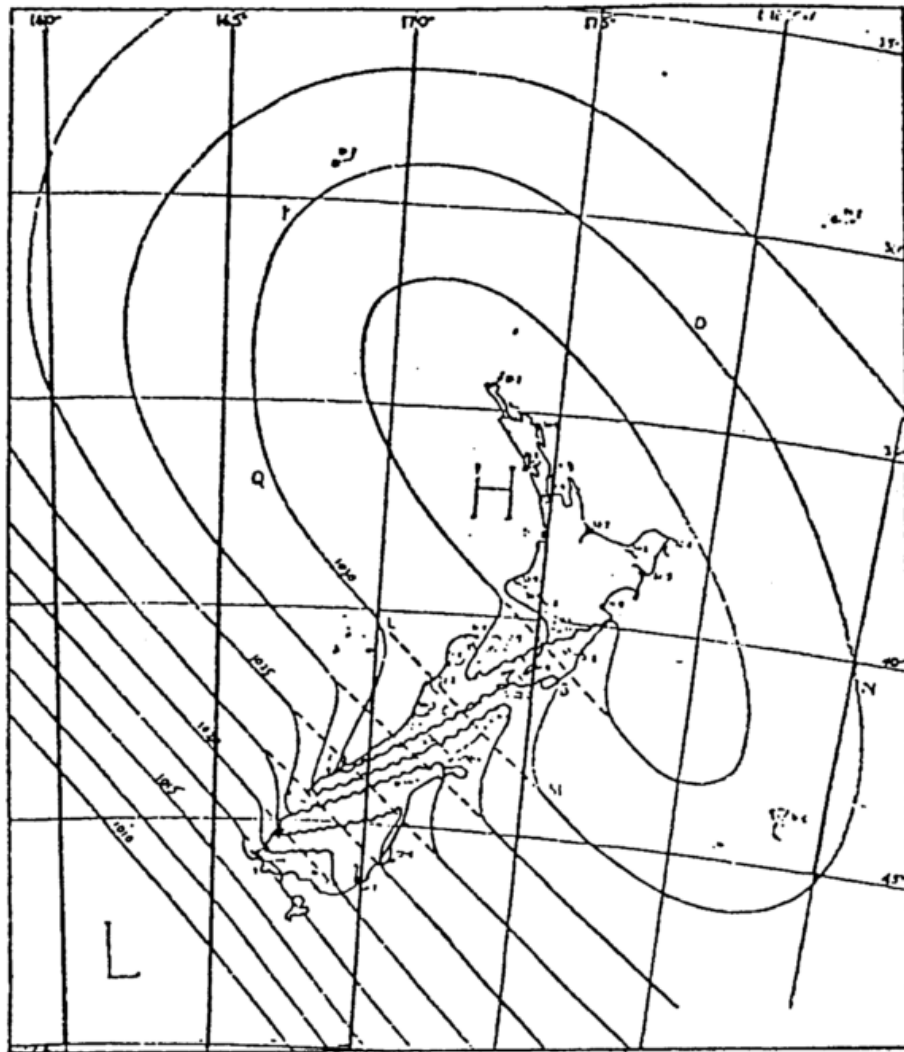


Abbildung 7: Luftdruckverteilung im Meeresniveau über den Südlichen Alpen, Neuseeland für den 6.9.1942. Angaben in hPa. Nach Hutchings (WMO, 1982).

Hierbei ist γ_m die mittlere Temperaturzunahme mit der Höhe und γ die augenblickliche, beide in K pro 100 m angegeben.

Die Einbindung der Wirkung der Gebirge in den Drehimpulshaushalt der Erdatmosphäre beginnt auf der globalen Skala mit der Berechnung des Bergdrehmomentes (WHITE, 1949). Abb. 8 zeigt, daß das zonal gemittelte Bergdrehmoment und die zonal gemittelte Oberflächenreibung von gleicher Größenordnung sind. Heute läßt sich mit geodätischen Methoden zeigen, daß die tägliche Rotationsdauer der Erde einen Jahrgang hat, der mit dem Drehimpulsgehalt der Atmosphäre korreliert. D.h., es gibt im jährlichen Rhythmus einen Drehimpulsaustausch zwischen Atmosphäre und Erdkörper. Da der Drehimpuls eine Erhaltungsgröße ist, bleibt die Summe von Drehimpuls der Erde und der Atmosphäre konstant. Die Atmosphäre bremst im Nordherbst die Erdrotation und beschleunigt sie wieder im Nordfrühjahr. Die Änderung der Ro-

tationsdauer beträgt $1 - 2 \cdot 10^{-3}$ s (OORT, 1989, SALSTEIN et al., 1993). Der Drehimpulsgehalt der Atmosphäre wird durch den Jahresgang der Stärke des Jetstreams auf der Nordhalbkugel dominiert.

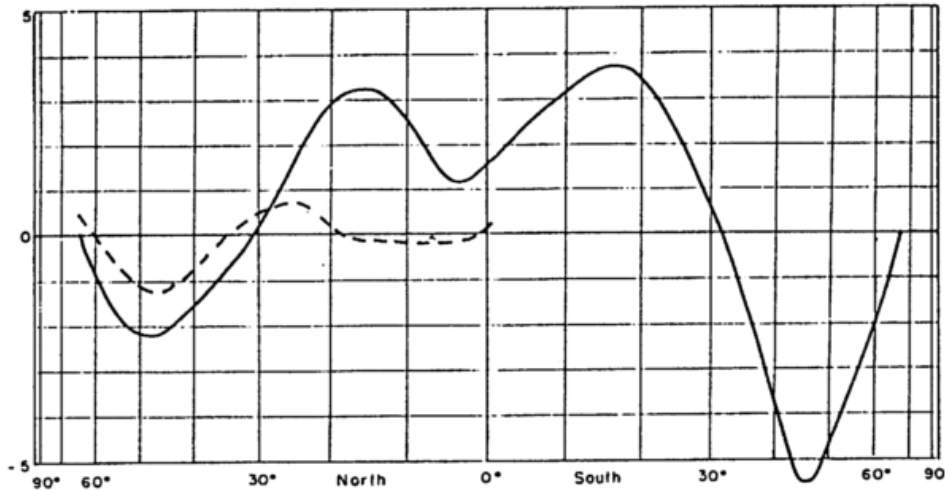


Abbildung 8: Zonal gemittelt, ostwärts gerichtetes Drehmoment pro Flächeneinheit durch Oberflächenreibung (durchgezogene Linie) und durch Berge (gestrichelt) in $10^5 kgs^{-1}$. (Entnommen aus LORENZ, 1967, dortige Abb. 22.)

Ungefähr zur gleichen Zeit der Entstehung der Arbeit von WHITE erfolgen auch die ersten analytischen Darstellungen der Leewellen bei stabiler Schichtung (LYRA, 1943). Lange Zeit wird der nach unten gerichtete Impulsfluß durch Leewellen als der Hauptanteil an der atmosphärischen Impulssenke an Gebirgen angesehen. Erst in relativ neuen Arbeiten (DAVIES und PHILLIPS, 1985; HOINKA, 1985; HAFNER, 1987) wird bei der Auswertung des ALPEX¹-Experiments wirklich deutlich, daß der Wellenwiderstand häufig noch nicht einmal 10% des Gesamtwiderstands ausmacht. Insbesondere die Blockierung kälterer Luftmassen durch das Gebirge, die in den linearisierten analytischen Theorien zur Leewellenbildung gar nicht enthalten ist, scheint den Hauptbeitrag zum Druckwiderstand zu leisten. Hinzu kommt noch der Formwiderstand aufgrund der Viskosität der Luft und der Erzeugung von Turbulenz. In dieses Bild paßt auch, daß der nach unten gerichtete Impulsfluß in der freien Atmosphäre über dem Gebirge oftmals gar nicht nachzuweisen ist, obwohl die Gebirge einen deutlichen Eindruck im Bodendruckfeld hinterlassen (SHAO und HANTEL, 1986).

Der folgende weitere Literaturüberblick gliedert sich in Arbeiten über Messungen, über analytische Modelle, über numerische Modelle und über weitere theoretische Darstellungen.

¹ Alpine Experiment, Hauptmeßphase im März und April 1982

2.2 Messungen

Mittlerweile liegen, über die bereits seit einiger Zeit bekannten Messungen von Schwerewellen im Lee von Gebirgen hinaus, eine Reihe von Daten und Auswertungen von Messungen aus der atmosphärischen Grenzschicht über einzelnen Hügeln oder Tälern auf der Mesoskala vor, die sich mit Um- und Überströmungen bei nahezu neutraler Schichtung beschäftigen. Vorher stützten sich theoretische Ansätze zur Überströmung und zur Turbulenzstruktur hauptsächlich auf Messungen in Wind- und Wasserkanälen.

Die Übersicht über Messungen stützt sich weitgehend auf einen Übersichtsartikel von TAYLOR et al. (1987). Von den dort genannten 13 Meßkampagnen fanden 12 bei nahezu neutraler Schichtung statt. 11 der 13 Kampagnen befaßten sich mit mehr oder weniger einzeln stehenden Hügeln, nur eine mit einem Tal (MASON und KING, 1984, MASON, 1987b). Eine weitere Messung zur Talüberströmung findet sich in MANINS und SAWFORD (1982). Ebenfalls 11 der 13 Kampagnen lieferten neben mittleren Geschwindigkeitsmessungen in verschiedenen Höhen über Grund auch Turbulenzmessungen. Nur eine Meßkampagne behandelte einen ausgesprochen steilen Hügel (Neigung 30 bis 45 Grad, JENKINS et al., 1981) mit ausgeprägter Strömungsablösung. Mit diesen Messungen ist gerade erst in den letzten Jahren ein größeres Datenmaterial zur Verfügung gestellt worden, mit denen die analytischen und numerischen mesoskaligen Modelle getestet werden können. Dieser Test bleibt aber vorerst auf nahezu neutrale Schichtungen begrenzt. Verglichen werden können hauptsächlich die Geschwindigkeitsüberhöhung und -profile über dem Hindernis und die vertikalen Profile der turbulenten Größen.

Um den Impulsverlust der Grenzschichtströmung über gegliedertem Terrain zu bestimmen, ist die Messung des Luftdrucks an der Hindernisoberfläche erforderlich, damit der Druckwiderstand berechnet werden kann. Für größere Gebirge liegen dazu Messungen von SMITH (1978), HAFNER (1987), HAFNER und SMITH (1985), DAVIES und PHILLIPS (1985) und BOUGEAULT et al. (1993) vor. Die Arbeiten von HAFNER (1987) und BOUGEAULT et al. (1993) zeigen an einigen Beispielen aus den Meßergebnissen von ALPEX und PYREX², daß der Gesamtdruckwiderstand (bestimmt aus Messungen des Bodendrucks) an den Alpen und den Pyrenäen um mehr als eine Größenordnung größer ist als der Druckwiderstand durch Schwerewellen. Für einen Hochwasserdamm am kleinen Ende der betrachteten Längenskala hat HELDT (1991) Daten geliefert. Von den 13 oben erwähnten Meßkampagnen hat nur eine auch Druckmessungen gebracht, die aber lediglich die Druckdifferenz zwischen dem Umland am Hügel Fuß und der Hügelspitze angeben (BRADLEY, 1980).

2.3 Analytische Modelle

Ausgehend von der Arbeit von JACKSON und HUNT (1975) ist eine Reihe von Ansätzen unternommen worden, mit analytischen Methoden die Geschwindig-

²Pyrenées Experiment, Hauptmeßphase im Oktober und November 1990

keitsüberhöhung, das Windprofil, die Druckstörung und den turbulenten Impulsfluß über dem Hindernis zu berechnen. Hier wird zumeist die Grenzschicht über dem Hügel in zwei Schichten eingeteilt. Die innere Schicht merkt den Reibungseinfluß des Bodens, während die äußere Schicht sich wie eine reibungsfreie Potentialströmung verhält. Die Modelle sind linearisiert, Ablösung der Strömung kann mit ihnen nicht behandelt werden. Sie liefern die Größe und Lage der maximalen Geschwindigkeitsüberhöhung und eine Abschätzung für die Höhe der inneren Schicht. Die Druckverteilung wird von der äußeren Potentialströmung auf die innere Schicht aufgeprägt.

Eine Erweiterung des Modells von JACKSON und HUNT auf drei Dimensionen ist in MASON und SYKES (1979b) beschrieben, eine Anwendung auf eine reale Orographie in WALMSLEY et al. (1982). Die gleichzeitige Behandlung von Orographie und Rauigkeitsänderungen ist bei WALMSLEY et al. (1986) dargestellt. Ein Vergleich zwischen Modellen vom Jackson und Hunt-Typ und Messungen am Blashaval Hill ist in WALMSLEY et al. (1990) dokumentiert. HOFF (1987) hat das Modell von JACKSON und HUNT noch einmal überprüft und einen geänderten Ansatz für die Höhe der inneren Schicht abgeleitet. Die Obergrenze der inneren Schicht ist in diesen Modellen so gelegt, daß sie mit der Höhe der maximalen Geschwindigkeitsüberhöhung übereinstimmt. Letztere ist bei einigen Meßkampagnen ermittelt worden und stimmt recht gut mit dem Ansatz von HOFF überein, während der Ansatz von JACKSON und HUNT zu einer zu großen Dicke der inneren Schicht führt. Alle genannten Arbeiten setzen eine neutrale Schichtung der Atmosphäre voraus. Lediglich HOFF gibt eine Abschätzung, oberhalb welcher Längenskala Schichtungseinflüsse eine Rolle spielen könnten. Bei kleineren Hindernissen ist die Froudezahl $Fr = N H / U$ ($N =$ Brunt-Väisälä Frequenz, $H =$ Hindernishöhe, $U =$ Strömungsgeschwindigkeit) zu klein, es sei denn, man betrachtet ausgesprochene Schwachwind Situationen (U gegen Null).

Für großskalige Hindernisse (Gebirgsketten) liegen analytische Modelle für den stabil geschichteten Fall vor, die aber nur die Ausbildung von Schwerewellen und schießenden Strömungen beschreiben. Diese Modelle sind reibungsfrei formuliert und behandeln die Grenzschicht nicht. Nach HAFNER (1987) und BOUGEULT et al. (1993) ist der an den Alpen und Pyrenäen gemessene Wellenwiderstand deutlich kleiner als der aus den analytischen Modellen bestimmte.

2.4 Numerische Modelle

Während desselben Zeitraums wie im vorhergehenden Abschnitt sind ebenfalls numerische mesoskalige Strömungssimulationsmodelle entwickelt worden, um die Um- und Überströmung von verschiedenen Orographieformen zu berechnen. Der Vorteil der numerischen Modelle gegenüber den analytischen liegt darin, daß auch nicht integrierbare Funktionen jetzt ausgewertet werden können. Weiterhin erlauben diese Modelle eine variable räumliche Auflösung, eine Vorgabe der atmosphärischen Schichtung und eine kontrollierte Variation der äußeren Parameter. Hierzu zählt insbesondere die Form der Orographie. Letztendlich

erlauben numerische Modelle auch die Prognose instationärer Vorgänge. Eine Aufteilung in innere und äußere Schicht ist bei ihnen nicht erforderlich.

Es wird das mittlere Strömungsfeld bestimmt, während die turbulenten Anteile über Parametrisierungen behandelt werden müssen, da die numerischen Gitter nur eine beschränkte Auflösung haben. Während das mittlere Windfeld relativ unempfindlich gegen die gewählte Turbulenzparametrisierung ist, hängt die Verteilung der turbulenten Größen über dem Hindernis logischerweise stark von ihr ab. Die Hauptunterschiede der verschiedenen entwickelten Modelle liegen daher neben der gewählten räumlichen Auflösung, der Berücksichtigung nichthydrostatischer Effekte und der Lärmfilterung bei dem gewählten Schließungsansatz für die Parametrisierung der Turbulenz. Der Parametrisierungsansatz bestimmt, ob sich das richtige (aus Messungen bekannte und in den analytischen Modellen vorhergesagte) Windprofil ausbildet.

Der Druckwiderstand kann um einen Faktor 2 variieren, wenn man die Turbulenzparametrisierung ändert (TAYLOR et al., 1989). Bei Schließung mit einer Mischungsweghypothese ist der Druckwiderstand doppelt so groß wie bei einem Zwei-Gleichungsmodell. Eine Erklärung für diesen Unterschied wird in BELCHER et al. (1993) gegeben. Danach ist die Störung der turbulenten Größen (Varianzen und Kovarianzen der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen) in der äußeren Schicht über dem Hindernis verglichen mit der ungestörten Anströmung maßgebend. Diese Störung ist, in Übereinstimmung mit Messungen, klein bei Schließung mit einem Zwei-Gleichungsmodell. Schließungen mit einer Mischungsweghypothese berechnen diese Störung viel zu groß und überschätzen daher den Druckwiderstand um ca. 100 %.

Die Reihe der numerischen Modelle für Hindernisüberströmungen in der atmosphärischen Grenzschicht beginnt mit TAYLOR (1977), der die Überströmung flacher Hügel ohne Strömungsablösung berechnet. Er benutzt zur Schließung ein Ein-Gleichungsmodell zur Wirbelviskosität (Gleichung für die turbulente kinetische Energie). Neuere Modelle mit Schließung 2. Ordnung, die auch den 'rapid distortion'-Effekt beschreiben können, finden sich z.B. bei NEWLEY (1985) und ZEMAN und JENSEN (1987). Erst diese Modelle sind in der Lage, auch die vertikalen Profile der turbulenten Größen, die aus den oben erwähnten Messungen bekannt sind, zu reproduzieren. Weiterhin läßt sich aus den Vertikalprofilen des mittleren Windes dieser Modelle eine niedrigere Höhe der inneren Schicht, deren Annahme in den analytischen Modellen notwendig ist, herleiten als aus Modellen mit einfacheren Schließungsansätzen. Wie im Abschnitt über die analytischen Modelle bereits ausgeführt, stimmt diese niedrigere Höhe, die der Abschätzung von HOFF entspricht, eher mit den Messungen überein.

Die genannten Schließungen für die Turbulenz können nicht für alle räumlichen Skalen gleich verwendet werden. Wenn die Gitterweite des benutzten numerischen Modells kleiner als die Mischungsweglänge wird, muß man zu einer Grobstruktursimulation (Large-Eddy Simulation) übergehen. Die oben beschriebenen Schließungsansätze verhindern dann das Ausbilden skaliger Strömungsstrukturen, da diese durch die Parametrisierung bereits abgedeckt sind. Abhilfe kann hier nur das Vorgehen in Richtung auf eine 'Large-Eddy-Simulation'

schaffen (siehe auch Anhang B).

Eine sehr ausführliche Übersicht über die Schließungsansätze angefangen von Mischungsweghypothesen über Ein- und Zwei- Gleichungsmodelle (u. a. k - ϵ -Modell, RODI (1978)) zur Wirbelviskosität bis hin zu prognostischen Gleichungen für alle Anteile der Reynoldsen Schubspannungen (Schließung 2. Ordnung) ist in MARKATOS (1986) gegeben (siehe Abb. 9). In diese Übersicht eingeordnet ist auch das in dieser Arbeit benutzte numerische Modell KAMM (ADRIAN und FIEDLER, 1991), das im Anhang A näher beschrieben wird.

2.5 Weitere theoretische Arbeiten

Überlegungen, wie der Druckwiderstand und die effektive Rauheitslänge mit Hilfe der Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie abgeleitet werden können, finden sich in DAVIES (1986b) und MASON (1985, 1987a). Ebenfalls die Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie wird von KONDO und YAMAZAWA (1986) benutzt, um aus dem geostrophischen Wind und dem gemessenen Bodenwind die effektive Rauheitslänge für einige japanische Städte abzuleiten. Diesem Ansatz liegen vor allem die experimentellen Arbeiten von NAPPO (1977) und THOMPSON (1978) zugrunde, die im Mittel über gegliedertem Gelände wieder ein logarithmisches Windprofil gefunden hatten. Eine Bestimmung der effektiven Rauheitslänge aus dem mittleren Windprofil über gegliedertem Gelände und ein Vergleich zu Turbulenzmessungen mit einem Fesselballon ist in GRANT und MASON (1990) dargestellt. Während sich die vorstehenden Arbeiten, außer der letzten, auf neutrale Schichtungen konzentrieren, findet sich ein erster Ansatz zur Parametrisierung des Strömungswiderstands für die konvektive Grenzschicht in DEARDORFF et al. (1984). Mit der Bestimmung einer mittleren Rauheitslänge für ebene Gebiete mit räumlich unterschiedlichen Rauheiten befassen sich ANDRE und BLONDIN (1986), TAYLOR (1987) und CLAUSSEN (1991). Eine analytische Bestimmung des Druckwiderstands bei zeitlich variabler Anströmung ist bei BANNON (1985) und BANNON und ZEHNDER (1985) ausgeführt worden.

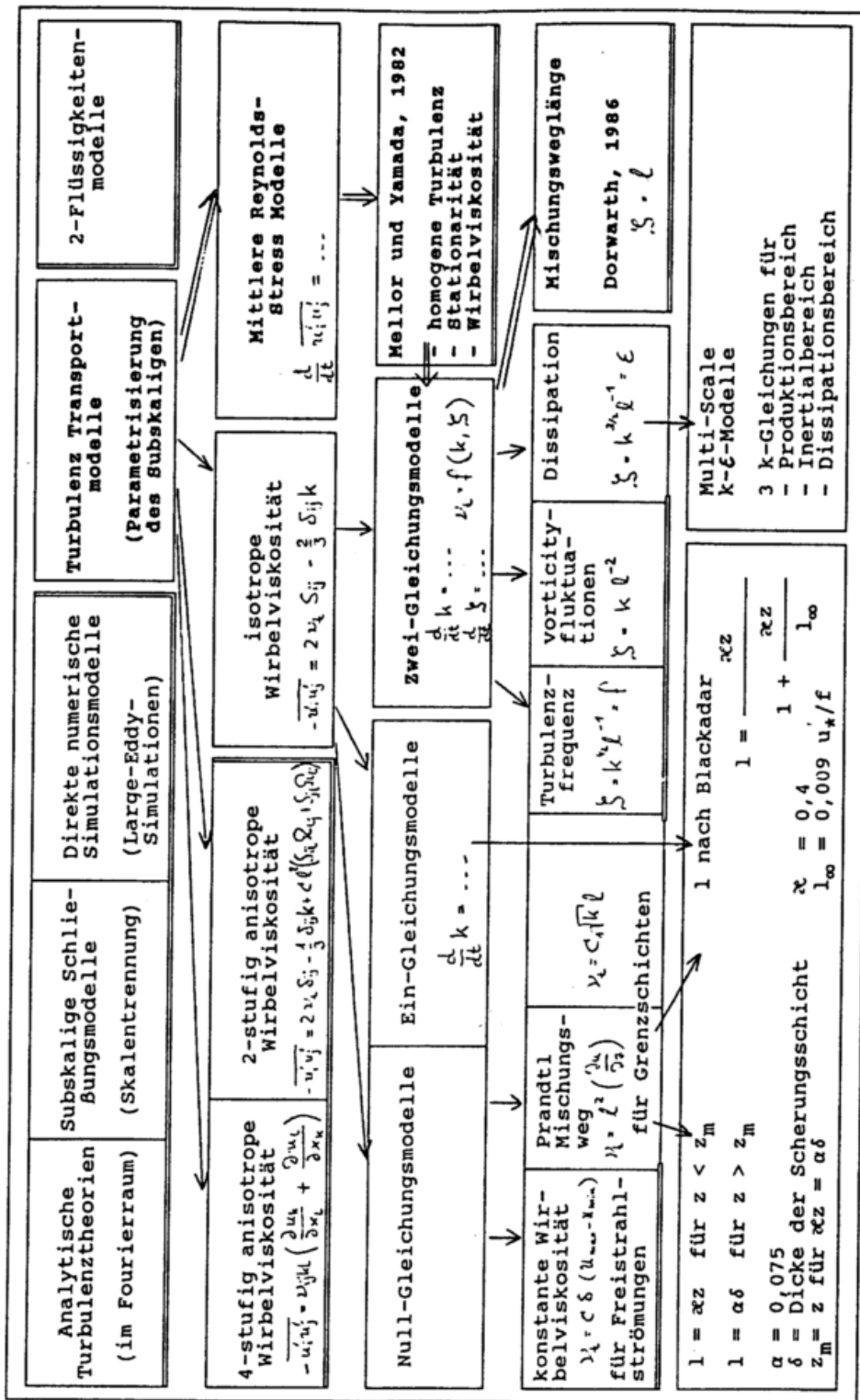


Abbildung 9: Übersicht über Schließungsansätze zur Parametrisierung der turbulenten Flüsse in numerischen Modellen. Fettdruck kennzeichnet das in Anhang A beschriebene Modell KAMM.

3 Berechnung des Druckwiderstands

3.1 Bezeichnungen

Um die Abhängigkeit des Druckwiderstands von äußeren Parametern zu bestimmen (eine notwendige Voraussetzung für die später in Kap. 7 zu lösende Parametrisierungsaufgabe) wird neben der Skalierung der Bewegungsgleichung in diesem Kapitel und einigen analytischen Ansätzen im nächsten Kapitel, auch das numerische Simulationsmodell KAMM (siehe Anhang A) eingesetzt. Es dient zur Überprüfung der in Kapitel 3 und 4 gefundenen Abhängigkeiten, sowie zur empirischen Bestimmung weiterer (insbesondere nichtlinearer) Abhängigkeiten.

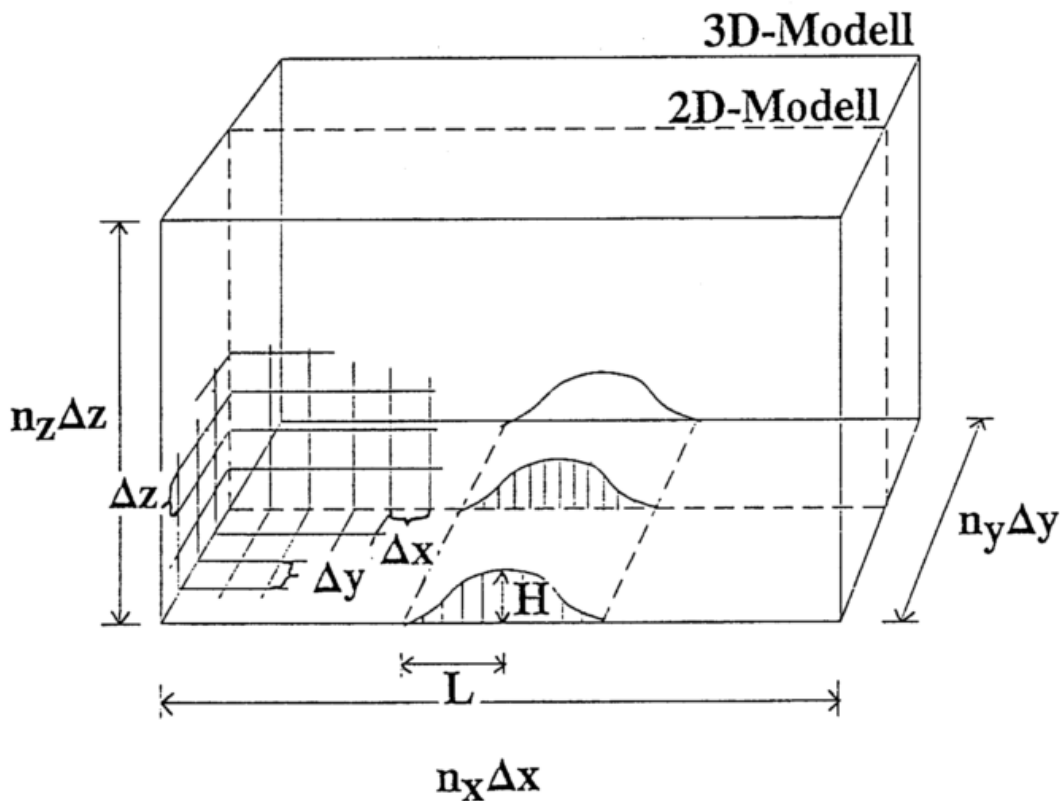


Abbildung 10: Layout des numerischen Experiments

Abb. 10 zeigt den prinzipiellen Ansatz für die Modellierung und die Nomenklatur dieser Arbeit. Der Grundzustand $U(z)$ (und die dazugehörigen Verteilungen des statischen Drucks $P(z)$ und der potentiellen Temperatur $\Theta(z)$) wurde mit der eindimensionalen Version von KAMM bestimmt.

Die mit Kleinbuchstaben ohne Mittelungsquerstrich bezeichneten Variablen sind als Mittel über eine Masche (des numerischen Modells) $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$ zu interpretieren. u' und w' werden eine Abweichung von diesem Maschenmittel bezeichnen, sie werden im numerischen Modell nicht mehr aufgelöst, sondern parametrisiert. Mit $\overline{u'w'}$ wird die Korrelation dieser Abweichungen in einer Gittermasche $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$ ausgedrückt. Die Integrale im folgenden werden über Kontrollvolumina ausgeführt, die das Hindernis und viele Maschen $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$ einschließen.

3.2 Definition des Druckwiderstands

Der Druckwiderstand wird aus der Bodendruckverteilung auf einer Hindernisoberfläche berechnet, die gemessen wird oder sich als Lösung aus der numerischen Simulation ergibt. Er wird als positiv definiert, wenn er eine Senke für den horizontalen Impuls in einer atmosphärischen Säule ist.

Allgemein gilt, daß der Druckwiderstand \vec{W}_D^* ein Vektor mit 2 (horizontalen) Komponenten ist:

$$\vec{W}_D^* = \iiint_{xyz} \vec{\nabla}_h p dx dy dz$$

oder:

$$\vec{W}_D^* = \iiint_{xyz} \left(\frac{\partial p(x, y, z)}{\partial x}, \frac{\partial p(x, y, z)}{\partial y} \right) dx dy dz$$

oder:

$$\vec{W}_D^* = \left(\iiint_{xyz} \frac{\partial p(x, y, z)}{\partial x} dx dy dz, \iiint_{xyz} \frac{\partial p(x, y, z)}{\partial y} dx dy dz \right) \quad (3.1)$$

Die folgende Herleitung betrachtet eine Strömung in einer x-z-Ebene. Da die zweidimensionale Betrachtungsweise bis auf die Umströmung in der Horizontalen um ein Hindernis herum, alle physikalisch wichtigen Effekte für den Druckwiderstand beschreiben kann, wird sie aus Gründen der Vereinfachung gewählt. Der Druckwiderstand ist hier definiert als die x-Komponente von (3.1):

$$W_D^* = \int_{z_1(x)}^{z_2} \int \frac{\partial p(x, z)}{\partial x} dx dz \quad (3.1a)$$

Der Druck $p(x, z)$ möge die Abweichung von einem hydrostatischen ungestörten Grundzustand (kein Hindernis) sein.¹

$z_s(x) = h(x)$ ist die Höhe der Orographie mit $z_s(x_1) = z_1$ und $z_s(x_2) = z_0$. Vertauschen der Differentiation über x und der Integration über z liefert (unter

¹Das Modell rechnet mit der Exner-Funktion Π und deren Abweichung von einem Grundzustand π . p kann nur über eine Reihenentwicklung aus Π und π bestimmt werden.

$$p = p_0 \Pi^{7/2} \left(\frac{7}{2} \frac{\pi}{\Pi} + \frac{35}{8} \left(\frac{\pi}{\Pi} \right)^2 + \frac{105}{48} \left(\frac{\pi}{\Pi} \right)^3 + \dots \right) \quad (3.1)$$

$7/2$ ist c_p/R . Bei Abbruch nach dem ersten Glied, wie im numerischen Modell programmiert, beträgt der Fehler am Boden ca. 1%, wenn der Stördruck p ca. 800 Pa beträgt. $p_0 = 1000$ hPa.

der Berücksichtigung der Leibnizschen Regel, da die Untergrenze des Integrals eine Funktion von x ist):

$$W_D^* = \int_{x_1}^{x_2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \int_{z_s(x)}^{z_2} p(x, z) dz + p(x, z_s(x)) \frac{\partial z_s(x)}{\partial x} \right] dx \quad (3.2)$$

Ausführen der Integration über x beim ersten Summanden im Integranden führt zu:

$$W_D^* = \int_{z_0}^{z_2} p(x_2, z) dz - \int_{z_1}^{z_2} p(x_1, z) dz + \int_{x_1}^{x_2} p_s(x) \frac{dh}{dx} dx \quad (3.3)$$

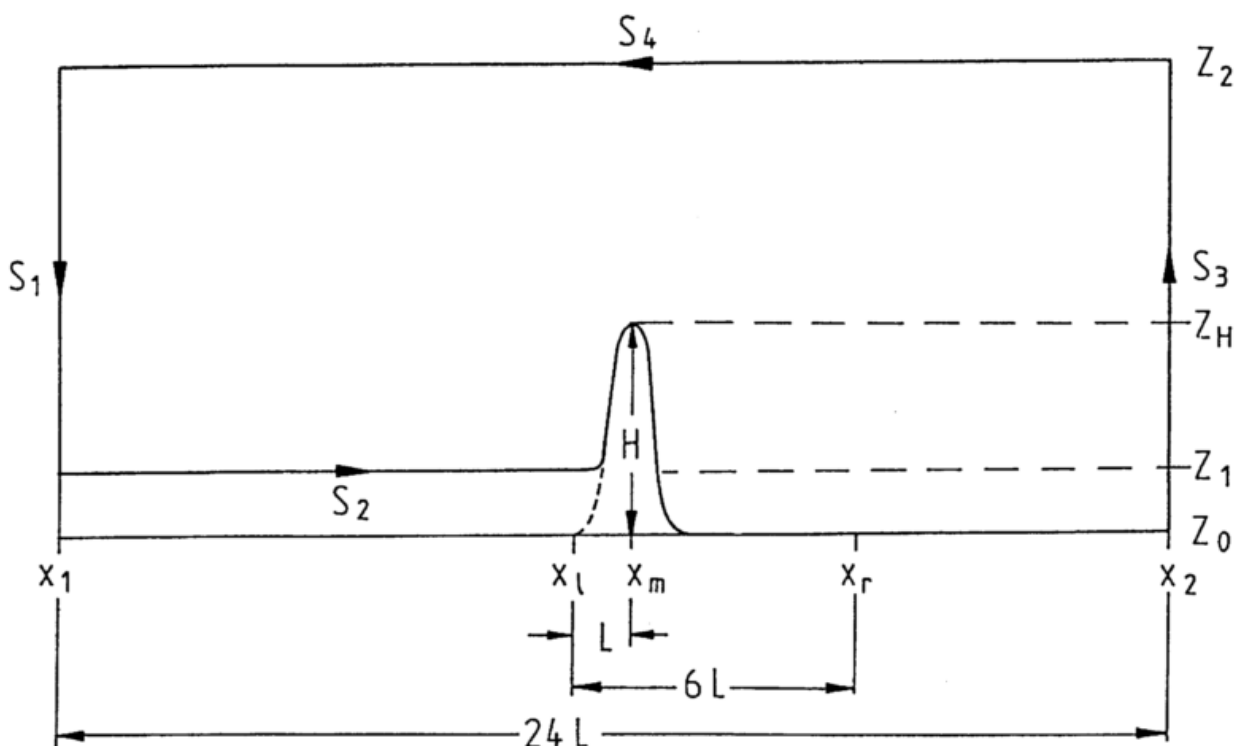


Abbildung 11: Schematische Darstellung des Integrationsgebiets

(3.3) entspricht einer Integration über $p(x, z)$ auf dem Rand s ($s = s_1 + s_2 + s_3 + s_4$) des Kontrollvolumens (Abb. 11). $p(x, z_2)$ am Oberrand ist Null, da p nur die Abweichung des Drucks vom ungestörten Grundzustand ohne Hindernis beschreibt. Der Oberrand wird als soweit entfernt angenommen, daß jede Störung hier abgeklungen ist. Bei stabiler Schichtung mit Wellenbildung sorgt eine Dämpfungsschicht am Oberrand des numerischen Modells dafür, daß diese Voraussetzung erfüllt ist. Hierbei ist $p_s(x) = p(x, z_s(x))$ der Bodendruck als Funktion von x . Subtrahieren der beiden Integrale über z und sortieren der

Terme ergibt:

$$W_D^* = \int_{x_1}^{x_2} p_s(x) \frac{dh}{dx} dx + \int_{z_1}^{z_2} [p(x_2, z) - p(x_1, z)] dz + \int_{z_0}^{z_1} p(x_2, z) dz \quad (3.4)$$

Der erste Term auf der rechten Seite wird üblicherweise als der Druckwiderstand eines Hindernisses bezeichnet, da nur er von der Existenz und der Form des Hindernisses abhängt. Der Term beschreibt das Integral über eine Korrelation zwischen der Bodendruckverteilung und der Neigung der Orographie. Eine solche Korrelation tritt bei einer Potentialströmung auch auf, jedoch verschwindet das Integral über diese Korrelation.

Der zweite Term wird häufig aerodynamischer Widerstand genannt (SHAO und HANTEL, 1986; DAVIES, 1986a). Er wird nicht zum Druckwiderstand eines Hindernisses hinzugerechnet, da er auch über ebenem Gelände von Null verschiedene Werte annehmen kann. Wenn man annimmt, daß die durch ein Hindernis erzeugte Störung eines horizontal homogenen Grundzustands an den Rändern des Kontrollvolumens auf Null abgeklungen ist, ist dieser Term identisch Null. Ist die Anströmung des Hindernisses nicht horizontal homogen (z.B., es liegt eine Front im Kontrollvolumen), so liefert dieser Term einen Beitrag, wenn das vertikale Mittel der Druckverteilung an den beiden Rändern x_1 und x_2 voneinander verschieden ist. Ist der Grundzustand inhomogen in einem Bereich, wo die Neigung der Orographie von Null verschieden ist, so ist diese Korrelation im ersten Term, dem eigentlichen Druckwiderstand bereits enthalten. Die Wirkung solcher nicht ursächlich auf das Hindernis zurückzuführender Störungen (z.B. Fronten) kann auch zu negativen Beiträgen zum Druckwiderstand führen. Vom Hindernis selbst ausgelöste Störungen eines horizontal homogenen Grundzustands führen immer zu positiven Beiträgen zum Widerstand. Nur solche Störungen sollen hier betrachtet werden.

Der dritte Term tritt nur auf, wenn die Geländehöhe an den beiden Rändern x_1 und x_2 unterschiedlich ist. Das wäre z.B. bei einer Geländestufe der Fall. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit ist aber immer $z_1 = z_0$, somit braucht dieser Term nicht berücksichtigt zu werden.

Wenn man annimmt, daß $z_0 = z_1$ ist und die Wirkung des Hindernisses an den Seitenrändern nicht mehr spürbar ist, vereinfacht sich (3.4) zu:

$$W_D^* = \int_{x_1}^{x_2} p_s(x) \frac{dh}{dx} dx \quad (3.5)$$

Normierung mit der Ausdehnung des geneigten Geländes ($2L$) ergibt schließlich den totalen Druckwiderstand pro Einheitslänge:

$$W_D = \frac{1}{2L} \int_{x_1}^{x_2} p_s(x) \frac{dh}{dx} dx \quad (3.6)$$

3.3 Bestimmung der wesentlichen dimensionslosen Maßzahlen

Für eine Potentialströmung ist (3.6) gleich Null, es gibt keinen Strömungswiderstand. Abb. 12 gibt eine Übersicht über die dimensionslosen Maßzahlen, die die Druckverteilung bei einer Hindernisüberströmung beschreiben. Bei der Potentialströmung bestimmen im wesentlichen 5 Variable (U , L , H , B , F) die Druckverteilung, aus denen drei dimensionslose Maßzahlen gebildet werden können. Die drei Maßzahlen sind z.B. die Neigung der Hindernisflanke H/L , die Dreidimensionalität des Hindernisses B/L und die Flächenbelegungsichte mit Hindernissen $B \cdot L/F$.

Um einen Widerstand an einem Hindernis zu erhalten, muß man von den Voraussetzungen zur Potentialströmung abweichen. Als erstes kann man eine Viskosität des strömenden Mediums einführen. Bei den hier betrachteten Skalen (voll turbulente Strömung bereits in der ungestörten Anströmung) ist nicht die molekulare Viskosität, sondern eine hierzu analoge turbulente Viskosität gemeint. Diese Viskosität ist proportional zu den turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen und kann in erster Näherung durch den Austauschkoefizienten beschrieben werden.² Somit kommt als vierte Maßzahl die turbulente Reynoldszahl Re_t hinzu. Die Viskosität der Strömung setzt der Deformation der Strömung beim Überqueren eines Hindernisses einen Widerstand entgegen.

Die Einführung der Bodenreibung bringt die Rauigkeitslänge z_0 als weitere Längenskala und mit z_0/H als relative Rauigkeit auch eine weitere Maßzahl.³ Anstelle einer relativen Rauigkeit kann auch eine andere Zahl gebildet werden ($\frac{Uz_0}{\nu_t} = \frac{z_0}{H} \cdot \frac{H}{L} \cdot \frac{UL}{\nu_t}$), die ein Kriterium dafür liefert, ob die Oberfläche des Hindernisses als aerodynamisch rauh oder glatt anzusehen ist.⁴ Erst die Einführung der Rauigkeitslänge bringt die *non-slip*-Bedingung ins Spiel. Aber auch die bloße Existenz einer (turbulenten) Viskosität mit einer *slip*-Bedingung am Unterrand führt bereits zu einem Druckwiderstand. Ob und wie Turbulenz in einer Strömung mit *slip*-Bedingung unterhalten werden kann, soll hier für diese prinzipiellen Überlegungen nicht betrachtet werden. Beim Fehlen einer vertikalen Windscherung kommt nur thermische Anregung in Frage.

Mit der Berücksichtigung einer thermischen Schichtung findet die Brunt-Väisälä-Frequenz N Eingang in diese Skalenanalyse. Als dimensionslose Maßzahl bietet sich hier dann die Froudezahl Fr in zwei verschiedenen Versionen an: Mit der Länge L gebildet, gibt sie das Kriterium dafür, ob vertikal sich ausbreitende Wellen entstehen können, mit der Höhe H gebildet, ob die Schwere-

²Die turbulente Viskosität ist keine Materialeigenschaft des strömenden Mediums wie die molekulare Viskosität. Sie ist eine Feldgröße und räumlich variabel. Sie ist kein externer Parameter, sondern eine interne Variabel der Grenzschicht. Damit ist eine Skalierung, die die turbulente Viskosität benutzt, eine lokale Skalierung. Da bei der Parametrisierung des Druckwiderstands für größerskalige numerische Modelle lokale Größen nicht brauchbar sind, muß zu einem externen Parameter zurückgekehrt werden. Dies wird hier dadurch erreicht, daß für die turbulente Viskosität ein konstanter, typischer Wert ($\nu_t = 10m^2s^{-1}$) eingesetzt wird. Damit ist die vollständige Analogie zur molekularen Viskosität wiederhergestellt.

³Die Abweichungen von den idealen Voraussetzungen für die Potentialströmung können auch als Symmetriebrechungen angesehen werden. Die Symmetrie der Strömungskonfiguration zur Hindernismitte bei der Potentialströmung wird durch die Einführung der Viskosität und der Bodenreibung gebrochen.

⁴Die Theorie der Skalenanalyse liefert nur die Anzahl der möglichen dimensionslosen Maßzahlen, nicht aber ihre genaue Formulierung. Diese bleibt praktischen Erwägungen überlassen.

	Potentialströmung	Viskosität	Bodenreibung	thermische Schichtung	Erdrotation	
					f-Ebene	β -Ebene
<p>phys. Variable</p> <p>U Geschwindigkeit H Hindernishöhe L Hindernislänge B Hindernisbreite F Anteilige Fläche pro Hindernis</p>	<p>U H L B F ν_t turbulente Viskosität</p>	<p>U H L B F ν_t Rauhigkeitslänge z_0</p>	<p>U H L B F ν_t z_0 N Brunt-Väisälä-Frequenz</p>	<p>U H L B F ν_t z_0 N f Coriolisparameter</p>	<p>U H L B F ν_t z_0 N f β meridionaler Gradient von f</p>	
<p>H/L Neigung B/L 3D-Aspekt $\lambda = BL/F$ Belegungsdichte mit Hindernissen</p>	<p>H/L B/L λ Ret = UL/ν_t Reynoldszahl</p>	<p>H/L B/L λ Ret z_0/H relative Rauigkeit</p>	<p>H/L B/L λ Ret z_0/H Fr = NL/U Froudezahl</p>	<p>H/L B/L λ Ret Ros (siehe unten) Fr $Ro_0 = U/fL$ Rossbyzahl</p>	<p>H/L B/L λ Ret Ros Fr Ro_0 $Ro_p = U/\beta L^2$ Rossbyzahl</p>	
<p>dimensional. Param.</p>	<p>oder: $Uz_0/\nu_t = z_0^2/H \cdot H/L \cdot UL/\nu_t$ aerodynamisch rau oder glatt</p>	<p>oder: $FrH = NH/U = Fr \cdot H/L$ Kriterium für Wellenbrechen</p>	<p>oder: $Ro_0 = U/fz_0 = Ro_0 \cdot L/H$ rot.-dyn. rau/glatt</p>	<p>oder: $Ro_p = U/\beta L^2$ Rossbyzahl</p>	<p>oder: $Ro_0 = U/fz_0 = Ro_0 \cdot L/H$ rot.-dyn. rau/glatt</p>	

Abbildung 12: Dimensionslose Maßzahlen bei der Überströmung eines Hindernisses

wellen brechen oder nicht. Da die Energie für die Wellenbewegung der mittleren Strömung entnommen werden muß, führen Wellenvorgänge ebenfalls zu einem Strömungswiderstand. In nicht-viskosen Strömungen sind sie sogar der einzige widerstandserzeugende Mechanismus.

Betrachtet man ein rotierendes Bezugssystem, kann mit der Rotationsfrequenz f (bei geophysikalischen Anwendungen ist das der Coriolisparameter) eine Rossbyzahl Ro gebildet werden. Auch hier gibt es wieder zwei Möglichkeiten: mit der Länge L gebildet ($=Ro_o$), entscheidet sie über das Entstehen von Trägheitswellen (diese breiten sich auch vertikal aus, siehe auch Gleichung (5.4)), mit der Rauigkeitslänge z_0 gebildet ($=Ro_s$), gibt es ein weiteres Kriterium, ob die Oberfläche des Hindernisses als rau oder glatt anzusehen ist.⁵

Gab das erste Rauigkeitsmaß ($\frac{Uz_0}{\nu_t}$) einen Vergleich zwischen der Rauigkeitslänge und einer viskosen Längenskala, so wird jetzt ein Vergleich zwischen der Rauigkeitslänge und der Höhe der Grenzschicht, die proportional zu U/f ist, geführt. Für festes f und ν_t sind die Maßzahlen zueinander proportional. Zur Definition von rauhen und glatten Oberflächen siehe auch ROTH (1972).

Da Ro_s als Produkt von Ro_o , $(H/L)^{-1}$ und $(z_0/H)^{-1}$ geschrieben werden kann, ersetzen wir für rotierende Systeme die Maßzahl z_0/H durch Ro_s .

Betrachtet man anstelle eines rotierenden Zylinders eine rotierende Kugel, so findet man eine adäquate Beschreibung der Strömung durch Einführung einer ' β -Ebene'. Mit dem dann konstanten Parameter β ($\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$) kann eine weitere Rossbyzahl Ro_p gebildet werden, die für das Entstehen von (sich horizontal ausbreitenden) Rossbywellen von Bedeutung ist.

3.4 Skalenanalyse der Bewegungsgleichung

3.4.1 Haushaltsgleichung für den Horizontalimpuls im Kontrollvolumen

Die bisherige Betrachtung hat uns 8 Maßzahlen (H/L , B/L , BL/F , Re_t , Ro_s , Fr , Ro_o , Ro_p) geliefert, aber nicht bestimmt, wie der Druckwiderstand von diesen Zahlen abhängt. Eine erste Abschätzung erhalten wir, indem wir die Haushaltsgleichung für den Horizontalimpuls ρu , die erste Bewegungsgleichung betrachten. Aus Gründen der Vereinfachung und der Übersichtlichkeit wird eine 2-dimensionale Strömung in der x - z -Ebene gewählt. Daher tritt die Maßzahl B/L erst einmal nicht auf und die Maßzahl BL/F wird durch die in (5.11) definierte "eindimensionale" Belegungsdichte λ ersetzt.

Unter Benutzung der nach Abb. 10 erläuterten Bezeichnung der Variablen schreibt sich die Haushaltsgleichung für den Horizontalimpuls (bei der betrachteten 2-dimensionalen Strömung in der x - z -Ebene ist ein Hindernis als ein in y -Richtung unendlich ausgedehntes Objekt zu betrachten; für den Strömungswiderstand an diesem Hindernis ist nur die x -Komponente des Horizontalimpulses

⁵Die zweite Rossbyzahl ist der Parameter in der Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie der atmosphärischen Grenzschicht.

von Bedeutung):

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_0 u + \frac{\partial}{\partial x} \rho_0 u u + \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 u w + \frac{\partial}{\partial x} \rho_0 \overline{u'u'} + \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \overline{u'w'} - \rho_0 f_0 v - \rho_0 \frac{\partial f}{\partial y} v y + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (3.7)$$

Hierbei ist angenommen, daß die Strömung divergenzfrei ist, die Boussinesq-Approximation gilt und auf einer β -Ebene gerechnet wird. Für den Coriolis-Parameter ist eine Taylor-Entwicklung angesetzt worden, die nach dem zweiten Glied abbricht (mit $f_0 = f(y_0)$):

$$f(y) = f_0 + \frac{\partial f}{\partial y}(y_0)y$$

β ist in der globalen Zirkulation von Bedeutung, bei mesoskaligen Hindernissen, die das Thema dieser Arbeit sind, braucht die Variation von f mit der geographischen Breite nicht berücksichtigt zu werden. Vielfach ist sogar f selbst ohne größeren Einfluß auf die Hindernisüberströmung, wenn die Rossbyzahl $Ro_0 = U/fL$ nur genügend groß ist. Wir haben den β -Term hier trotzdem mit aufgeführt, um bei dieser theoretischen Einführung in den Druckwiderstand die Gesamtheit aller vorkommenden dynamischen Druckkräfte bei atmosphärischen Strömungen über Hindernisse darzustellen.⁶ Wir werden diesen Term bis zum Abschluß der Skalenanalyse mitführen, um zu zeigen, wie universell die hier benutzte Skalierung ist. Der gewaltige Unterschied in den Größenordnungen der einzelnen Terme wird deutlich werden.

Spaltet man jetzt den Druck p in einen Grundzustandsanteil und einen Störungsanteil auf:

$$p = p_g + p_{ag}$$

so erhält man mit der Annahme, daß der Grundzustand geostrophisch ist, einen geostrophischen und einen ageostrophischen Anteil. Der geostrophische Anteil kann über den geostrophischen Wind $\vec{u}_g = (u_g, v_g)$ ausgedrückt werden:

$$\frac{\partial p_g}{\partial x} = \rho_0 f_0 v_g$$

Dieser Gradient von p_g stellt den externen Antrieb für die Strömung über das Hindernis dar, der dafür sorgt, daß die Strömung trotz Reibung und Druckwiderstand nicht zum Erliegen kommt. Damit schreibt sich (3.7):

⁶Im globalen Mittel ist dieser Term von der gleichen Größenordnung wie die Reibung. Die Aufteilung dieser Senke des Drehimpulshaushaltes in Bergdrehmoment und Reibung(moment) in Modellen der globalen Zirkulation ist mit einer analogen Ambivalenz verbunden wie die Aufteilung zwischen Formwiderstand und Reibung, die nach (3.9) diskutiert werden wird. Andererseits ist aus globalen diagnostischen Studien (z.B. NEWTON, 1971) aber auch klar geworden, daß der Druckunterschied an den großen Nord-Süd-orientierten Gebirgen nicht nur durch die Überströmung hervorgerufen wird. Wandernde synoptische Druckgebilde und unterschiedlicher thermischer Aufbau der Atmosphäre auf beiden Seiten der großen Gebirge spielen hier ebenfalls eine große Rolle.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_0 u + \frac{\partial}{\partial x} \rho_0 uu + \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 uw + \frac{\partial}{\partial x} \rho_0 \overline{u'u'} + \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \overline{u'w'} - \rho_0 f_0 v + \rho_0 f_0 v_g - \\ - \rho_0 \frac{\partial f}{\partial y} v y + \frac{\partial p_{ag}}{\partial x} = 0 \quad (3.7a) \end{aligned}$$

Es interessieren stationäre Lösungen der Gleichung (3.7a), da wir charakteristische Druckverteilungen $p_s(x)$ (siehe (3.3) bis (3.6)) für bestimmte Hindernis- und Anströmungsparameter suchen. Da letztendlich der am Hindernis verbrauchte Impuls nur von oben aus der ungestörten Strömung nachgeliefert werden kann (siehe hierfür Kapitel 4.3.2), sollen die horizontalen turbulenten Flüsse für die weitere Betrachtung vernachlässigt werden. Wir erhalten aus (3.7a):

$$\frac{\partial}{\partial x} \rho_0 uu + \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 uw + \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \overline{u'w'} - \rho_0 f_0 v + \rho_0 f_0 v_g - \rho_0 \frac{\partial f}{\partial y} v y + \frac{\partial p_{ag}}{\partial x} = 0 \quad (3.7b)$$

Da wir nur an Druckstörungen interessiert sind, die durch die Gegenwart des Hindernisses selbst ausgelöst werden, subtrahieren wir noch die entsprechende Impulsgleichung für eine stationäre horizontal homogene Ekman-Schicht:

$$\frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \overline{u'w'_0} - \rho_0 f_0 (v_0 - v_g) = 0$$

Hierbei bezeichnet der Index 0 die Werte der horizontal homogenen Ekman-Schicht und für $-\overline{u'w'_0}$ werden wir u_*^2 setzen. Wir bekommen:

$$\frac{\partial}{\partial x} \rho_0 uu + \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 uw + \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 (\overline{u'w'} + u_*^2) - \rho_0 f_0 (v - v_0) - \rho_0 \frac{\partial f}{\partial y} v y + \frac{\partial p_{ag}}{\partial x} = 0 \quad (3.7c)$$

Integration über ein atmosphärisches Kontrollvolumen, dessen Unterrand durch die Orographie definiert wird und das das Hindernis vollständig einschließt (im Gegensatz zu Kapitel 3.1.1 soll hier der Oberrand nicht weit vom Hindernis entfernt liegen), liefert:

$$\begin{aligned} \int_z [\rho_0 uu_{rechts} - \rho_0 uu_{links}] dz + \int_x \rho_0 uw_{oben} dx - \int_x \rho_0 uw_{unten} dx + \\ + \int_x \rho_0 (\overline{u'w'}_{oben} + u_*^2) dx - \int_x \rho_0 (\overline{u'w'}_{unten} + u_*^2) dx - \iint_{zx} \rho_0 f_0 (v - v_0) dx dz - \\ - \iint_{zx} \rho_0 \frac{\partial f}{\partial y} v y dx dz + \iint_{zx} \frac{\partial p_{ag}}{\partial x} dx dz = 0 \quad (3.8) \end{aligned}$$

Die Bedingungen am Einström- und Ausströmrand fernab vom Hindernis mögen identisch sein. Die skaligen, vom numerischen Modell aufgelösten Geschwindigkeiten u und w verschwinden auf dem Unterrand. u' und w' sind subskalige, turbulente Fluktuationen, die im Modell parametrisiert werden müssen. Für

$-\overline{u'w'}_{\text{unten}}$ setzen wir ebenfalls u_*^2 (das entspricht der Annahme, daß die Bodenschubspannung sich in erster Näherung nicht durch die Gegenwart der Hindernisse ändert). Mit diesen Annahmen lösen wir (3.8) auf:

$$\iint_{zx} \frac{\partial p_{ag}}{\partial x} dx dz = - \int_x \rho_0 u w_{\text{oben}} dx - \int_x \rho_0 (\overline{u'w'}_{\text{oben}} + u_*^2) dx + \iint_{zx} \rho_0 f_0 (v - v_0) dx dz + \iint_{zx} \rho_0 \frac{\partial f}{\partial y} v y dx dz \quad (3.9)$$

Auf ein viskoses Medium (hier turbulente Luft), das über ein Hindernis strömt, wirken zwei deformierende Prozesse ein, die zu turbulenten Impulsflüssen $\overline{u'w'}$ durch die Obergrenze unseres Kontrollvolumens führen: das Haften des strömenden Mediums am Unterrand und die Auslenkung des strömenden Mediums durch das Hindernis.⁷ Diese beiden Anteile werden mit u_*^2 (Reibung am Boden) und $\overline{u'w'}_H$ (Auslenkung durch das Hindernis) bezeichnet. Es ist dann:

$$-\overline{u'w'}_{H\text{oben}} = -(\overline{u'w'}_{\text{oben}} + u_*^2)$$

Wir haben somit:

$$\iint_{zx} \frac{\partial p_{ag}}{\partial x} dx dz = - \int_x \rho_0 u w_{\text{oben}} dx - \int_x \rho_0 \overline{u'w'}_{H\text{oben}} dx + \iint_{zx} \rho_0 f_0 (v - v_0) dx dz + \iint_{zx} \rho_0 \frac{\partial f}{\partial y} v y dx dz \quad (3.10)$$

Die linke Seite ist nach (3.1a) der Druckwiderstand W_D^* , da in (3.1a) der Druck als Abweichung von der ungestörten Anströmung angenommen wurde. (3.10) besagt, daß in dem Kontrollvolumen der Impulssenke Druckwiderstand vier Impulsquellen gegenüberstehen. Es sind dies der nach unten gerichtete Impulsfluß durch Schwerewellen am Oberrand, der turbulente Impulsfluß aus der Deformation durch Auslenkung der Strömung über dem Hindernis, die Umverteilung von Impuls aus der v-Komponente der Bewegung in die u-Komponente durch

⁷Man nennt die Eigenschaft einer Flüssigkeit, gegen Formänderung Widerstand zu leisten, Zähigkeit. Die allgemeine Theorie der Flüssigkeitsreibung lehrt, daß durch die Formänderung der einzelnen Flüssigkeitselemente Spannungen von ähnlicher Art entstehen wie bei den elastischen Körpern, nur mit dem Unterschied, daß diese Spannungen nicht den Formänderungen, sondern den Formänderungsgeschwindigkeiten proportional sind. Z.B. ist:

$$\sigma_x = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}$$

Räumlich variable Spannungen erzeugen Kräfte:

$$X = \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \dots$$

Einsetzen liefert:

$$X = 2\mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \dots$$

(zitiert nach PRANDTL et al., 1984, S. 1 und S. 166).

Diese Kräfte aufgrund einer Formänderung beim Überströmen eines Hindernisses stehen in der Impulsbilanzgleichung gleichwertig neben der vertikalen Divergenz des turbulenten Impulsflusses $\overline{u'w'}$ und werden daher hier als ein Anteil des gesamten turbulenten Flusses ausgedrückt.

die Corioliskraft und eine gleichsinnige Umverteilung durch den β -Effekt. Die beiden letzten Terme beschreiben zusammen mit denen ihnen entsprechenden Termen in der horizontalen Bewegungsgleichung für die v -Komponente mögliche Trägheits- und Rossbywellen.

In Anlehnung an die übliche Begriffsbildung heißen diese vier Anteile Schwerewellenwiderstand, Formwiderstand, Trägheitswellenwiderstand und Rossbywellenwiderstand (auch Bergdrehmoment oder 'mountain torque' genannt).

Diese auf den ersten Blick etwas widersinnige Begriffsbildung, Quellterme mit dem Wort Widerstand zu belegen, wird deutlich, wenn man Spezialfälle betrachtet. Es sei z.B. das strömende Medium reibungsfrei und thermisch geschichtet und es wirke keine Corioliskraft. Dann wird aus (3.10):

$$\iint_{z,z} \frac{\partial p_{ag}}{\partial x} dx dz = - \int_x \rho_0 u w_{oben} dx \quad (3.10a)$$

Es gibt dann nur noch eine Quelle für den Impuls in unserem Kontrollvolumen, die den Impulsverlust durch den Druckwiderstand kompensiert: die Korrelation von u und w integriert über x an der Obergrenze unseres Volumens. Der einzig denkbare Prozeß hierfür sind Wellenvorgänge an dieser Obergrenze. Bei Schwerewellen, deren Achse in der Vertikalen nach stromauf geneigt ist, kommt es zu einer negativen Korrelation von u und w und damit zu einem abwärts gerichteten Impulsfluß und somit zu einem (positiven) Druckwiderstand am Boden. Wenn man weiter beachtet, daß diese Wellen durch das Hindernis überhaupt erst angeregt werden und daß ohne diese Wellen auch kein Druckwiderstand auftreten würde (wenn wir die rücktreibende Kraft für die Schwerewellen, die thermische Schichtung beseitigten, hätten wir die bekanntlich widerstandsfreie Potentialströmung), wird es verständlich, diesen Druckwiderstand am Boden als Wellenwiderstand des Hindernisses auf die Strömung zu bezeichnen. Das Hindernis entzieht der Strömung Impuls (allerdings oberhalb unseres Kontrollvolumens), indem es Wellen anregt, die den Impuls durch das Kontrollvolumen hindurch nach unten transportieren. Die Ableitung dieses Impulses aus dem strömenden Medium in die Orographie erfolgt dann über Druckkräfte, also vermittelt der Korrelation zwischen der Druckverteilung am Boden und der Neigung der Orographie (siehe (3.4)). In (3.10a) wird die Druckverteilung am Boden durch die Korrelation von u und w an der Obergrenze bestimmt.

Wenn jetzt mehrere Quellen in (3.10) gleichzeitig wirken, so kann man durch Bestimmung der Größe dieser Quellen ihren jeweiligen Anteil am Druckwiderstand am Boden bestimmen. In diesem Sinne muß die Aufteilung des Druckwiderstands in Komponenten wie in Abb. 1 verstanden werden. Die Aufteilung ist notwendig, da es erst hierdurch ermöglicht wird, den Gesamtdruckwiderstand durch die Parametrisierung der einzelnen beteiligten physikalischen Vorgänge zu parametrisieren.

Weitere Prozesse, die zum Druckwiderstand beitragen wie die Produktion von turbulenter kinetischer Energie und der Aufstau kälterer Luftmassen am Hindernis, zu deren Beschreibung neben der horizontalen Bewegungsgleichung

(3.7) weitere Gleichungen benötigt werden, werden im Anschluß an die Skalenanalyse von (3.10) besprochen.

3.4.2 Skalierung der Haushaltsgleichung

(3.10) wird jetzt durch U , L , H , ν_t und N entdimensioniert:

$$\begin{aligned} u &= UH/L & u^* & & u' &= (\nu_t^{1/3} U^{2/3} L^{-1/3})H/L & u'^* & & x &= L & x^* \\ v &= UH/L & v^* & & w' &= (\nu_t^{1/3} U^{2/3} L^{-1/3})H/L & w'^* & & y &= L & y^* \\ w &= NLH/L & w^* & & & & & & z &= H & z^* \end{aligned}$$

Angenommen wird, daß H sehr viel kleiner als L ist, somit sind Vertikalbewegungen hauptsächlich durch Schichtungseinflüsse bedingt. NL ist eine Auftriebsgeschwindigkeitsskala, $(\nu_t^{1/3} U^{2/3} L^{-1/3})$ ist eine turbulente Geschwindigkeitsskala⁸, der Stern bezeichnet dimensionsfreie Größen.

Definiert man eine Froudezahl $Fr = NL/U$, eine Hindernisrossbyzahl $Ro_o = U/fL$, eine planetare Rossbyzahl $Ro_p = U/\beta L^2$ und eine turbulente Reynoldszahl $Re_t = UL/\nu_t$ ⁹, und dividieren wir durch die gesamte Länge des geneigten Gebiets $2L$, so erhalten wir für den Druckwiderstand:

$$\begin{aligned} W_D &= \frac{\rho_0 U^2 H^2}{2 L^2} \left(-Fr \int u^* w^* dx^* - Re_t^{-2/3} \int u'^* w'^* dx^* + Ro_o^{-1} \iint v^* - v_0^* dx^* dz^* + \right. \\ &\quad \left. + Ro_p^{-1} \iint v^* y^* dx^* dz^* \right) \quad (3.11) \end{aligned}$$

Bildet man einen Widerstandsbeiwert durch Normierung mit dem Staudruck

⁸Die turbulente Geschwindigkeitsskala erhält man aus folgender Überlegung: Der Druckwiderstand durch turbulente Fluktuationen entsteht, wenn ein Hindernis mit der Längenskala L überquert werden muß. Der dabei auftretenden Deformation des Geschwindigkeitsfeldes setzt die turbulente Viskosität einen Widerstand entgegen, es kommt zu Dissipation. Eine Dimensionsbetrachtung liefert:

$$u' = \epsilon^{1/3} L^{1/3} u'^* \quad (3.1)$$

ϵ ist die Dissipation. Die viskose Dissipation ist definiert als (STULL, 1988, S. 122f):

$$\epsilon = \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2} \quad (3.2)$$

Analog dazu versuchen wir hier folgenden Ansatz:

$$\epsilon = \nu_t \cdot \frac{U^2}{L^2} \quad (3.3)$$

Es ist in (3.2) und (3.3) jeweils dieselbe Dissipation gemeint. Es wird lediglich versucht, die Dissipation mit denselben großskaligen externen Größen zu skalieren wie die anderen Terme in (3.10). Aufgrund der Energiekaskade muß die Dissipation prinzipiell ebenso durch diese Größen beschreibbar sein, die das Entstehen der Turbulenz am großskaligen Ende der Energiekaskade beschreiben. Angenommen, die Längenskala L ist 4 Größenordnungen größer als x_j in (3.2) und U ist eine Größenordnung größer als u'_i , dann muß ν_t 6 Größenordnungen größer als ν sein, damit ϵ in (3.2) und (3.3) gleich groß ist. Wenn man für die turbulente Viskosität einen typischen Wert des Austauschkoefizienten ($10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) einsetzt, so ist dies gewährleistet. Einsetzen von (3.3) in (3.1) ergibt:

$$u' = \nu_t^{1/3} U^{2/3} L^{-1/3} u'^* \quad (3.4)$$

⁹TENNEKES, 1973 nennt die turbulente Reynoldszahl eine Townsendszahl.

der Anströmgeschwindigkeit, so folgt:

$$C_W = \frac{H^2}{L^2} (-Fr \int u^* w^* dx^* - Re_t^{-2/3} \int \overline{u'^* w'^*} dx^* + Ro_o^{-1} \iint v^* - v_0^* dx^* dz^* + \\ + Ro_p^{-1} \iint v^* y^* dx^* dz^*) \quad (3.12)$$

Für neutrale Schichtung ohne Rotation vereinfacht sich dies zu:

$$C_{WN} = -\frac{H^2}{L^2} Re_t^{-2/3} \int \overline{u'^* w'^*} dx^* \quad (3.12a)$$

Für eine stabil geschichtete, reibungsfreie Strömung folgt:

$$C_{WS} = -\frac{H^2}{L^2} (Fr \int u^* w^* dx^* - Ro_o^{-1} \iint (v^* - v_0^*) dx^* dz^* - Ro_p^{-1} \iint v^* y dx^* dz^*) \quad (3.12b)$$

Für reine Schwerewellen entspricht der erste Term auf der rechten Seite von (3.12b) dem Widerstand aus der linearen Theorie für eine hydrostatische, rotationsfreie Strömung, wenn das Integral den Wert $\pi/2$ liefert.

Weiterhin können für $N = 10^{-2} s^{-1}$, $f = 10^{-4} s^{-1}$, $\beta = 10^{-11} s^{-1} m^{-1}$ und $U = 10 m s^{-1}$ die typischen Skalen der einzelnen Wellenvorgänge abgeschätzt werden. Es folgt für die Schwerewellen $L = 10^3 m$, für die Trägheitswellen $L = 10^5 m$ und für die Rossbywellen $L = 10^6 m$.

3.4.3 Weitere Parameterabhängigkeiten, die nicht aus der Bewegungsgleichung allein abgeleitet werden können

Der Ansatz (3.10) bis (3.12) erklärt vier der sieben Widerstandsmechanismen, die in Abb. 1 aufgeführt sind. Der hydrostatische Widerstand durch den Aufstau kälterer Luftmassen ist hier nicht enthalten, da wir nach (3.8) den horizontalen Advektionsterm mit der Annahme vernachlässigt haben, daß das Hindernis so weit vom Rand entfernt ist, daß die Bedingungen am Einström- und am Ausströmrand identisch sind. Der Aufstau kälterer Luftmassen im Luv des Hindernisses verletzt aber diese Voraussetzung, und wir erhalten daher einen weiteren Term auf der rechten Seite von (3.12), der eine Funktion von $Fr_h = NH/U$ sein sollte. Das ergibt sich, wenn man zur Beschreibung neben (3.7) auch noch die Bewegungsgleichung für w und die Temperaturgleichung (1. Hauptsatz) heranzieht. Die Berechnung des hydrostatischen Widerstandsanteils aus den numerischen Ergebnissen findet sich in Kapitel 3.5.2.

Ebenfalls nicht enthalten ist die zusätzliche Erzeugung von Turbulenz in der Nähe des Hindernisses durch die zwei Mechanismen Bodenreibung und Strömungsablösung. Die Bodenreibung kann über die Bodenrossbyzahl $Ro_b = \frac{U}{f z_0}$, die Strömungsablösung über H/L abgeschätzt werden. Die Turbulenzerzeugung durch Bodenreibung wird durch die Haushaltsgleichung für die turbulente kinetische Energie beschrieben. Eine Erhöhung der Turbulenz durch Bodenreibung führt zu einer erhöhten turbulenten Viskosität, die der Deformation des

Strömungsfeldes durch die Auslenkung der Strömung durch das Hindernis einen vergrößerten Widerstand entgegengesetzt (Vergrößerung von $\overline{u'w'_H}$). Der Impuls für den, im numerischen Modell aufgelösten, Ablösewirbel muß ebenfalls dem Impuls der mittleren Strömung entnommen werden.

Die beiden zuletzt erwähnten Mechanismen werden nicht explizit aus dem Strömungsfeld berechnet werden können, sondern sie werden durch Vergleichsrechnungen mit Simulationen mit verschwindender Bodenreibung und ohne Ablösewirbel abgeschätzt werden. Der Spezialfall (3.12a) gilt nur für eine Strömung mit verschwindender Bodenreibung (aerodynamisch glatte Hindernisoberfläche) und ohne Strömungsablösung im Lee des Hindernisses.

Wenn man die zu Beginn des Kapitels 3.4.1 angenommene Vereinfachung einer zweidimensionalen Strömung wieder aufgibt, hängt der Widerstandsbeiwert auch von B/L ab, d.h. mögliche Umströmung des Hindernisses verringert den Widerstand.

Letztlich kommt als geometrischer Parameter noch die Dichte λ der Hindernisse in einem Hindernisensemble hinzu (Definition siehe (5.11)), da die Anströmung eines stromab liegenden Hindernisses durch ein stromauf liegendes Hindernis beeinflusst werden kann und dann der Gesamtwiderstand sich nicht mehr als Summe der Einzelwiderstände isolierter Hindernisse ergibt (siehe Kap. 4). Auch hier ist die Vernachlässigung des horizontalen Advektionsterms in (3.8) für ein Einzelhindernis eines Hindernisensembles nicht gerechtfertigt.

Mit diesen nichtlinearen¹⁰ Anteilen kann C_W formal als

$$C_W = f\left(\frac{H}{L}, \frac{B}{L}, Re_t, Ro_o, Ro_p, Fr, Ro_s, Fr_h, \lambda\right) \quad (3.13)$$

geschrieben werden.¹¹ Hauptaufgabe der numerischen Simulationen in dieser Arbeit wird es sein, die Abhängigkeit von C_W von diesen Parametern zu bestimmen. Dabei werden einerseits die theoretisch erhaltenen Abhängigkeiten in (3.12) überprüft werden, andererseits die nichtlinearen Einflüsse, die nicht wie in (3.12) ableitbar sind, hinzugefügt werden.

3.5 Berechnung der einzelnen Komponenten des Druckwiderstands aus den numerischen Simulationen

Im folgenden wird erläutert, wie der Schwerewellenwiderstand, der hydrostatische Widerstand und der Formwiderstand aus den Ergebnissen der Simulationen mit dem benutzten numerischen mesoskaligen Modell berechnet werden. Das numerische Modell selbst wird im Anhang A vorgestellt.

¹⁰Nichtlinear soll hier bedeuten, daß diese zusätzlichen Widerstandsanteile nicht unabhängig von den anderen Anteilen skaliert werden können. Daraus folgt weiter, daß die in (3.10) aufgeführten Widerstandsanteile bei größeren Beiträgen dieser nichtlinearen Anteile voraussichtlich nicht mehr unverändert bleiben. Durch die residuale Bestimmung der nichtlinearen Anteile wird aber der nichtlineare Effekt voll den nichtlinearen Anteilen zugeschlagen. Die numerische Auswertung wird darüberhinaus auch noch zeigen, daß auch schon der Wellenwiderstand durch Schwerewellen in (3.10) einen Einfluß auf den Formwiderstand haben wird (siehe Kapitel 6.2.2.).

¹¹Die Maßzahl Fr_h ist hier mit aufgelistet worden, obwohl sie als Produkt von Fr und H/L darstellbar ist (und somit nicht unabhängig von den anderen Parametern ist), weil sie mit dem hydrostatischen Anteil am Gesamtdruckwiderstand einen eigenen physikalischen Mechanismus repräsentiert.

3.5.1 Wellenwiderstand

Der Wellenwiderstand aufgrund von Schwerewellen W_{DW} wird aus der Korrelation der Geschwindigkeitskomponenten u und w in einem Niveau $z = \text{const.}$ bestimmt. Dieses Niveau liegt knapp oberhalb der Gipfelhöhe des Hindernisses. Division des ersten Terms auf der rechten Seite von (3.10) durch $2L$ führt zu :

$$W_{DW} = -\frac{1}{2L} \int_{z_1}^{z_2} \rho_0 u w dx \quad (3.14)$$

Bei nach unten gerichtetem Impulsfluß ist $\int u w dx$ negativ und damit der Widerstand positiv. Obwohl sich die Wellen im Lee ausbreiten können, wird der Widerstand nur auf die Breite der geneigten Fläche $2L$ bezogen, um die Vergleichbarkeit zu den anderen Widerstandskomponenten zu gewährleisten.

Der Wellenwiderstand von Trägheitswellen wird nur für kleine Ro_0 bedeutsam sein. Außer im Kapitel 5.1.2 wird nicht weiter auf ihn eingegangen werden.

Der Wellenwiderstand von Rossbywellen liegt weit außerhalb des Anwendungsbereichs eines mesoskaligen numerischen Modells und wird daher hier nicht weiter beachtet. Darüberhinaus können Trägheitswellen und Rossbywellen durch gröberskalige Modelle aufgelöst werden. Somit brauchen sie bei der Suche nach einer Parametrisierung für den Druckwiderstand nicht berücksichtigt werden.

3.5.2 Hydrostatischer Widerstand

Dieser Anteil kommt in dem linearen Ansatz (3.12) nicht vor, da er der Annahme widerspricht, daß die Wirkungen des Hindernisses in einiger Entfernung von diesem abgeklungen sein sollen.

Wenn kältere Luft durch Hindernisse blockiert wird, muß kinetische Energie in potentielle Energie umgewandelt werden, um die kältere Luft über das Hindernis zu heben.

Um jetzt diese Widerstandskomponente zu berechnen, wird angenommen, daß der Bodendruck in zwei Anteile aufgespalten werden kann:

$$p_s(x) = p_{s,h}(x) + p_{s,d}(x)$$

einen hydrostatischen Anteil und einen dynamischen Anteil.

$p_{s,h}$ wird aus der Temperaturverteilung der Atmosphäre bestimmt, während $p_{s,d}$ sich im numerischen Modell als die Druckverteilung ergibt, die notwendig ist, um das Geschwindigkeitsfeld nach jedem Zeitschritt wieder divergenzfrei zu machen. Diese Aufteilung gilt nur solange keine Schwerewellen auftreten.

Aus der barometrischen Höhenformel folgt:

$$p_{s,h}(x) = \int_{z_2}^{z_0} \frac{gP}{RT} dz \quad (3.15)$$

Weiter rechnen wir nur mit der Abweichung der Temperatur $T'(x,z)$ vom ungestörten Anfangszustand ohne Hindernis:

$$p_{sh}(x) = \int_{z_2}^{z_0} \frac{gPT'}{RT^2} dz \quad (3.16)$$

Wenn man weiter annimmt, daß nur der Temperaturgegensatz unter der Gipfelhöhe von Bedeutung ist, folgt:

$$p_{sh}(x) = \int_{z_H}^{z_0} \frac{gPT'}{RT^2} dz \quad (3.17)$$

Temperaturunterschiede über dem Gipfelniveau werden somit aus der Berechnung eliminiert. sie üben keinen Druck auf das Hindernis aus, sondern sind mit den Wellenbewegungen verbunden, die bereits in W_{DW} enthalten sind. Da Wellenbewegungen weitestgehend oberhalb der Gipfelhöhe auftreten, sind auf diese Weise nichtlineare Wechselwirkungen zwischen hydrostatischem Widerstand und Wellenwiderstand zum großen Teil eliminiert.

Der hydrostatische Widerstand ergibt sich somit zu:

$$W_{DH} = \frac{1}{2L} \int_{x_1}^{x_2} p_{sh}(x) \frac{\partial h}{\partial x} dx \quad (3.18)$$

Er entspricht dem 'thermal-anomaly form-drag' bei DEARDORFF et al. (1984).

3.5.3 Formwiderstand

Dieser ergibt sich als Residuum aus dem totalen Druckwiderstand W_D aus (3.6), W_{DW} aus (3.14) und W_{DH} aus (3.18):

$$W_{DF} = W_D - W_{DW} - W_{DH} \quad (3.19)$$

Für den Spezialfall einer neutralen, nicht rotierenden Atmosphäre kann der Formwiderstand direkt berechnet werden, da dann die anderen Beiträge (W_{DW} und W_{DH}) zum totalen Druckwiderstand verschwinden.

4 Druckverteilung auf der Hindernisoberfläche

4.1 Analytische Betrachtungen

Bevor der Widerstand aus der mit der numerischen Simulation erhaltenen Druckverteilung berechnet wird, soll zuerst diese Druckverteilung dargestellt und analysiert werden. Die folgenden Unterkapitel werden zeigen, wie bei neutraler Schichtung die Druckverteilung aufgrund nichtlinearer Terme in den Navier-Stokes-Gleichungen und aufgrund der turbulenten Viskosität der Luft von der Lösung für die Potentialströmung abweicht. Diese analytischen Ergebnisse werden dann Modellsimulationen gegenübergestellt.

4.1.1 Theorie der dünnen Tragflächen

Für den idealen Fall, daß das strömende Medium nicht viskos ist, wird die Druckverteilung durch die Potentialströmung beschrieben. HOFF (1987) wendet für flache Hindernisse die Theorie der dünnen Tragflächen an. Das Hindernis wird hierbei durch die Quellfunktion $\sigma(\hat{x}, \hat{z})$ beschrieben.

$$\sigma(\hat{x}, \hat{z}) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f'(\hat{s}) \frac{\hat{x} - \hat{s}}{(\hat{x} - \hat{s})^2 + \hat{z}^2} d\hat{s} \quad (4.1)$$

mit $\hat{x} = x/L$, $Hf(\hat{x}) = h(\hat{x})$ und $\frac{H}{L}f'(\hat{x}) = \frac{\partial h}{\partial x}(x)$. Für die Oberfläche des Hindernisses gilt $\sigma(\hat{x}, 0)$. Für bestimmte Hindernisformen kann σ analytisch angegeben werden. Zum Vergleich mit den sinusförmigen Hindernissen in den numerischen Simulationen wird σ hier numerisch bestimmt. Die Druckverteilung folgt linearisiert aus der Störung des Geschwindigkeitsfeldes mithilfe der Bernoulli-Gleichung:

$$c_p(\hat{x}) = -2 \frac{H}{L} \sigma(\hat{x}, 0) \quad (4.2)$$

Die Potentialströmung bewirkt keinen Druckwiderstand, da sie reibungsfrei ist. Es interessiert im folgenden, wie der wahre (beobachtete, berechnete, simulierte) Druckverlauf vom idealen (der Potentialströmung) abweicht, damit ein Druckwiderstand auftritt. Abb. 13 zeigt hierfür Beispiele aus der numerischen Simulation. Je stärker die Reibung ist, desto stärker wird die Abweichung. Der Widerstand wird hervorgerufen durch die turbulente Viskosität der Luft und die Bodenreibung. Reibung erzeugt turbulente kinetische Energie, die der mittleren

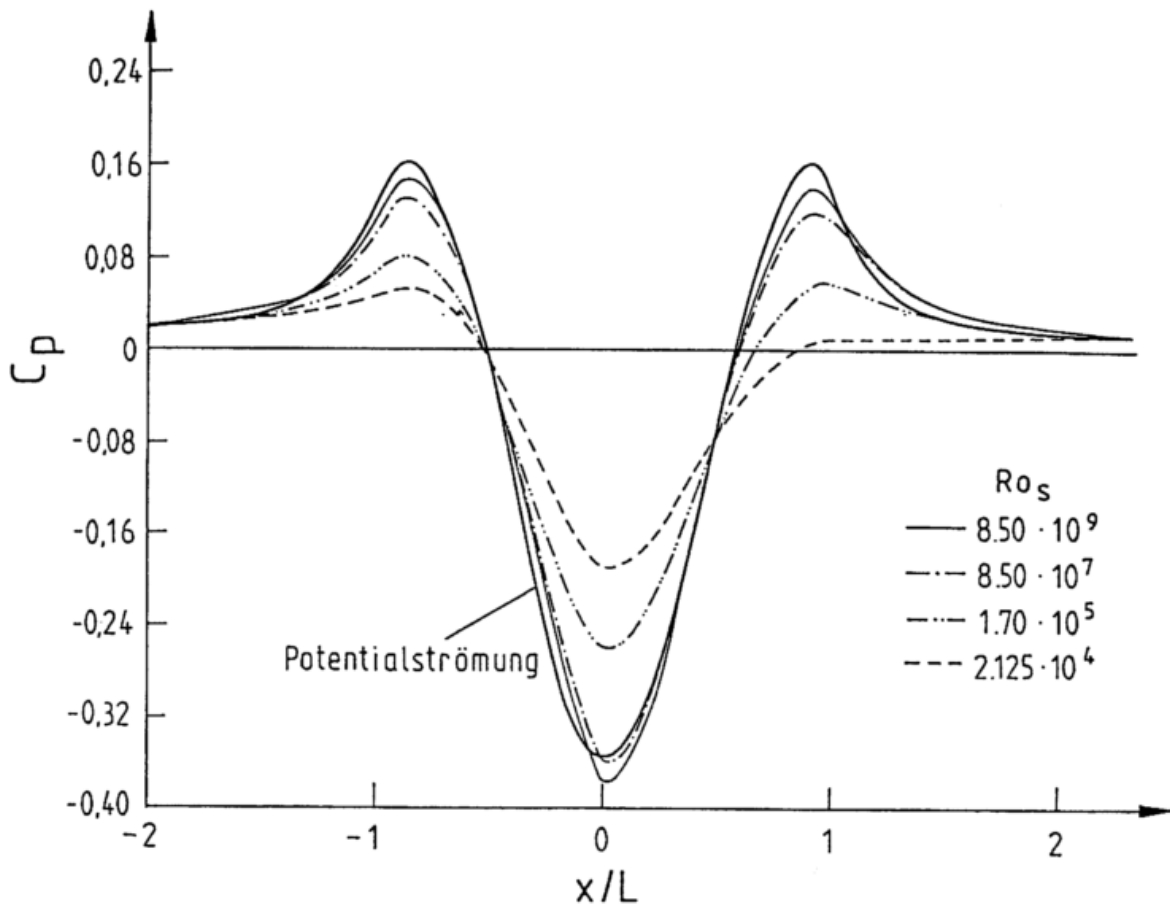


Abbildung 13: Abweichung der Druckverteilung über einem Hindernis von der Lösung für die Potentialströmung als Funktion der Bodenrauigkeit z_0 .

Strömung verloren geht. Die turbulente kinetische Energie wird hauptsächlich im Lee des Hindernisses erzeugt. Deshalb wird hier die Strömung am meisten verzögert und es kann zur Ablösung der Strömung kommen.

$$u(\hat{x}) = u_{\text{pot}}(\hat{x}) - \alpha \sqrt{u_i'^2(\hat{x})} \quad (4.3)$$

Gleichzeitig wird der Druck auf den Untergrund in Gebieten mit Turbulenz aufgrund der entstehenden Normalspannungen verringert. Es gilt (siehe auch PRANDTL et al., 1984, S. 195):

$$p(\hat{x}) = p_0(\hat{x}) - \overline{\rho w'^2}(\hat{x}) \quad (4.4)$$

wobei p_0 der Druck am Rande der Turbulenzzone ist (näherungsweise der Druck der Potentialströmung). Eine Reduktion des Drucks auf der Leeseite ($f'(\hat{x}) < 0$, $p'(\hat{x}) < 0$) eines Hindernisses trägt positiv zum Druckwiderstand bei.

Da auch die Anströmung eines Hindernisses in der atmosphärischen Grenzschicht turbulent ist, gehört zu p_0 in (4.4) eine ungestörte Turbulenz mit einem $w_0'^2$. w'^2 in (4.4) ist dann als Abweichung von dieser ungestörten Turbulenz zu verstehen.

Auf der Luv-Seite des Hindernisses wird eine vertikale Konvergenz der Strömung erzwungen, die die Ausbildung von Turbulenz hemmt. w'^2 sollte hier negativ sein. Auf der Lee-Seite ist die Strömung vertikal divergent und w'^2 positiv. Damit sollte die Form der reibungsbedingten Druckstörung $p(\hat{x}) - p_0(\hat{x}) = p_r(\hat{x})$ sein:

$$p_r(\hat{x}) \propto h'(\hat{x}) \quad (4.5)$$

Aus (4.5) und (3.6) folgt dann:

$$C_W \propto \frac{H^2}{2L^2} \int_{-\infty}^{\infty} f'^2(\hat{x}) d\hat{x} \quad (4.6)$$

Der Druckwiderstand ist hiernach proportional zum Quadrat der Neigung der Hindernisflanke.

4.1.2 Asymptotische linearisierte Lösung der Bewegungsgleichungen

Abb. 14 zeigt die Differenz zwischen Potentialströmungslösung und wahren Druckverlauf für einen Spezialfall ($H/L = 0,2$, $z_0 = 0,00001$ m) mit nahezu vernachlässigbarer Bodenreibung. Wir sehen eine Doppelschwingung der Druckkurve. Die folgende analytische Betrachtung soll dieses Phänomen erklären. Wir werden zeigen, daß die Doppelschwingung auf die nichtlinearen Terme in den Navier-Stokes-Gleichungen zurückzuführen ist, während die Asymmetrie dieser Druckverteilung zu $\hat{x} = 0$ aus der turbulenten Viskosität des strömenden Mediums resultiert. Die Bodenreibung geht in diese analytische Betrachtung nicht ein. Das Strömungsfeld wird also nur durch die Gegenwart des Hindernisses deformiert (siehe Kapitel 3.4.1 nach Gleichung (3.9)), nicht durch die Haftbedingung am Boden.

SYKES (1980) stellt ein analytisches asymptotisches Verfahren zur Berechnung der Wind- und Druckfelder über flachen Hügeln vor. Er entwickelt die Geschwindigkeits- und Druckfelder in Reihen nach einer kleinen Größe ε ($\varepsilon \sim c_g$, Neigung des Hindernisses $o(\varepsilon^{\frac{1}{2}})$) und betrachtet die Bewegungsgleichungen für die einzelnen Ordnungen. Erst bei Termen der Ordnung $\varepsilon^{\frac{5}{2}}$ findet er (bei Schließung 2. Ordnung für die turbulenten Flüsse) einen Beitrag von Reibungsgliedern zum Druckfeld, die zu einem Druckwiderstand führen. Seine Druckstörung der Ordnung $\varepsilon^{\frac{5}{2}}$ ist:

$$p_5(\hat{x}) = c \frac{H}{L} f'(\hat{x}) \quad (4.7)$$

wobei die Konstante c von den Parametern der Schließung 2. Ordnung abhängt. Damit ergibt sich der Druckwiderstand genau so wie aus (4.6). In diesem Abschnitt soll der Ansatz von SYKES (1980) in einer vereinfachten Form ausgeführt werden und die Stördruckverteilungen der einzelnen Ordnungen ($\varepsilon^{\frac{n}{2}}$)

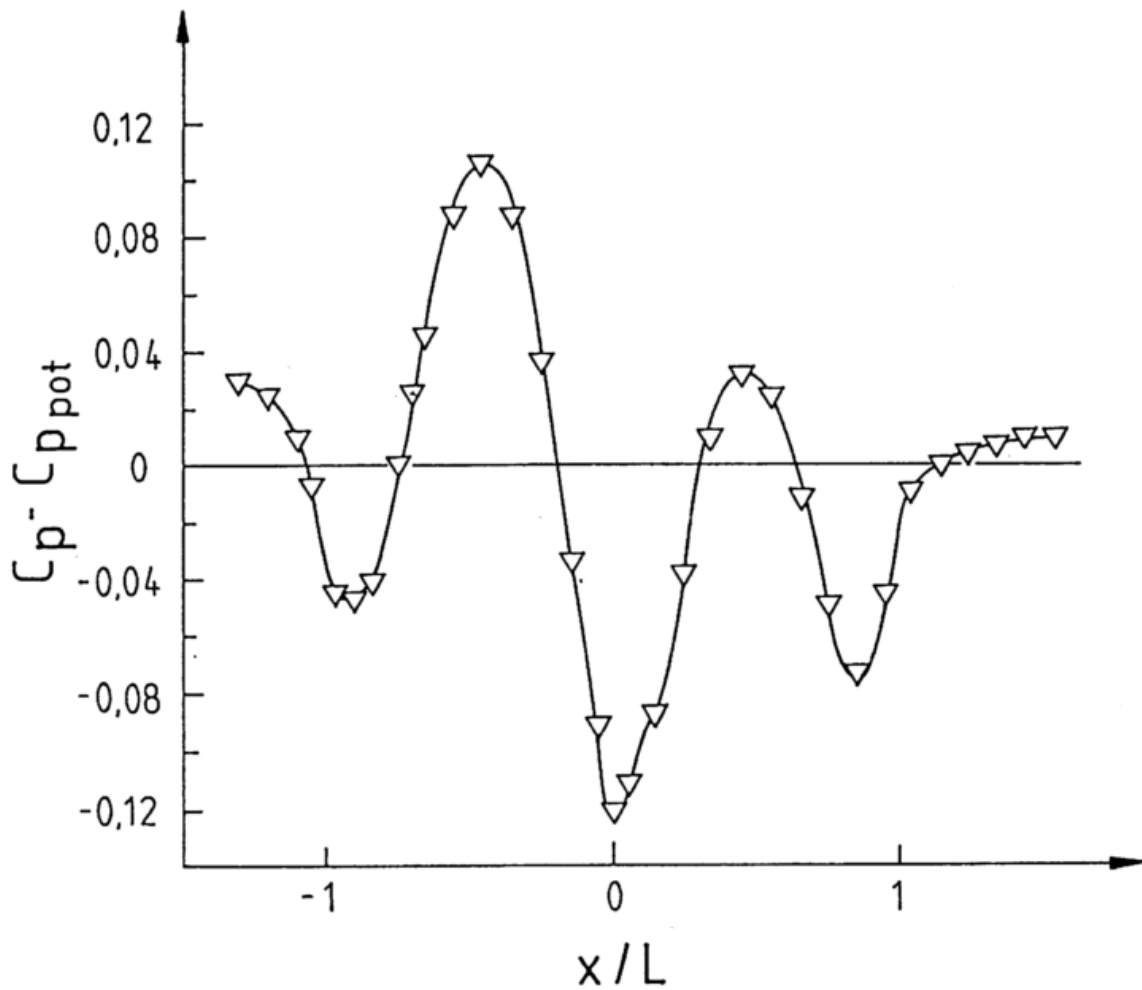


Abbildung 14: Differenz zwischen Potentialströmungslösung und Druckverlauf für $z_0 = 0,00001$ m und $H/L = 0,2$

berechnet werden. Es werden die stationären, reibungsbehafteten, zweidimensionalen Bewegungsgleichungen für die äußere Schicht ohne Haftbedingung am Boden ($u(z) = \text{const.}$) betrachtet:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} = 0 \quad (4.8a)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{w'w'}}{\partial z} = 0 \quad (4.8b)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.8c)$$

u , w , p und $\overline{u'_i u'_j}$ werden in Reihen nach $\varepsilon^{\frac{1}{2}}$ (=Hindernisneigung) entwickelt:

$$\hat{u} = \frac{u}{u_\infty} = 1 + \varepsilon^{\frac{1}{2}} u_1 + \varepsilon^{\frac{2}{2}} u_2 + \varepsilon^{\frac{3}{2}} u_3 + \dots \quad (4.9a)$$

$$\hat{w} = \frac{w}{w_\infty} = 0 + \varepsilon^{\frac{1}{2}} w_1 + \varepsilon^{\frac{2}{2}} w_2 + \varepsilon^{\frac{3}{2}} w_3 + \dots \quad (4.9b)$$

$$\hat{p} = \frac{p}{\rho u_\infty^2} = \varepsilon^{\frac{1}{2}} p_1 + \varepsilon^{\frac{2}{2}} p_2 + \varepsilon^{\frac{3}{2}} p_3 + \dots \quad (4.9c)$$

$$\hat{\tau}_{ij} = -\frac{\overline{u'_i u'_j}}{u_\infty^2} = \varepsilon^{\frac{4}{2}} A_{ij} + \varepsilon^{\frac{5}{2}} \tau_{ij}^{(1)} + \varepsilon^{\frac{6}{2}} \tau_{ij}^{(2)} + \dots \quad (4.9d)$$

wobei A_{ij} die Turbulenz in der ungestörten Anströmung beschreibt und p die Abweichung vom statischen Druck.

Einsetzen von (4.9) in (4.8) liefert z.B. für den ersten Term auf der linken Seite von (4.8a) nach Entdimensionierung:

$$\hat{u} \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} = \varepsilon^{\frac{1}{2}} \frac{\partial u_1}{\partial x} + \varepsilon^{\frac{2}{2}} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} \right) + \varepsilon^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\partial u_3}{\partial x} + u_1 \frac{\partial u_2}{\partial x} + u_2 \frac{\partial u_1}{\partial x} \right) + \dots \quad (4.10)$$

Jetzt kann man die Bewegungsgleichungen für die verschiedenen Ordnungen hinschreiben.

Ordnung 1 liefert die ungestörte Grundströmung:

$$u = u_\infty \quad (4.11a)$$

$$w = 0 \quad (4.11b)$$

$$p = 0 \quad (4.11c)$$

Die nächste Ordnung ($\varepsilon^{\frac{1}{2}}$) liefert:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial p_1}{\partial x} = 0 \quad (4.12a)$$

$$\frac{\partial w_1}{\partial x} + \frac{\partial p_1}{\partial z} = 0 \quad (4.12b)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial w_1}{\partial z} = 0 \quad (4.12c)$$

Hieraus folgt eine Poissongleichung für den Druck

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial z^2} = 0 \quad (4.13)$$

Um (4.13) zu lösen, müssen Randwerte für p_1 gegeben werden. In großer Entfernung vom Hindernis soll die Störung auf Null abgeklungen sein, also:

$$p_1(-\infty, z) = p_1(\infty, z) = p_1(x, \infty) = 0 \quad (4.14)$$

Am Unterrand gilt (4.12b). Hier muß jetzt über $w_1(x, 0)$ die Hindernisform in das Gleichungssystem eingehen. Die Störung der Ordnung $\varepsilon^{\frac{1}{2}}$ am Boden für w ist:

$$w_1(x, 0) = f'(x) \quad (4.15)$$

und damit ist:

$$\frac{\partial p_1}{\partial z}(x, 0) = f'' \quad (4.16)$$

Mit (4.14) und (4.16) ist p_1 oder dessen Gradient an allen Rändern des Integrationsgebiets bekannt und kann numerisch aus (4.13) bestimmt werden. Es ist dann:

$$u_1(x, z) = -p_1(x, z) \quad (4.17)$$

wie in der Lösung für die Potentialströmung. w_1 kann aus der Integration von (4.12c) erhalten werden.

Für die Ordnung $\varepsilon^{\frac{3}{2}}$ erhält man:

$$\frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial p_2}{\partial x} = -u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} - w_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} \quad (4.18a)$$

$$\frac{\partial w_2}{\partial x} + \frac{\partial p_2}{\partial z} = -u_1 \frac{\partial w_1}{\partial x} - w_1 \frac{\partial w_1}{\partial z} \quad (4.18b)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial w_2}{\partial z} = 0 \quad (4.18c)$$

Für p_2 folgt wieder eine Poisson-Gleichung:

$$\frac{\partial^2 p_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_2}{\partial z^2} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + w_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(u_1 \frac{\partial w_1}{\partial x} + w_1 \frac{\partial w_1}{\partial z} \right) \quad (4.19)$$

Unter Benutzung von (4.12) läßt sich dies vereinfachen zu:

$$\frac{\partial^2 p_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_2}{\partial z^2} = -2 \left(\left(\frac{\partial p_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial p_1}{\partial z} \right)^2 \right) \quad (4.20)$$

Randbedingungen für p_2 sind:

$$p_2(-\infty, z) = p_2(\infty, z) = p_2(x, \infty) = 0 \quad (4.21a)$$

$$\frac{\partial p_2}{\partial z}(x, 0) = \frac{\partial}{\partial x} \left(u_1(x, 0) f'(x) \right) - u_1 \frac{\partial w_1}{\partial x} - w_1 \frac{\partial w_1}{\partial z} \quad (4.21b)$$

und für w_2 :

$$w_2(x, 0) = u_1(x, 0) f'(x) \quad (4.22)$$

Nach Lösung von (4.20) erhält man $u_2(x, z)$ aus (4.18a) und $w_2(x, z)$ aus (4.18c).

So kann man den Stördruck für jede Ordnung $\varepsilon^{\frac{n}{2}}$ sukzessive bestimmen. Das Hindernis wird durch die Vorgabe der Vertikalgeschwindigkeit am Unterrand simuliert, das Integrationsgebiet bleibt rechteckig.

Für die Ordnung $\varepsilon^{\frac{5}{2}}$ folgt schließlich:

$$\frac{\partial u_5}{\partial x} + \frac{\partial p_5}{\partial x} = -\frac{\partial \tau_{11}^{(1)}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{12}^{(1)}}{\partial z} - N_x \quad (4.23a)$$

$$\frac{\partial w_5}{\partial x} + \frac{\partial p_5}{\partial z} = -\frac{\partial \tau_{12}^{(1)}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{22}^{(1)}}{\partial z} - N_y \quad (4.23b)$$

$$\frac{\partial u_5}{\partial x} + \frac{\partial w_5}{\partial z} = 0 \quad (4.23c)$$

N_x und N_y bezeichnen die bekannten Glieder zusammengesetzt aus u_1 bis u_4 und w_1 und w_4 . $\tau_{ij}^{(1)}$ muß aus einer Schließung bestimmt werden. SYKES (1980) verwendet eine Schließung 2. Ordnung und erhält für z gegen 0:

$$\tau_{11}^{(1)} = -2.85u_1 - 1.60w_1 \quad (4.24a)$$

$$\tau_{22}^{(1)} = .49u_1 - 1.60w_1 \quad (4.24b)$$

$$\tau_{12}^{(1)} = -3.36w_1 \quad (4.24c)$$

Mit den zu (4.21) und (4.22) analögen Randbedingungen kann wiederum p_5 bestimmt werden.

Abb. 15a zeigt $p_2 + p_3 + p_4$ (Diskussion in 4.2.1). Für p_5 wurden 2 Spezialfälle betrachtet: a) $\tau_{ij}^{(1)} = 0$ und hier dargestellt b) $N_x = N_y = 0$ (Abb. 15b). Der Fall a) entspricht einer reibungsfreien Strömung und liefert für p_5 ebenso wie die niedrigeren Ordnungen eine zum Hügelkamm symmetrische Lösung, sodaß der resultierende Druckwiderstand Null bleibt.

Der Fall b) entspricht einem Dominieren der Reibung, lediglich in die untere Randbedingung für w_5 gehen die Lösungen der niedrigeren Ordnungen 1 bis 4 ein. Die resultierende Druckverteilung für p_5 ähnelt dann der Kurve für $h'(x)$, sie ist etwas nach rechts phasenverschoben und der Absolutwert des Maximums ist ca. 50% größer als der Absolutwert des Minimums. Das entspricht den Überlegungen zu (4.5). Der Druckwiderstand hängt somit wieder quadratisch von der Hindernisneigung ab.

Nur p_5 trägt zum Druckwiderstand bei. Da der p_5 -Anteil mit zunehmendem z_0 wächst, nimmt auch der Widerstandsbeiwert des Hügels C_W mit steigendem z_0 zu.

4.2 Numerische Simulationen mit KAMM2D

4.2.1 Vergleich zur asymptotischen Lösung der Bewegungsgleichungen

Mit den vorstehenden Überlegungen und Ergebnissen können nun die mit dem numerischen Modell erhaltenen Druckverteilungen an Hindernissen erklärt und diskutiert werden. Für kleine Hügel mit kleinem z_0 sollte das Ergebnis der Potentialströmung ähneln. Für steilere Hügel mit kleinem z_0 sollten die Einflüsse der nichtlinearen Glieder in den Bewegungsgleichungen sichtbar werden (Abb. 14), während für größere z_0 der Reibungseinfluß hervortreten sollte.

Ausgewertet werden die Druck- und Windverteilungen in der ersten Rechenfläche oberhalb von z_0 (für eine Modellhöhe von 8000 m ist dies in ungefähr 15 m Höhe, die halbe Breite L des Hindernisses beträgt für die hier gezeigten Beispiele 2000 m). Diese Fläche liegt weit genug vom Unterrand entfernt, um mit den Ergebnissen der asymptotischen Lösung aus dem vorhergehenden Abschnitt verglichen zu werden. Variiert werden die Hindernishöhe h und z_0 .

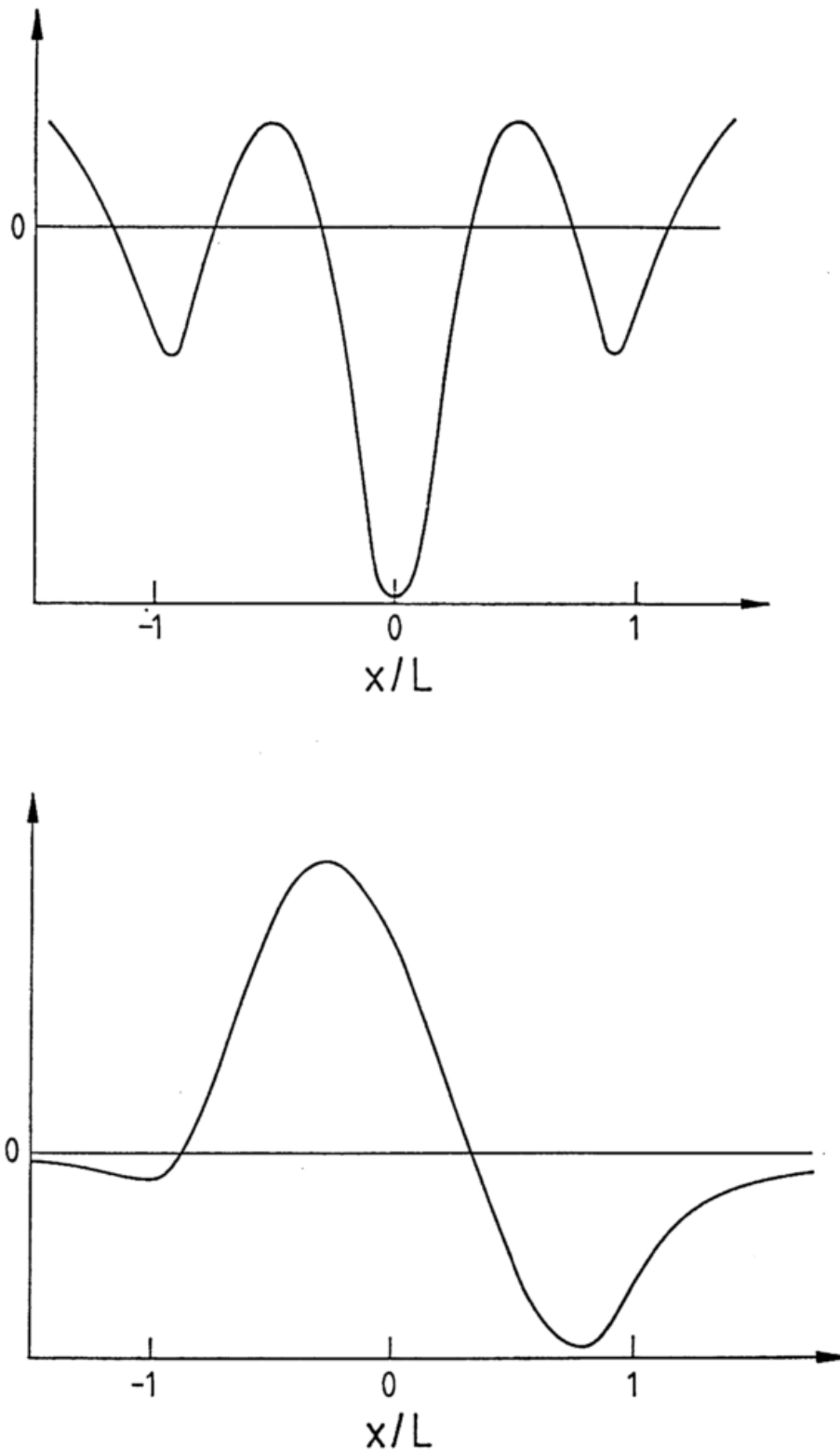


Abbildung 15: a) (Oben) Analytische Lösung für $p_2 + p_3 + p_4$, b) (unten) Analytische Lösung für p_5 mit Reibung (siehe Text)

Es ergibt sich aus den numerischen Simulationen, daß der Einfluß der Potentialströmung überwiegt. Für kleine h/L und kleine z_0 nähert sich die erhaltene Druckverteilung $c_p(\hat{x})$ der von Gleichung (4.2) beschriebenen Funktion (Abb. 13).

Um die Auswirkungen der nichtlinearen Terme und der Reibung sichtbar zu machen, wird von den erhaltenen Druckverteilungen $-2\frac{H}{L}\sigma(\hat{x}, 0)$ subtrahiert ($\hat{=} p_1$). Für z_0 gegen Null ($z_0 = 10^{-5}m$, Abb. 14) wird dann eine Struktur in der Druckverteilung sichtbar, die sehr stark der ähnelt, die man erhält, wenn man p_2 bis p_4 addiert (Abb. 15a). Da bis zur 4. Ordnung noch keine Reibungsterme in die Gleichungen eingehen, ist diese Struktur nur auf die Effekte der nichtlinearen Terme $u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$ zurückzuführen. Die Druckstörung $p_2 + p_3 + p_4$ ist symmetrisch zur Hügelmitte und ruft keinen Druckwiderstand hervor. Die Abweichung des numerischen Ergebnisses von der symmetrischen Struktur ist auf den verbliebenen Reibungseinfluß zurückzuführen, der die Form von p_5 (Abb. 15b) hat, aufgrund des kleinen z_0 aber hier gering ist.

Für große z_0 ($z_0 = 4m$) ist der Potentialströmungsanteil aufgrund der geringeren Anströmung in der reibungsbehafteten Grenzschicht an der Druckverteilung geringer. Die verbleibenden Kurven zeigen wieder den Einfluß der nichtlinearen Effekte in derselben Größe wie vorher, der zusätzliche Einfluß von p_5 ist jetzt aber größer, wie man an der deutlichen Asymmetrie der Kurven erkennt (Abb. 13).

Abb. 16 zeigt die Druckverteilung über einem Hochwasserschutzdamm an der Murg. Dargestellt sind hier einmal der Druck, wie er sich bei einer Potentialströmung einstellen würde ($c_{p_{pot}}, c_p = p_s(x)/(1/2\rho u^2(H))$), und wie er sich aus der numerischen Simulation mit dem in Anhang A beschriebenen Modell ergibt. Die Bedeutung der Turbulenzparametrisierung für die Simulation der Dammüberströmung und ein Vergleich zu den Meßdaten findet sich im Anhang B. Die Form des Damms (Höhe $H = 3,46$ m, Breite L ca. 11 m) ist angedeutet, die Dammkrone ist durch ein kleines Plateau charakterisiert. Die Differenz zwischen den beiden Druckverteilungen ist schraffiert. Wieder findet sich, daß das Minimum in der numerischen Simulation niedriger liegt als bei der Potentialströmungslösung, während über den Hindernisflanken (insbesondere auf der Luv-Seite) der Druck aus der numerischen Lösung über dem aus der Potentialströmung liegt. Man erkennt also auch hier den Einfluß der nichtlinearen Terme in den Navier-Stokes-Gleichungen, die keinen Widerstand hervorrufen (Abb. 15a) und den Einfluß der turbulenten Viskosität der Luft (Abb. 15b) und der Bodenreibung, die die Abweichungen zur Potentialströmung bewirken. Zu bemerken ist in beiden gezeigten Druckverteilungen noch das sekundäre Druckminimum an der hinteren Kante der Dammkrone.

Die Anströmgeschwindigkeit in der Höhe $h+z_0 = 3,51m$ beträgt ca. $4,55m s^{-1}$ und somit der Staudruck $12,939Pa$. Eine Strömungsablösung stellt sich im Modell erst andeutungsweise ein. Die mit dem Staudruck in Hindernishöhe normierte Druckverteilung $c_p(\hat{x})$ stimmt gut mit der Potentialströmung aus (4.2) überein. $\sigma(\hat{x}, 0)$ ist numerisch aus der Dammform bestimmt worden. Aufgrund dieser Druckverteilung stellt sich am Dammein Druckwiderstand pro Längen-

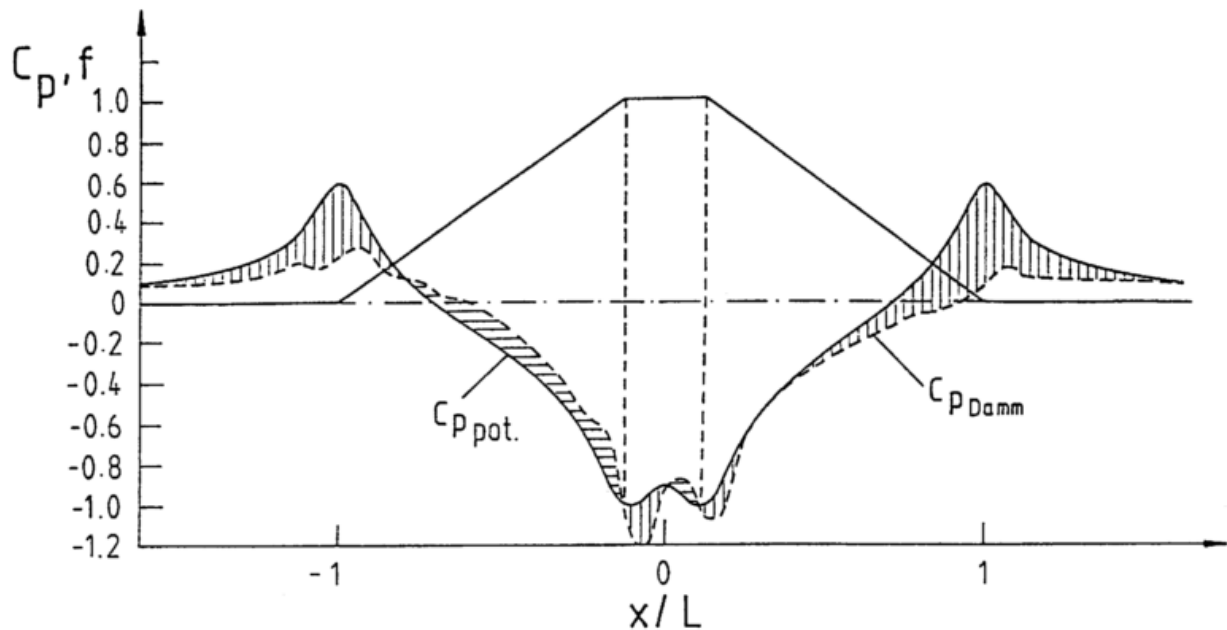


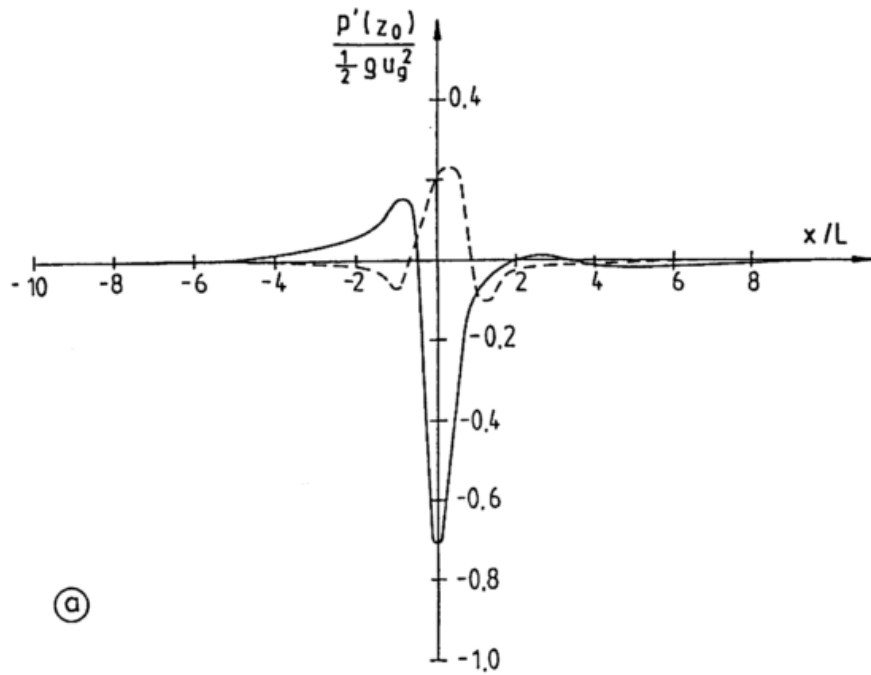
Abbildung 16: Mit dem Staudruck in Höhe der Dammkrone normierte Druckverteilung über einem Hochwasserschutzdamm. Das Profil des Damms (mit einem Plateau als Dammkrone) ist angegeben. Durchgezogen: Potentialströmung, gestrichelt: numerische Simulation. Die Differenz zwischen beiden Druckverteilungen ist schraffiert.

einheit von ca. $0,35 Pa$ ein ($C_W \sim .03$).

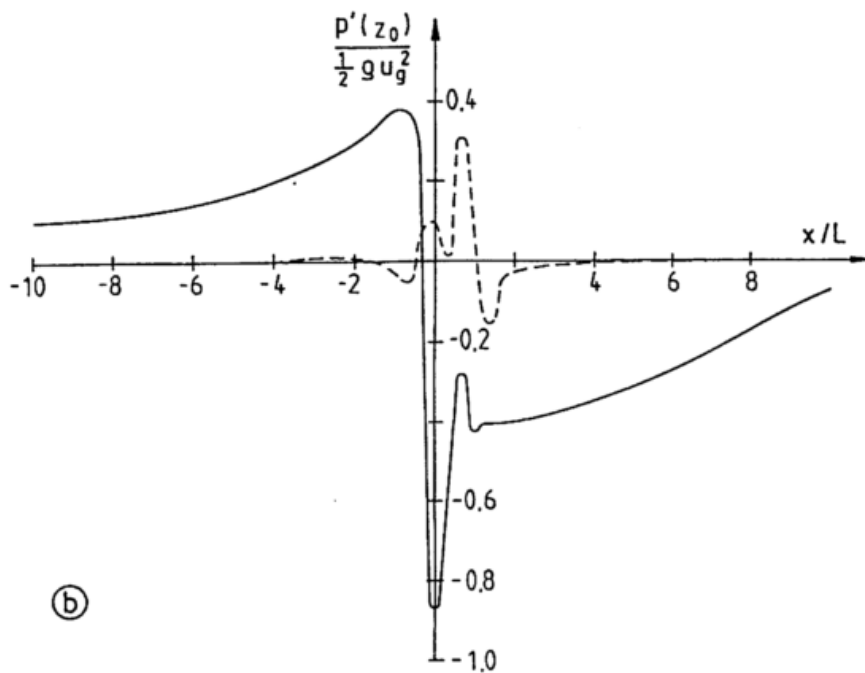
4.2.2 Unterschiede zwischen Bergen und Tälern

Die betrachteten Hindernisse sind nicht nur Berge sondern auch Täler. Abb. 17 zeigt typische Druckverläufe an Einzelbergen und -tälern ohne und mit Strömungsablösung. In Abb. 17a hat sich noch keine vollständige Strömungsablösung ausgebildet, H/L war hier $0,37$. Man erkennt, daß der Druckverlauf der Potentialströmungslösung noch recht ähnlich ist, ihm aber ein deutlicher Reibungseinfluß (Abb. 15b) überlagert ist. Für das Tal mit den gleichen geometrischen Ausmaßen ist der Druckverlauf invers zu dem über dem Berg und die Amplitude ist nur ca. $1/3$ der am Berg. Die verringerte Amplitude wird sich auch im Druckwiderstand bemerkbar machen, der in diesem Fall für das Tal nur $34,5\%$ von dem des Berges beträgt.

In Abb. 17b ist $H/L = 1,0$, hinter dem Berg findet Strömungsablösung statt, und in dem Tal hat sich eine Rotorströmung eingestellt. Charakteristisch bei den beiden Druckkurven hier ist die Druckspitze im Lee bei ca. $x/L = 0,8$, die die Strömungsablösung anzeigt. Weiterhin sieht man, daß jetzt die Wirkung



a)



b)

Abbildung 17: Druckverlauf über einem Berg (ausgezogen) und über einem Tal (gestrichelt) für a) $H/L = 0,37$ und b) $H/L = 1,0$. L ist die halbe Breite der Hindernisse.

des Berges weit stromab reicht, die Druckstörung ist bis über $x/L = 10$ hinaus negativ. Dagegen bleibt die Wirkung des Tales ebenso eng begrenzt, wie in Abb. 17a.

Die Wirkung der Strömungsablösung ist bei Berg und Tal entgegengesetzt. Während beim Berg durch den Nachlauf das effektive Volumen, welches die Strömung überqueren muß, vergrößert wird, verhindert die Rotorströmung im Tal ein weiteres Eindringen der Hauptströmung. Entsprechend drastisch wird der Unterschied im Druckwiderstand: Der Widerstand des Tales ist nur noch 17,3% von dem des Berges.

4.3 Gegenseitige Beeinflussung mehrerer Hindernisse

Die begrenzte Wirkung eines Tales ins Lee hinein wird auch deutlich, wenn man mehrere Hindernisse in der Strömung betrachtet. In Abb. 18 sind für $H/L = 0,6$ die Druckverläufe für jeweils 2 Berge und 2 Täler dargestellt, die sich jeweils im Abstand $D = 2L$ und $D = 6L$ befinden. Die Anströmung ist von links. Während sich der Druckverlauf am ersten Hindernis nur wenig von dem in Abb. 17b unterscheidet (die Werte für H/L stimmen nicht ganz überein, in beiden Fällen ist aber voll ausgebildete Strömungsablösung zu beobachten), ist die Amplitude des Druckverlaufs bei den beiden Bergen am zweiten Hindernis deutlich reduziert und hängt auch noch vom Abstand der beiden Berge ab. Bei den beiden Tälern wird dagegen der Druckverlauf am zweiten Hindernis nur wenig durch das erste Hindernis beeinflusst. Die Größe des Abstands spielt hier keine Rolle.

Im Nachlauf eines Hindernisses ist der Impulshaushalt gegenüber der ungestörten Anströmung verändert. Der Staudruck auf ein weiteres Hindernis, das sich hier befindet, ist in der Regel verringert. Länge und Struktur des Nachlaufs sind eine Funktion von Höhe und Form des ihn erzeugenden Hindernisses. Die genaue Ausdehnung des Nachlaufs und die genaue Struktur der Strömung im Nachlauf sind bisher noch nicht zufriedenstellend theoretisch beschrieben worden (HUNT und SIMPSON, 1982; RAU et al., 1985).

Die Länge einer Ablöseblase im Lee eines Hindernisses wird mit ungefähr dem 10-fachen der Höhe des Hindernisses angegeben (HUNT und SIMPSON, 1982; für eine zurückspringende Stufe findet TROPEA (1982) mehr oder weniger denselben Wert, der aber noch von der Reynoldszahl und dem Expansionsverhältnis abhängt). Nach dem Wiederanlegepunkt folgt eine Nachlaufströmung ähnlich der direkt hinter einem Hindernis ohne Strömungsablösung. Für die Länge dieses Nachlaufgebiets nennen RAU et al. (1985) in ihrer Literaturübersicht Werte vom 40- bis 50-fachen der Hindernishöhe¹.

Die veränderte Anströmung auf ein weiteres Hindernis im Lee eines Hindernisses muß die Ursache für den geringeren Widerstand am zweiten Hindernis sein. Insgesamt folgt, daß der Gesamtwiderstand eines Ensembles (erhabener) Hindernisse geringer ist als die Summe der Widerstände der Einzelhindernisse, wenn diese isoliert stehen würden.

¹Hier wurden undurchlässige Wände und durchlässige Zäune betrachtet.

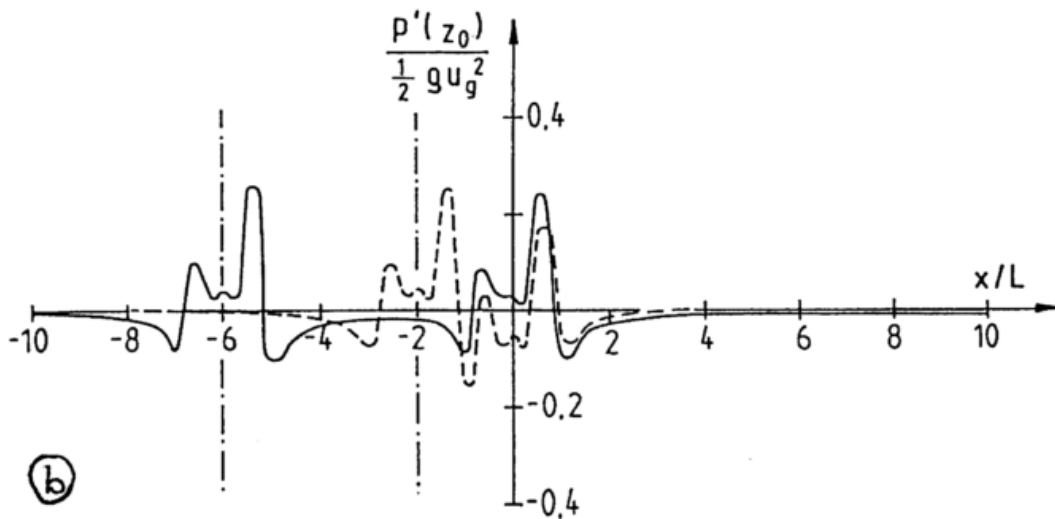
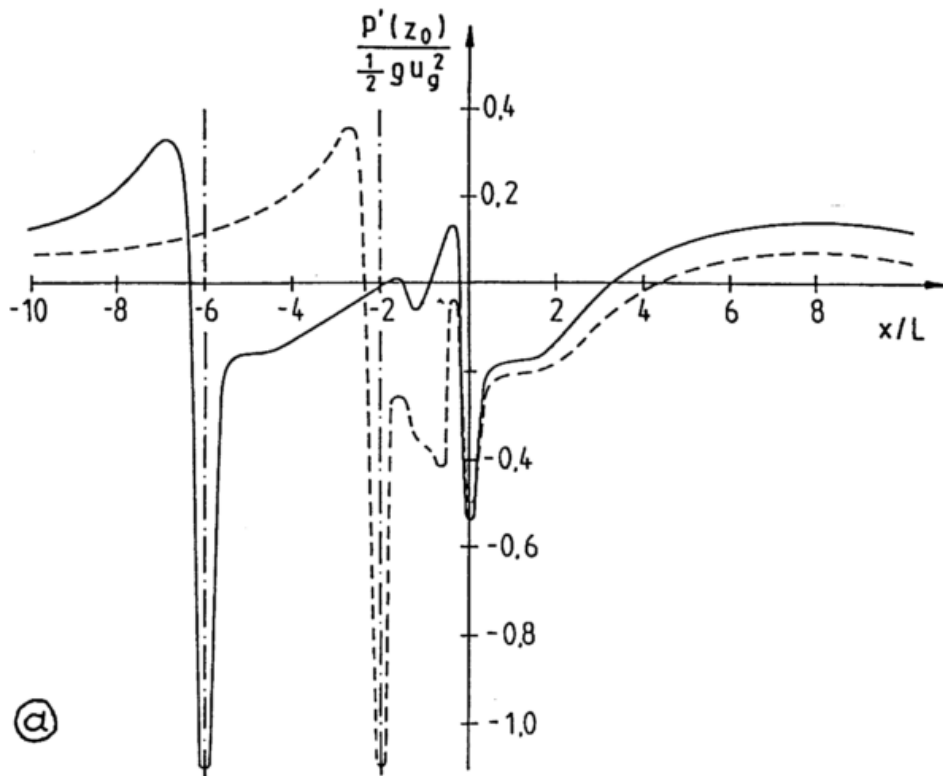


Abbildung 18: Druckverlauf über a) zwei Bergen und b) über zwei Tälern für $H/L = 0,6$. Ausgezogen: Abstand zwischen den beiden Hindernissen ist $D/2L = 3$, gestrichelt: Abstand ist $D/2L = 1$. L ist die halbe Breite der Hindernisse.

Ein Ansatz zur Beschreibung dieses reduzierten Gesamtwiderstands eines Hindernisensembles findet sich bei MORRIS (1955). Abb. 19 zeigt die drei dort definierten Strömungstypen: 'isolated-roughness flow', 'wake-interference flow' und 'quasi-smooth flow'. Beim ersten Typ ist der Gesamtdruckwiderstand gleich der Summe der Einzeldruckwiderstände, beim zweiten Typ ist der Gesamtwiderstand etwas geringer als die Summe der Einzelwiderstände, da sich das jeweils nächste Hindernis bereits im Nachlauf des vorhergehenden befindet. Beim dritten Typ ist die Strömung aus den Hinderniszwischenräumen herausgedrückt und 'sieht' eine nahezu glatte Oberfläche, an der nur noch geringe Druckwiderstände abfallen.

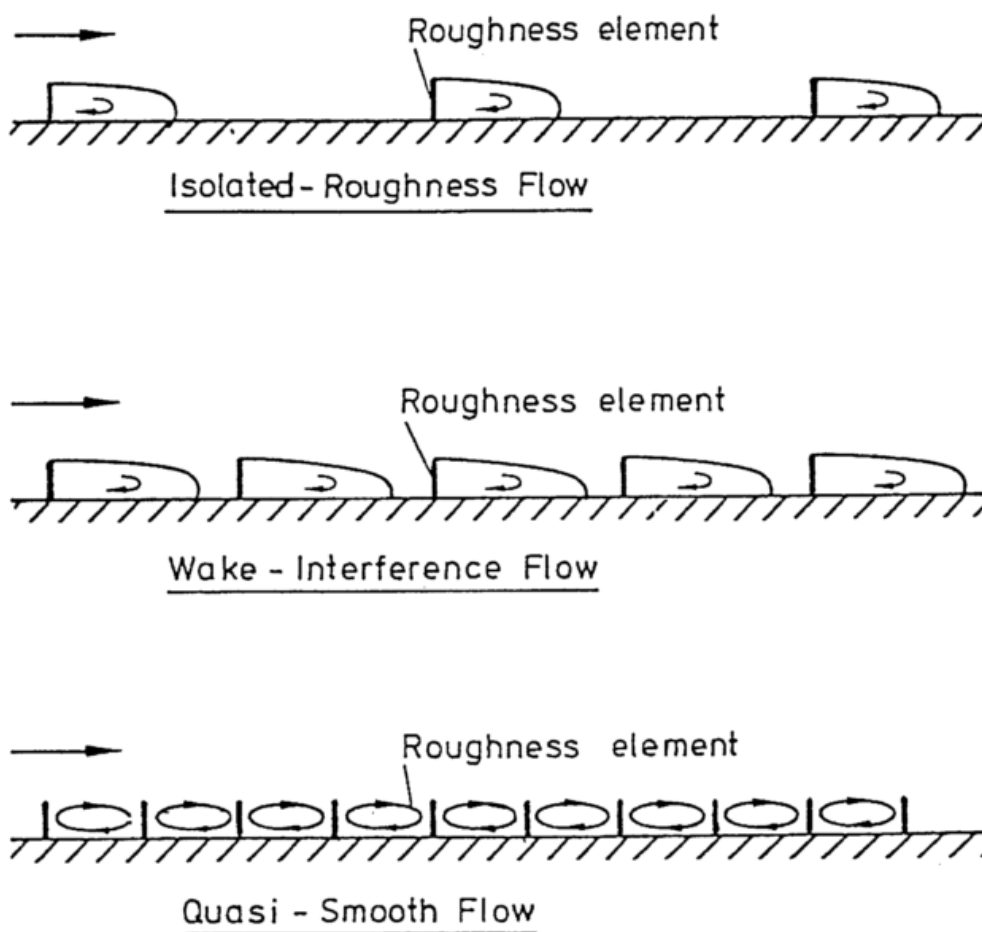


Abbildung 19: Die drei Strömungstypen nach MORRIS (1955)

Ein weiterer Ansatz, der den Gesamtwiderstand als Summe der Druckwiderstände der Rauigkeitselemente und des Reibungswiderstands der ebenen Flächen zwischen den Rauigkeitselementen beschreibt (WOODING et al., 1973; RANGA RAJU et al., 1981) gilt nur für relativ geringe Hindernisdichten,

da der Druckwiderstand der einzelnen Rauigkeitselemente als unabhängig von der Hindernisdichte angesetzt wird.

In den folgenden beiden Unterkapiteln sollen nun drei Ansätze zur quantitativen Beschreibung des Geschwindigkeitsfeldes im Lee von Hindernissen vorgestellt werden. Hieraus kann die Reduktion des Druckwiderstands an Einzelhindernissen in größeren Hindernisensembles analytisch abgeleitet werden. Der Vergleich mit numerischen Simulationen ist dann im Kap. 5 beschrieben.

4.3.1 Beschreibungen über die Diffusion von negativem Impuls

Ein sehr einfacher Ansatz stammt von JENSEN (1983), entwickelt um die horizontale Windgeschwindigkeit in einem größeren Ensemble von Windkraftanlagen zu ermitteln.² In diesem Ansatz verringert eine Windkraftanlage in einer Fläche mit dem Radius r_0 (= Fläche, die von den Windmühlenflügeln überstrichen wird) direkt hinter der Windkraftanlage die Windgeschwindigkeit u_0 um einen Faktor a . Es wird angenommen, daß sich der Nachlaufbereich linear mit der Entfernung ausdehnt, und dabei das Impulsdefizit (negativer Impuls) $\rho\pi r_0^2(u_0 - u_0(1 - a))$ im Nachlauf erhalten bleibt. Die Geschwindigkeit hinter der Anlage v_1 ist dann ($r = r_0 + \alpha x$ ist die lineare Ausdehnung des Radius' des Nachlaufs):

$$v_1 = u_0 \left(1 - a \left(\frac{r_0^2}{(r_0 + \alpha x)^2}\right)\right) \quad (4.25)$$

Für Windkraftanlagen ist $\alpha \simeq 0,1$ und $a \simeq 2/3$. Für viele Anlagen hintereinander konvergiert die N -malige Anwendung von (4.25) unter einigen Vereinfachungen gegen:

$$v_N = u_0 \left(1 - \frac{2y}{1 - y}\right) \quad \text{mit} \quad y = \frac{a}{2} \left(\frac{r_0^2}{(r_0 + \alpha D)^2}\right) \quad (4.26)$$

mit D = Abstand der Windkraftanlagen in denselben Einheiten wie r_0 . Eine numerische Lösung von N -mal (4.25) ohne Vereinfachungen führt zu niedrigeren Werten für v_N als (4.26). So erhält man für $a = 2/3$, $\alpha = 0,1$ und $r_0 = 10$ m für $D/r_0 = 5$ $v_N/u_0 = 0,06$ und für $D/r_0 = 10$ $v_N/u_0 = 0,37$. (4.26) liefert für die entsprechenden Werte 0,65 und 0,82. Die Vereinfachungen, die zu (4.26) geführt haben, implizieren einen zusätzlichen vertikalen Impulstransport in das Nachlaufgebiet hinein.

Ein ähnlicher Ansatz unter Benutzung einer Diffusionsgleichung findet sich in KAISER (1959), der die Strömung hinter Windschutzstreifen analytisch herzuleiten versucht. Seine Grundidee ist, daß die Gegenwart eines (erhabenen) Hindernisses zu einem Impulsverlust in der hindernissenkrechten Horizontalkomponente des Windes führt, der im Bereich des Nachlaufs allmählich wieder ausgeglichen wird, bis schließlich in einigem Abstand vom Hindernis die ursprüngliche

²Die genaue Kenntnis dieser Geschwindigkeit ist von großer Bedeutung für die Berechnung der Energieausbeute aus einem größeren Ensemble von Windkraftanlagen, da die horizontale Windgeschwindigkeit hier mit ihrer dritten Potenz eingeht.

ungestörte Grenzschichtströmung wieder hergestellt ist. Er beschreibt die Nachlaufströmung daher als eine zweidimensionale turbulente Grenzschichtströmung, in der die Diffusion von negativem Impuls, ausgesendet von einer (idealisierten) vertikal orientierten Linienquelle, dem Hindernis, stattfindet. Das Geschwindigkeitsfeld im Nachlauf setzt sich somit zusammen aus der Summe von ungestörter Grenzschichtströmung und dem in dieser Strömung diffundierenden negativen Impuls. Wenn hierbei die Ergiebigkeit der Impulsquelle $dQ = -C_W \cdot u^2 \cdot dz$ ist (dz ist ein Inkrement der Hindernishöhe H), so führt ein Einsetzen in die Diffusionsgleichung:

$$\chi(x, z) = \frac{Q}{\sqrt{4\pi K_z x \bar{u}}} \left(e^{-\frac{u(z-H)^2}{4\pi K_z x}} + e^{-\frac{u(z+H)^2}{4\pi K_z x}} \right) \quad (4.27)$$

mit χ als Konzentration der Beimengung 'negativer Impuls', \bar{u} einem höhenkonstanten mittleren Wind in der Anströmung und K_z als dem vertikalen Austauschkoeffizienten, mit anschließender vertikaler Integration über dz auf:

$$\chi(x, z) = -\frac{C_W \bar{u}}{2} \left(\Phi\left((z+H)\sqrt{\frac{\bar{u}}{4K_z x}}\right) - \Phi\left((z-H)\sqrt{\frac{\bar{u}}{4K_z x}}\right) \right) \quad (4.28)$$

mit dem Wahrscheinlichkeitsintegral:

$$\Phi(a) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^a e^{-t^2} dt \quad (4.29)$$

Die Nachlaufströmung $u_L(x, z)$ ist dann gleich $\bar{u} + \chi(x, z)$. Normierung mit der Anströmung führt auf (mit $\eta = z/H$ und $\xi = x/H$):

$$\frac{u_L}{\bar{u}}(\xi, \eta) = 1 - \frac{C_W}{2} \left(\Phi\left((\eta+1)\sqrt{\frac{Re_t^*}{4\xi}}\right) - \Phi\left((\eta-1)\sqrt{\frac{Re_t^*}{4\xi}}\right) \right) \quad (4.30)$$

Re_t^* ist $\bar{u} \cdot H / K_z$. Die Staudruckerniedrigung auf das nächste Hindernis, welches sich an der Stelle ξ befindet, ist somit:

$$\left(\frac{u_L}{\bar{u}}\right)^2(\xi, \eta) = \left(1 - \frac{C_W}{2} \left(\Phi\left((\eta+1)\sqrt{\frac{Re_t^*}{4\xi}}\right) - \Phi\left((\eta-1)\sqrt{\frac{Re_t^*}{4\xi}}\right) \right)\right)^2 \quad (4.31)$$

(4.31) gilt für poröse Hindernisse. Undurchlässige Hindernisse führen zu einer Verkürzung des Nachlaufs. Da ein undurchlässiges Hindernis zu einer Verstärkung der Geschwindigkeitsscherung hinter der Hindernisoberkante führt, wächst auch K_z an und Re_t^* wird kleiner. Ebenfalls über ein erhöhtes K_z führt auch eine erhöhte Bodenrauigkeit zu einer Verkürzung des Nachlaufs.

Abb. 20 zeigt (4.31) für $\eta = 1/2$, $K_z = 100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $\bar{u} = 10 \text{ m s}^{-1}$ und $H = 100 \text{ m}$. KAISER (1959) führt auch Rechnungen durch, in denen er auf das (unrealistische) höhenkonstante \bar{u} verzichtet und einen realistischeren Potenzansatz einführt. Dies führt zu erheblich komplizierteren Gleichungen, das Ergebnis ist aber nur für $\xi \leq 10$ merkbar von dem hier angeführten verschieden.

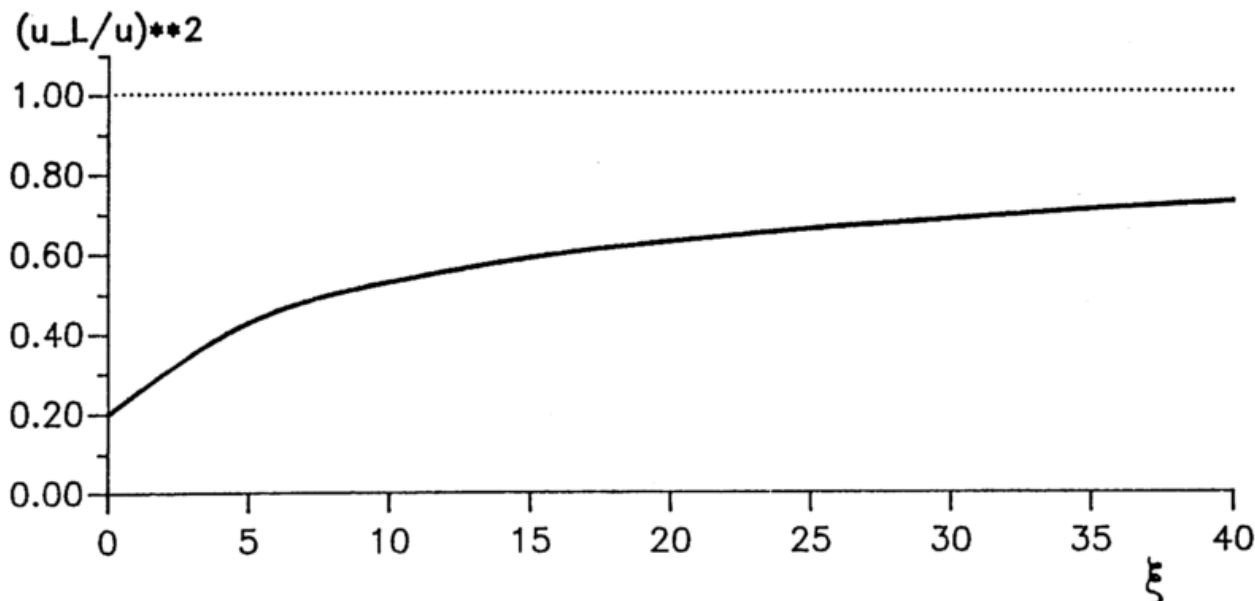


Abbildung 20: Verlauf des mit der ungestörten Anströmung normierten Staudrucks im Nachlauf eines Hindernisses der Höhe H als Funktion von ξ ($= x/H$) für η ($= z/H$) = 1/2.

4.3.2 Beschreibung über die Balance von vertikalem Impulstransport und horizontalem Impulsverlust

Einen weiteren Ansatz, um die Anströmung auf eine Windkraftanlage in einem größeren Ensemble von solchen Anlagen zu bestimmen hat FRANDSEN (1992) vorgeschlagen. Er geht davon aus, daß sich in einer größeren Windkraftanlage im Inneren eine Gleichgewichtsgeschwindigkeit einstellt. Dieses Gleichgewicht ist bestimmt durch die Balance von Verlust von horizontalem Impuls durch die Windkraftanlagen und Nachschub von Impuls durch vertikalen turbulenten Transport von Horizontalimpuls.

Vereinfacht kann sein Modell folgendermaßen dargestellt werden (EMEIS und FRANDSEN, 1993): Es sei u_h die Windgeschwindigkeit in Höhe der Windturbinen und c_t der (als bekannt vorausgesetzte) Widerstandsbeiwert der Turbinen, dann ist $c_t \cdot u_h^2$ der Verlust an Horizontalimpuls der Strömung durch die Windkraftanlagen. Es sei weiterhin u_0 die ungestörte Strömung weit oberhalb der Turbinen ($u_h \leq u_0$) und $K_z = l^2 \cdot \frac{u_0 - u_h}{\Delta z}$ der vertikale Austauschkoefizient für Horizontalimpuls. l ist die Mischungsweglänge und Δz ist die Höhendifferenz zwischen den Turbinen und der ungestörten Strömung. Dann ist $\frac{l^2}{\Delta z^2} (u_0 - u_h)^2$ der vertikale turbulente Impulstransport. Die Impulsbalancegleichung ist somit:

$$c_t u_h^2 = \frac{l^2}{\Delta z^2} (u_0 - u_h)^2 \quad (4.32)$$

Einführen einer dimensionslosen, mit der Wurzel aus dem Widerstandsbeiwert

der Turbinen normierten Mischungsweglänge:

$$\Lambda = \frac{l}{\Delta z \sqrt{c_t}} \quad (4.33)$$

ergibt für das Verhältnis $R_u = \frac{u_h}{u_0}$:

$$R_u = \frac{\Lambda}{1 + \Lambda} \quad (4.34a)$$

oder

$$R_u = \frac{1}{1 + \frac{\Delta z \sqrt{c_t}}{l}} \quad (4.34b)$$

D.h., R_u sinkt mit steigendem Widerstandsbeiwert der Turbinen oder mit abnehmender Mischungsweglänge (abnehmende Effizienz des vertikalen Impulsaustausches).

FRANSEN (1992) hat nun gleich die turbulente (logarithmische) Grenzschicht mit berücksichtigt, in der die Windturbinen stehen. Wenn man für u_0 den Modulus der geostrophischen Windgeschwindigkeit G einsetzt, $u_{*1}^2 = \frac{u_h^2}{K_1^2}$ mit $K_1 = \frac{1}{\kappa} \ln(\frac{h}{z_0})$ zu $c_t u_h^2$ addiert und das Inverse der normierten Mischungsweglänge durch K_2^* mit $K_2^* = \frac{1}{\kappa} \ln(\frac{G}{hf}) - \frac{A^*}{\kappa}$ aus dem geostrophischen Widerstandsgesetz ersetzt,³ so erhält man analog zu (4.32):

$$(c_t + K_1^{-2})u_h^2 = K_2^{*-2}(G - u_h)^2 \quad (4.35)$$

welches genau die Gleichung ist, die in FRANSEN (1992) gelöst wird.

Wenn man analog zu (4.33) ein Λ^* definiert:

$$\Lambda^* = \frac{K_2^{*-1}}{\sqrt{c_t + K_1^{-2}}} \quad (4.36)$$

so erhält man als Lösung für $R_G = \frac{u_h}{G}$ analog zu (4.34b):

$$R_G = \frac{1}{1 + K_2^* \sqrt{c_t + K_1^{-2}}} \quad (4.37)$$

³Hier ist eine vereinfachte Version des geostrophischen Widerstandsgesetzes in Anlehnung an JENSEN, PETERSEN und TROEN (1984) benutzt worden, die es erlaubt, explizit nach u_* aufzulösen. Ausgehend von der vollständigen Form:

$$\frac{u_*}{G} = \frac{\kappa}{\sqrt{(\ln(\frac{u_*}{f z_0}) - A)^2 + B^2}} \quad (4.3.1a)$$

bzw.:

$$\frac{u_*}{G} = \frac{\kappa}{\sqrt{(\ln(\frac{G}{f z_0}) + \ln C_D - A)^2 + B^2}} \quad (4.3.1b)$$

kann man $A^* = A - \ln C_D$ als neue Konstante einführen, da sich $\ln C_D$ nicht sehr stark ändert, jedenfalls nicht mehr als die Konstante A ebenfalls unsicher ist. Für A^* wird 4,0 gesetzt. Dann kann man in erster Näherung B^2 vernachlässigen (was durch eine relativ niedrige Abschätzung für A^* kompensiert wird), und schreiben:

$$\frac{u_*}{G} = \frac{\kappa}{\ln R_0 - A^*} \quad (4.3.2)$$

(4.3.2) kann nach z_0 aufgelöst werden und in das logarithmische Windprofil eingesetzt werden, was letztlich auf die Definition für K_2^* führt.

Man beachte, daß (4.37) im Gegensatz zu (4.34b) für $c_t = 0$ nicht mehr gleich 1 ist, da die ungestörte Strömung jetzt ein Vertikalprofil aufweist. In (4.34b) war die ungestörte Strömung höhenkonstant.

Gesucht ist eigentlich das Verhältnis der Geschwindigkeit u_h zur ungestörten Geschwindigkeit in derselben Höhe, also:

$$R_u = \frac{u_h(c_t \neq 0)}{u_h(c_t = 0)}$$

R_u ist gleich dem Verhältnis $R_G(c_t \neq 0)$ zu $R_G(c_t = 0)$. Somit folgt aus (4.37):

$$R_u = \frac{1 + K_2^* K_1^{-1}}{1 + K_2^* \sqrt{c_t + K_1^{-2}}} \quad (4.38)$$

Diese, für Windkraftanlagen hergeleitete Beziehung, läßt sich nun wie folgt auf den Druckwiderstand von Hindernisensembles anwenden (EMEIS und FRANDSEN, 1993): Theoretische Überlegungen für orographische Hindernisse in einer turbulenten Grenzschicht zeigen, daß die Größe des Druckwiderstands mit dem Quadrat der Windgeschwindigkeit (mal der Dichte) in einer Höhe über dem Hindernis korreliert, die der horizontalen Ausdehnung des Hindernisses proportional ist. Numerische Simulationen für eine sinusförmige Orographie (EMEIS, 1990a) haben gezeigt, daß diese Höhe ungefähr ein Drittel der Entfernung von einem Talboden zu nächsten Höhenrücken entspricht.

Diese Höhe ist vermutlich über der *blending*-Höhe⁴, oberhalb der der Einfluß einzelner Hindernisse aus einem Hindernisensemble nicht mehr nachweisbar ist, und der turbulente Impulsfluß durch die Summe aus Bodenreibung und Druckwiderstand bestimmt wird. Setzt man aus Gründen der Vereinfachung (es geht hier nur um eine prinzipielle theoretische Beschreibung der Zusammenhänge, genaue Werte können durch numerische Simulationen erhalten werden) die Höhe des den Druckwiderstand skalierenden Windes mit dieser *blending*-Höhe z_b gleich ($u(z = z_b) = u_b$), so kann man den Widerstandsbeiwert der Hindernisse c_t durch:

$$c_t = \lambda^2 C_t \text{ mit } C_t = \frac{W_D}{\rho u_b^2} \quad (4.39)$$

ersetzen, wobei λ^2 die räumliche Dichte der Hindernisse ist und C_t der Widerstandsbeiwert für $\lambda = 1$. λ ist für den zweidimensionalen Fall genauer in den Gleichungen (5.11)ff definiert. Die Reduktion des Druckwiderstands auf ein Einzelhindernis in einem Hindernisensemble ist somit:

$$f(\lambda) = \frac{u_b(\lambda)^2}{u_b(\lambda = 0)^2} \quad (4.40a)$$

Einsetzen von (4.38) liefert schließlich:

$$f(\lambda) = \frac{(1 + K_2^* K_1^{-1})^2}{(1 + K_2^* \sqrt{\lambda^2 C_t + K_1^{-2}})^2} \quad (4.40b)$$

⁴Zur Definition und Bestimmung einer *blending*-Höhe siehe CLAUSSEN (1991).

Diese Funktion ist in Abb. 28 zusammen mit den numerischen Ergebnissen dargestellt. Sie führt zu einer recht guten Übereinstimmung mit den numerischen Simulationsergebnissen.

5 Druckwiderstand bei neutraler Schichtung

5.1 Druckwiderstand eines Einzelhindernisses

Der einfachste Fall ist der Druckwiderstand an einem Einzelhindernis in neutraler Schichtung. Nach dem linearen Ansatz (3.11) sollte der Widerstand von der mittleren Hindernisneigung H/L mit $(H/L)^2$, von der Anströmung U mit $\frac{1}{2}\rho U^2$, von der turbulenten Reynoldszahl Re_t mit $Re_t^{-2/3}$ und von der Hindernisrossbyzahl Ro_o mit Ro_o^{-1} abhängen.

$$W_{Dneutral} = -\frac{1}{2}\rho U^2 \frac{H^2}{L^2} \cdot \left(Re_t^{-2/3} \int \overline{u'^* w'^*} dx^* - \frac{1}{Ro_o} \iint v^* dx^* dz^* \right) \quad (5.1)$$

Als nichtlineare Einflüsse sind zusätzlich die Wirkung der Bodenrauigkeit in Abhängigkeit von Ro_o und der Strömungsablösung bei größeren H/L zu erwarten. Der Einfluß der Anströmung wird durch die Bildung eines Widerstandsbeiwertes eliminiert¹

$$C_W = \frac{W_D}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (5.2)$$

5.1.1 Abhängigkeit von H/L

Wählt man Ro_o genügend groß (hier z. B. 30 -150), sodaß die Erdrotation keinen Einfluß hat und hält man Ro_o und Re_t konstant (hier $Ro_o = 1,7 \cdot 10^5$ und $Re_t = 0,5$ bis $2,5 \cdot 10^3$), so kann man den linearen Ansatz (5.1) bezüglich $(H/L)^2$ prüfen, indem man

$$C_{WR} = \frac{C_W}{\left(\frac{H}{L}\right)^2 Re_t^{-2/3}} \quad (5.3)$$

gegen $(H/L)^2$ aufträgt. Abb. 21 zeigt C_{WR} als Funktion von $(H/L)^2$ mit Re_t als Scharparameter für Einzelberge und -täler aus Simulationsergebnissen mit KAMM (siehe Anhang A).

Für $(H/L)^2 \leq 0,01$ ist C_{WR} kaum von $(H/L)^2$ abhängig. Bis hierhin ist der lineare Ansatz (5.1) für H/L gültig. Zwischen $(H/L)^2 = 0,01$ und $(H/L)^2 = 0,1$ kommt es zur vollständigen Ausbildung der Strömungsablösung und C_{WR} wächst an, für $(H/L)^2 \geq 0,1$ steigt C_{WR} wieder langsamer mit $(H/L)^2$

¹hierfür wird die hindernissenkrechte Komponente des Windes in der Höhe $0,3 \cdot L$ genommen. Der Wert $0,3 \cdot L$ wurde empirisch aus den numerischen Simulationen ermittelt. Für diesen Wert wird der Einfluß der Grenzschichtdicke δ am besten eliminiert. Siehe EMEIS, 1990a für eine Gegenüberstellung der Normierungen mit u_g und $u(0,3L)$. Die dimensionslosen Maßzahlen werden dagegen alle mit $U = u_g$ gebildet. Sie hängen damit (außer Re_t , die noch von ν_t abhängt) nur von externen Parametern ab.

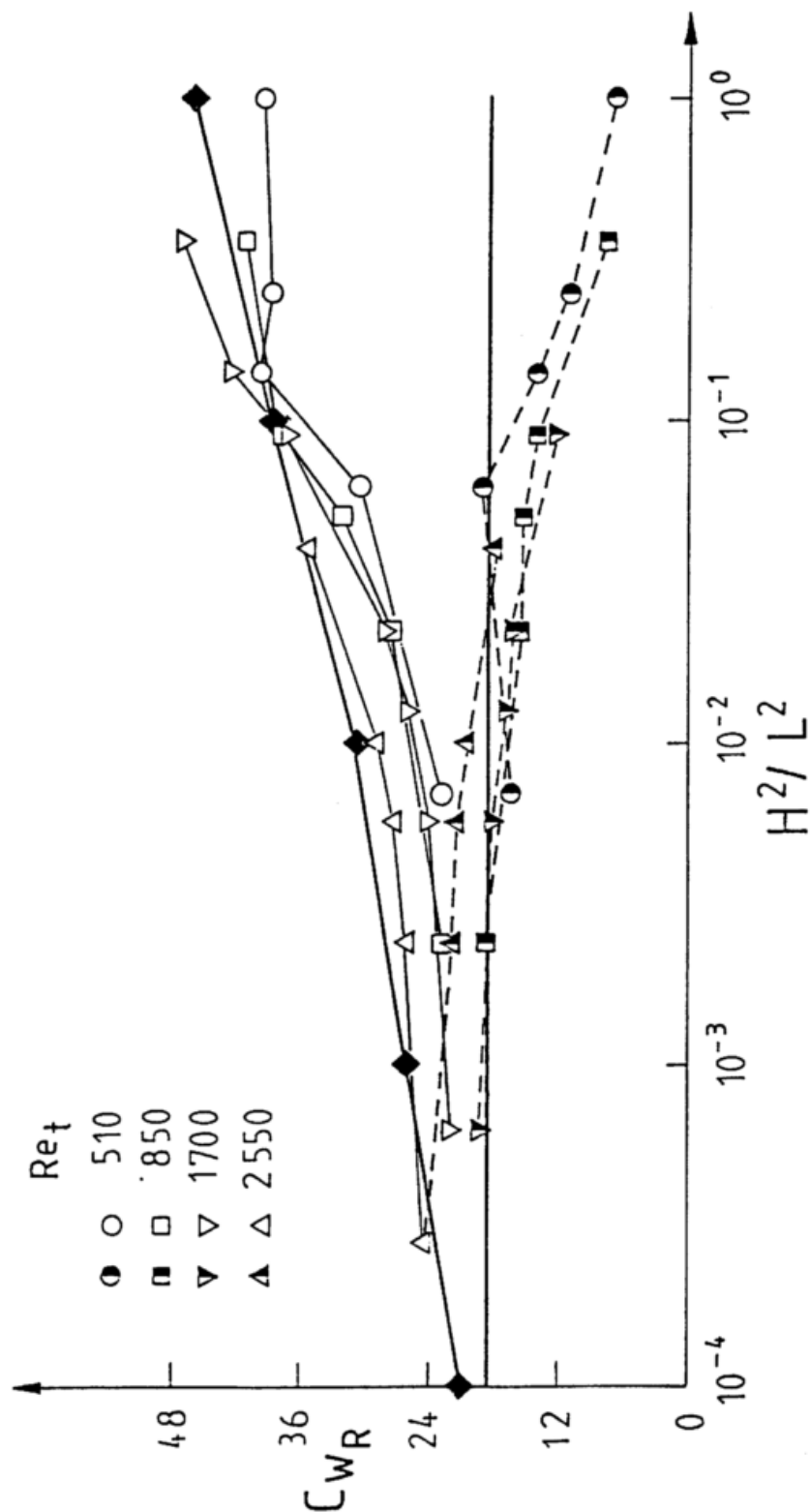


Abbildung 21: C_{WR} als Funktion von $(H/L)^2$. Scharparameter ist Re_t . Ausgezogen: Berg, gestrichelt: Tal. Ausgezogene Kurve mit schwarzen Rauten: $C_{WR} = a \cdot (H/L)^{0,17}$ mit $a = 45$. Im weiteren Text wird $a = 39$ verwendet.

an. Für $(H/L)^2 \geq 0,01$ kann man sich den Formwiderstand aus zwei Anteilen zusammengesetzt denken: aus dem viskosen Formwiderstand und dem 'makroturbulenten' Formwiderstand.²

Für Einzeltäler ist das Verhalten von C_{WR} etwas anders (Abb. 21). Für $(H/L)^2 \leq 0,05$ ist C_{WR} kaum von $(H/L)^2$ abhängig, der Widerstandsbeiwert sinkt nur ganz leicht mit $(H/L)^2$ ab. Wenn es jedoch zur Ausbildung von Rezirkulationen im Tal kommt ($(H/L)^2 \geq 0,05$) und die Strömung im Tal somit von der Anströmung entkoppelt wird, sinkt der Widerstandsbeiwert drastisch. Mit zunehmendem $(H/L)^2$ wird somit der Unterschied im Druckwiderstand zwischen einem Einzelberg und einem Einzeltal immer größer.

Der Grenzwert für $(H/L)^2$ gegen 0 scheint bei ungefähr $C_{WR} = 18$ zu liegen. Dies ist durch die waagerechte durchgezogene Linie in Abb. 21 angedeutet. Die Kurve $C_{WR} = 18 \cdot 2,5 \cdot (H/L)^{0,17}$ in Abb. 21, die eine mittlere Abhängigkeit von C_{WR} von H/L einschließlich der Effekte der Strömungsablösung angeben soll, wurde in EMEIS (1987) für die Bestimmung des Widerstandsbeiwertes für neutrale Schichtung über einem Einzelhindernis benutzt. Da diese Kurve etwas zu hoch liegt, soll hier im folgenden $C_{WR} = 39 \cdot (H/L)^{0,17}$ benutzt werden.

5.1.2 Abhängigkeit von Re_t und Ro_o

In Abb. 22 sind diesselben Daten wie in Abb. 21 dargestellt, nur ist jetzt C_{WR} gegen Re_t aufgetragen. Der Scharparameter ist $(H/L)^2$. Für die Bildung von \bar{Re}_t ist hier $\nu_t = 10m^2s^{-1}$ gesetzt worden.

In der linken Bildhälfte ($Re_t \leq 2 \cdot 10^3$) sieht man, daß C_{WR} mit Re_t fast konstant ist. Die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes von $(H/L)^{2,17}$ wird wieder deutlich. In der rechten Bildhälfte dagegen steigt C_{WR} mit Re_t an. Der Grund hierfür ist der Einfluß der Corioliskraft. In den linearen Ansatz (5.1) geht sie mit $1/Ro_o$ ein. $1/Ro_o$ ist ebenfalls an der Abzisse von Abb. 22 aufgetragen. Allerdings kann nur das Einsetzen des Einflusses der Corioliskraft mit den numerischen Simulationen betrachtet werden, da hier die größte im Modell zulässige horizontale Skala erreicht worden ist.

Der Einfluß der Corioliskraft kann Trägheitswellen bewirken, die einen Wellenwiderstand hervorrufen, der bei neutraler Schichtung auftritt. Abb. 23 zeigt die vertikale Wellenzahl l von vertikal sich ausbreitenden Wellen, gemäß der Dispersionsbeziehung:

$$l^2 = \frac{N^2 - k^2 U^2}{k^2 U^2 - f^2} k^2 \quad (5.4)$$

(siehe z.B. KLEMP und LILLY (1980), S. 120). k ist die horizontale Wellenzahl des Hindernisses. Die Trägheitswellen finden wir im rechten unteren Quadranten von Abb. 23. Man sieht, daß diese Wellen fast nur bei neutraler und vor

²Makroturbulent soll heißen, daß es sich um Turbulenz handelt, die von dem hier benutzten numerischen Modell bei der gewählten Gitterweite ($\Delta x = 200$ m, $\Delta z = 10$ bis 100 m) aufgelöst wird. In Abhängigkeit von der Bodenrossbyzahl Ro_o , werden wir auch noch einen 'mikroturbulenten' Formwiderstand finden. Dabei wird Turbulenz erzeugt, die auch in dem benutzten numerischen Modell nur durch eine Parametrisierung beschrieben werden kann.

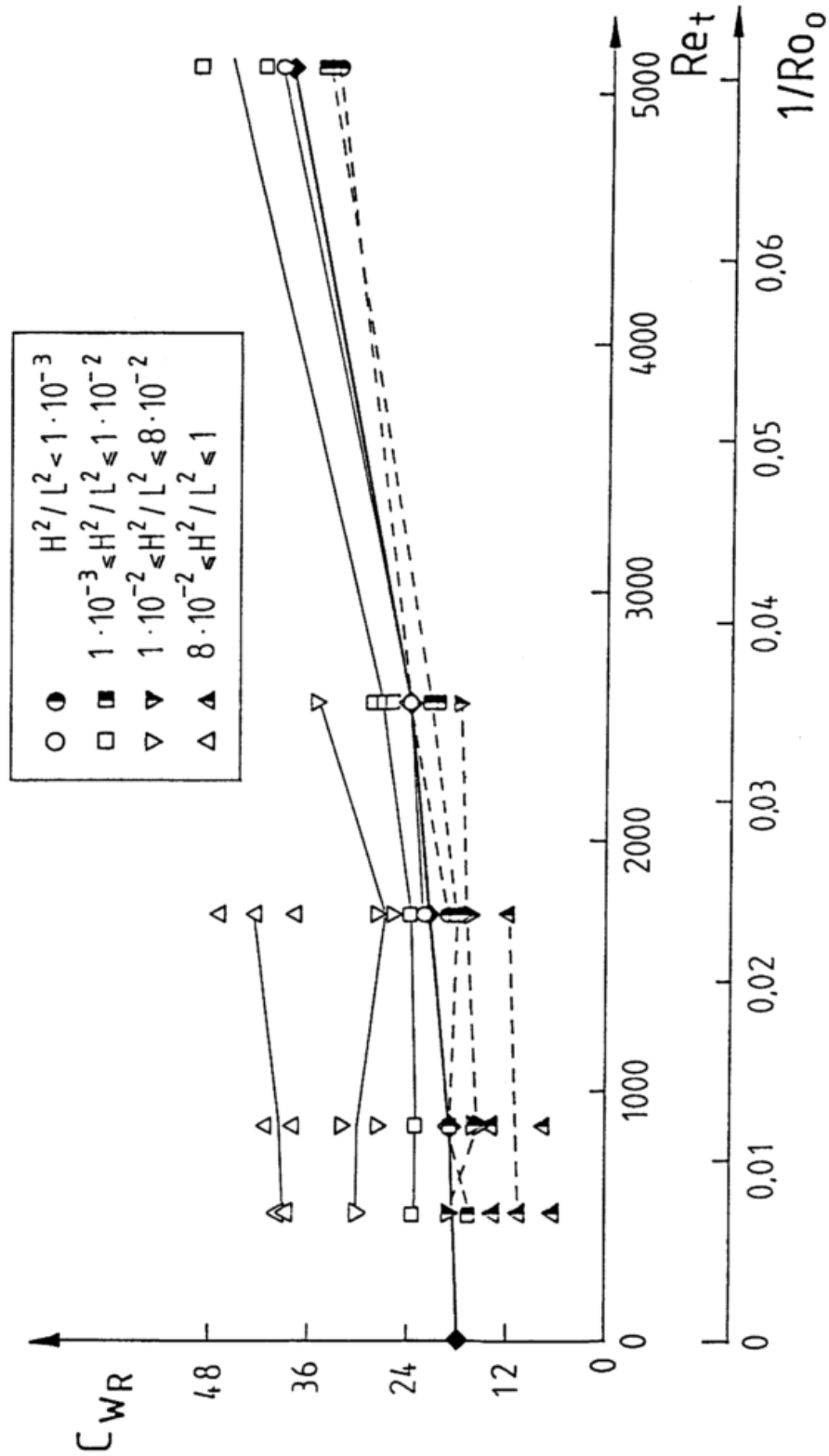


Abbildung 22: C_{WR} als Funktion von Re_t . Scharparameter ist $(H/L)^2$. Die ausgezogene Kurve mit den schwarzen Rauten ist durch (5.7) gegeben. Sonst wie Abb. 21.

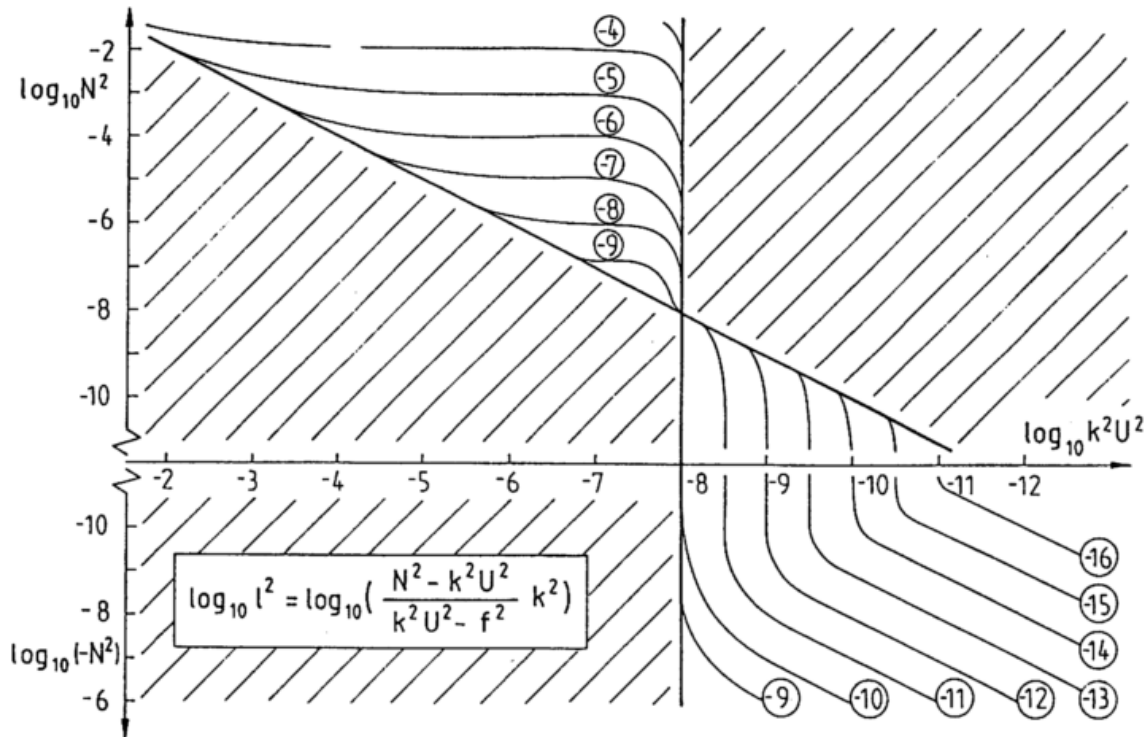


Abbildung 23: Dispersionsbeziehung für die vertikale Wellenzahl l von vertikal sich ausbreitenden Wellen als Funktion der Schichtung und der Hindernisbreite (horizontale Wellenzahl k). Die Zahlen in den Kreisen geben $\log_{10} l^2$.

allen bei instabiler Schichtung existieren können, während die Schwerewellen im linken oberen Quadranten bei stabiler Schichtung zu finden sind.

Re_t und Ro_o sind einander umgekehrt proportional:

$$Re_t = \frac{u_g^2}{\nu_t f} \cdot \frac{1}{Ro_o} \quad (5.5)$$

Der Widerstandsbeiwert C_{WR} ist nach (5.1):

$$C_{WR} \simeq - \int \overline{u'^* w'^*} dx^* + \frac{Re_t^{2/3}}{Ro_o} \iint v^* dx^* dz^* \quad (5.6)$$

Die ausgezogene Kurve in Abb. 22, die für $(H/L)^2$ gegen 0 die Abhängigkeit von C_{WR} von Re_t und Ro_o gut parametrisiert, hat die Form:

$$C_{WR} = 18 + \frac{Re_t^{2/3}}{Ro_o} \quad (5.7)$$

Daraus folgt, daß die dimensionslosen Integrale in (5.6) die Werte -18 und 1 haben müssen. Wenn die Skalenanalyse in Kapitel 3 korrekt gewesen ist, müßten alle dimensionslosen Integrale in (3.12) von der Ordnung 1 sein. Die Skalierung für die linearen Anteil des Einflusses der Corioliskraft auf den Druckwiderstand

war somit in Ordnung, bei der Skalierung des Einflusses der turbulenten Viskosität ist ein Fehler von Faktor 18 gemacht worden. Die Ursachen hierfür dürften in der Bildung der turbulenten Geschwindigkeitsskala und der Festlegung der konstanten turbulenten Viskosität zu suchen sein.

Unter Benutzung der Ausgleichskurven in den Abb. 21 und 22 erhalten wir:

$$W_{Dneutral} = \frac{39}{2} \rho U^2 \left(\frac{H}{L} \right)^{2.17} Re_t^{-2/3} \left(1 + \frac{Re_t^{2/3}}{18Ro_o} \right) \quad (5.8)$$

5.1.3 Abhängigkeit von Ro_o

Da für den Einfluß der Bodenrauigkeit auf den Druckwiderstand in den Kapiteln 3 und 4 keine theoretische oder analytische Herleitung gegeben werden konnte, kann er hier nur numerisch empirisch untersucht werden. In Abb. 24 ist daher C_{WR} gegen Re_t aufgetragen, nur ist jetzt Ro_o , der Scharparameter. H/L ist gleich 0,1.

Man sieht, daß Ro_o , erst eine gewisse untere Grenze ($\approx 10^5$) unterschreiten muß, damit der Rauigkeitseinfluß deutlich wird. Diese Grenze zwischen aerodynamisch glatter ($Ro_o \geq 10^5$) und aerodynamisch rauher Oberfläche ($Ro_o \leq 10^5$), die einen zusätzlichen Widerstand, den 'mikroturbulenten' Formwiderstand, hervorruft, hängt etwas von Re_t ab. Je breiter das Hindernis ist, desto größer wird der Ro_o -Wert, der zwischen rau und glatt trennt³.

Einen Überblick über die Abhängigkeit des Druckwiderstands von Re_t und Ro_o , gibt Abb. 25. Hier ist allerdings im Gegensatz zum Vorstehenden

$$C_W^* = \frac{W_D}{\frac{1}{2} \rho u^2 (0,3L) \frac{H^2}{L^2}} \quad (5.9)$$

gegen die beiden Rossbyzahlen aufgetragen. Zwischen Ro_o und Re_t gilt die Beziehung (5.5). Da Anströmung und Coriolisparameter konstant gehalten sind⁴, variiert Ro_o nur mit der Breite des Hindernisses. H/L ist gleich 0,1.

Abb. 25 kann in 4 Bereiche (A1, A2, B1 und B2) eingeteilt werden. In A1 und A2 ist der Einfluß der Erdrotation wichtig ($Ro_o < 30$), in A2 und B2 ist die Bodenrauigkeit wichtig. In B1, wo Bodenrauigkeit und Corioliskraft keine Rolle spielen, sehen wir lediglich die Abhängigkeit von der turbulenten Reynoldszahl. Abb. 24 entspricht Schnitten $Ro_o = \text{const.}$ durch Abb. 25. Die bei Abb. 24 schon angesprochene Abhängigkeit der Grenze zwischen rau und glatt kommt auch hier zum Ausdruck. Je kleiner Ro_o wird, desto mehr reicht der Rauigkeitseinfluß von unten in den Bereich A1 (zu größeren Ro_o , hin) hinein.

³Diese Re_t -Abhängigkeit findet ihre Analogie in den Messungen von NIKURADSE (1933, dortige Abb. 12) an rauhen Rohren. In dem Übergangsbereich zwischen rauhen und glatten Rohren ist der Widerstandsbeiwert C_W (siehe (5.2)) von der Reynoldszahl und der Rauigkeit abhängig. Je größer hier die Reynoldszahl ist, desto kleinere Rauigkeiten reichen aus, um den Widerstand gegenüber dem glatten Rohr zu erhöhen. Das Verhalten im vollturbulenten Bereich, wo die Abhängigkeit von Re verschwinden sollte, kann bei den mesoskaligen Grenzschichthindernissen nicht isoliert betrachtet werden, da der Einfluß der Rotation in diesem Bereich bereits wirksam ist.

⁴Eine Variation von f hat gezeigt, daß der Wellenwiderstand durch Trägheitswellen sich mit f ändert. Diese Simulationen sind hier nicht dargestellt worden.

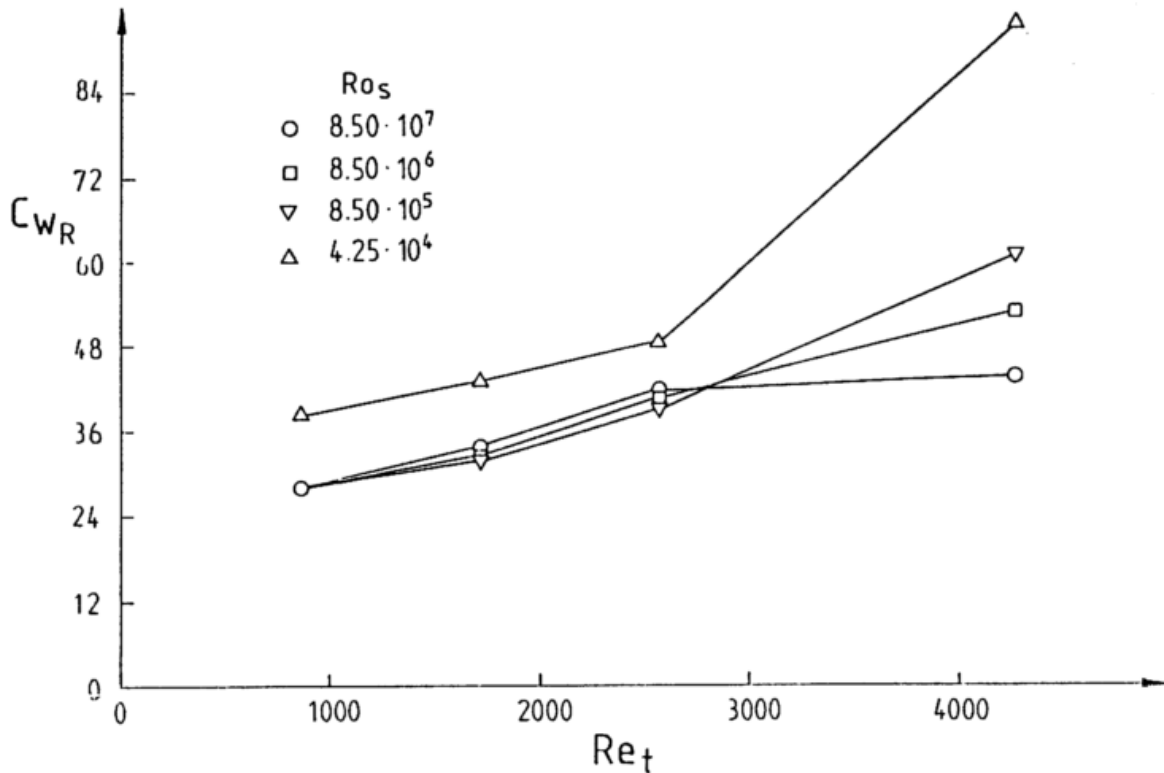


Abbildung 24: Wie Abb. 22, nur ist jetzt Ro_s der Scharparameter.

Die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwerts von der Bodenrauigkeit (Ro_s) entspricht der Abhängigkeit des geostrophischen Widerstandsbeiwertes von der Bodenrauigkeit in der Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie für die homogene Grenzschicht.

Der Unterschied zwischen rau und glatt kann auch durch den Vergleich einer turbulenten Längenskala ν_t/u_{eff} ($u_{eff} = (u_*^2 + W_D/\rho)^{1/2}$) mit der Rauigkeitslänge z_0 beschrieben werden⁵. Für $u_{eff}z_0/\nu_t < 10^{-2}$ finden wir glatte Hindernisse, für $u_{eff}z_0/\nu_t > 10^{-1}$ finden wir vollständig raue Hindernisse. Diese Grenzen sind eine Größenordnung kleiner als die für eine ebene Fläche (ROTH, 1972). Wenn man aber als Kriterium $u_{eff}z_{0eff}/\nu_t$ benutzt und annimmt, daß z_{0eff} eine Größenordnung größer als z_0 ist (das stimmt für u_{eff} 20 bis 40% größer als u_* je nach Rauigkeit z_0), so erhält man dieselben Grenzen

⁵Hierbei wird angenommen, daß die Änderungen von u_* mit W_D gering sind und vernachlässigt werden können. Der Reibungswiderstand sinkt nicht in dem Maße, wie der Druckwiderstand ansteigt (siehe EMEIS, 1987).

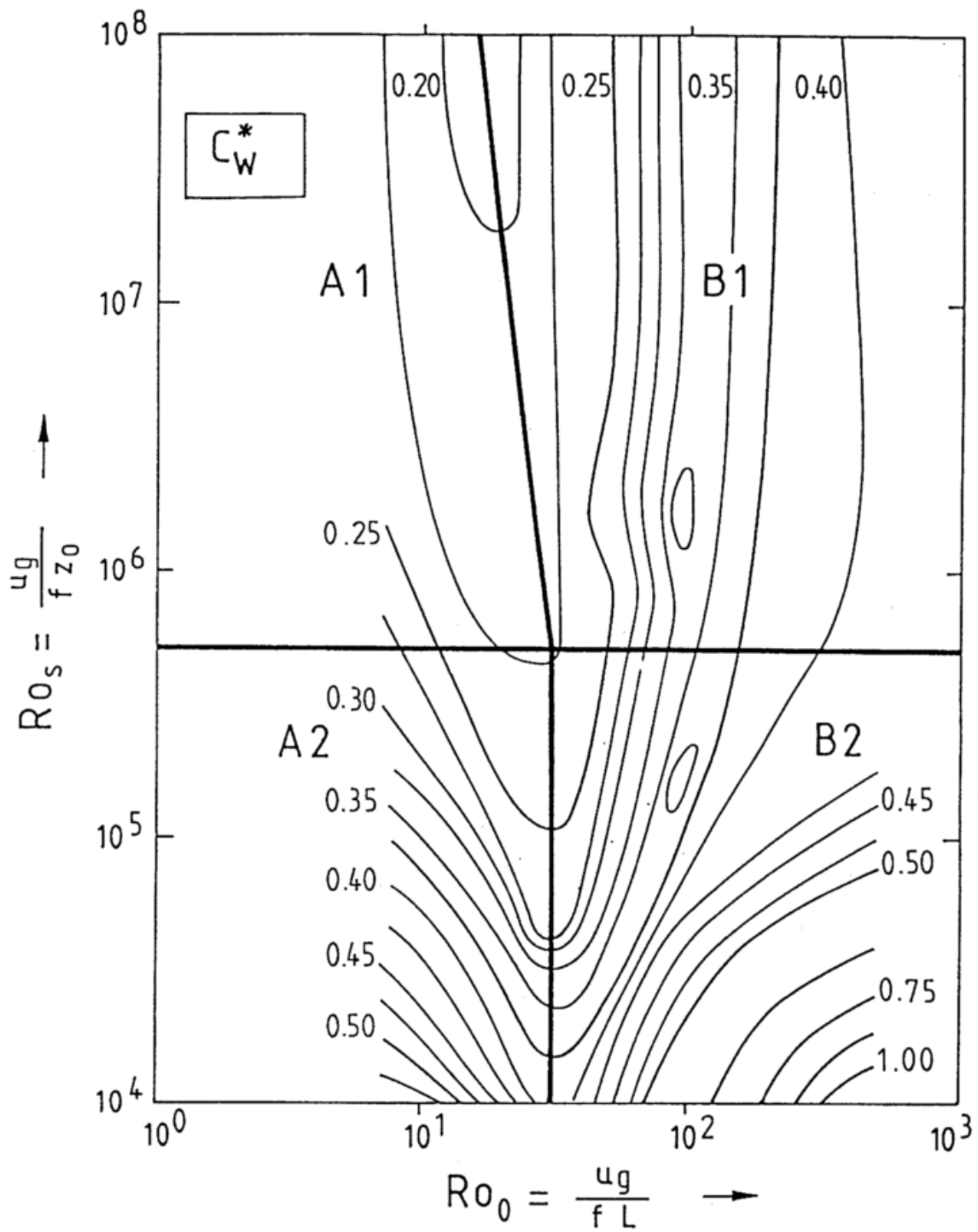


Abbildung 25: C_w^* als Funktion von Ro_0 und Ro_s .

für den Übergang glatt-rauh wie in ROTH (1972).

Wenn man den kritischen Wert für Ro_s für die Grenze zwischen aerodynamisch glatter und rauher Oberfläche auf $Ro_c = 10^5$ legt, kann (5.8) für rauhe Hindernisse wie folgt modifiziert werden ($Ro_c/Ro_s \geq 1$):

$$W_{Dneutral} = \frac{39}{2} \rho U^2 \left(\frac{H}{L} \right)^{2.17} Re_t^{-2/3} \left(1 + \frac{Re_t^{2/3}}{18 Ro_o} \right) \left(1 + 0,15 \cdot \frac{Ro_c}{Ro_s} \right) \quad (5.10)$$

5.1.4 Abhängigkeit von der Grenzschichtdicke δ

Für L gegen 0, bei sonst konstant gehaltenen Parametern, muß (5.10) gegen 0 konvergieren, denn der Druckwiderstand muß verschwinden, wenn die Hindernisse so klein werden, daß man nur noch eine rauhe ebene Oberfläche betrachtet. Nach dem in Fußnote 1 in diesem Kapitel gesagten, wird U mit abnehmenden L kleiner, wenn $0,3 \cdot L$ kleiner als δ ist, da wir uns dann in der Grenzschicht befinden (barotrope Verhältnisse vorausgesetzt).

Für viele Zwecke ist es wünschenswert, den internen Parameter U durch den externen Parameter u_g zu ersetzen. Damit die eben genannte Konvergenz erhalten bleibt, muß für $0,3 \cdot L$ kleiner als δ ein Korrekturterm zu (5.10) hinzugefügt werden, der aus dem Defekt-Gesetz der Ekman-Schicht abgeleitet wird:

$$W_{Dneutral} = \frac{39}{2} \rho u_g^2 \left(1 + \frac{C_D}{\kappa} \ln \left(\frac{0,3Lf}{\kappa u_*} \right) \right)^2 \left(\frac{H}{L} \right)^{2.17} Re_{t\delta}^{-2/3} \left(1 + \frac{Re_{t\delta}^{2/3}}{18 Ro_o} \right) \left(1 + 0,15 \cdot \frac{Ro_c}{Ro_s} \right) \quad (5.10a)$$

Nun hängt aber auch Re_t von L ab, was zu einem starken Ansteigen des Widerstands führen würde, wenn bei kleiner werdendem L ν_t konstant bleiben würde. Wenn aber L kleiner als die Grenzschichtdicke δ wird, kommt L in die Größenordnung der Wirbel, die für die turbulente Viskosität ν_t verantwortlich sind. Daraus folgt, daß ν_t dann mit L abnehmen muß und schließlich gegen die molekulare Zähigkeit konvergieren muß. Dies wird am einfachsten dadurch parametrisiert, daß in (5.10a) gegenüber (5.10) für $L < L_{maz}$ $Re_{t\delta}$ anstelle von Re_t verwendet wird, mit:

$$Re_{t\delta} = \frac{UL}{\nu_{t\delta}} \quad \text{mit} \quad \nu_{t\delta} = \nu_t \cdot \frac{L}{L_{maz}} \quad \text{für} \quad L < L_{maz}$$

L_{maz} wurde aus den numerischen Simulationen zu 700 m bestimmt.

5.1.5 Schlußfolgerungen zum Widerstand am Einzelhindernis

Es hat sich gezeigt, daß der Druckwiderstand für Hindernisse in einer neutral geschichteten Grenzschicht, normiert mit dem Staudruck der Anströmung in

der Höhe $0,3L$ von 4 Parametern abhängt: H/L , Re_t , Ro_o und Ro_s . Diese Parameter beschreiben die mittlere Neigung des Hindernisses, die Viskosität der überströmenden Luft, die Rotation der Erde und die Rauigkeit der Hindernisoberfläche.

Für H/L , Re_t und Ro_o konnte der lineare Ansatz (5.1) prinzipiell bestätigt werden.

H/L ist ein rein geometrischer Parameter. Für H/L gegen 0 hängt der Druckwiderstand von $(H/L)^2$ ab, für größere H/L spielt die Strömungsablösung eine Rolle, und der Widerstand steigt etwas stärker als mit der zweiten Potenz von H/L an.

Der Druckwiderstand bei neutraler Schichtung setzt sich aus Form- und Wellenwiderstand (Abb. 1) zusammen. Den Formwiderstand kann man noch einmal in drei Anteile unterteilen: 1. den viskosen Formwiderstand, abhängig von ν_t , der turbulenten Viskosität der überströmenden Luft, proportional zu Re_t , 2. den mikroturbulenten Formwiderstand, abhängig von der Bodenrauigkeit, wenn die Oberfläche aerodynamisch rau ist, und 3. den makroturbulenten Formwiderstand, abhängig von der mittleren Hindernisneigung, wenn das Hindernis so steil ist, daß es zu Strömungsablösung kommt. Der Wellenwiderstand ist abhängig von der Erdrotation, wenn das Hindernis eine gewisse Breite überschreitet. Der zugehörige Parameter ist Ro_o , es handelt sich dann um einen Wellenwiderstand aufgrund sich ausbreitender Trägheitswellen.

Für feste H/L , Re_t und Ro_o und große Ro_s wird der Formwiderstand von Ro_s unabhängig. Das entspricht der Rossbyzahl-Ähnlichkeit der homogenen turbulenten Grenzschicht. Alle aus dieser Ähnlichkeit hergeleiteten Parametrisierungskonzepte können somit auf den Formwiderstand bei neutraler Schichtung übertragen werden.

Für große Ro_o und festes H/L kann das Verhalten des Formwiderstands als Funktion von Re_t und Ro_s mit Strömungen über rauhen Platten verglichen werden, wie sie in PRANDTL et al. (1984) beschrieben werden. Man muß nur ν durch ν_t und Re durch Re_t ersetzen, um dasselbe Verhalten zu finden.

Bei PRANDTL et al. (1984) findet sich für das Überwiegen der Zähigkeitskräfte (Widerstand einer Kugel, Stokesches Gesetz), daß der Widerstandsbeiwert proportional Re^{-1} ist. Für das Überwiegen von Trägheitskräften (Widerstand einer Platte, laminare Strömung) ist der Widerstandsbeiwert proportional $Re^{-1/2}$. Für turbulente Strömungen über Platten sinkt die Abhängigkeit des Beiwerts von der Reynoldszahl weiter (über rauhen Platten $\simeq Re^{-1/3}$, über glatten Platten $\simeq Re^{-1/5}$).

Wenn wir jetzt die Analogien ziehen, so entspricht der laminaren Strömung über die Platte bei Prandtl hier eine turbulente Strömung ohne Strömungsablösung über das mesoskalige Hindernis, einer turbulenten Strömung bei Prandtl entspricht hier eine Strömung mit Strömungsablösung. In der Tat zeigt die gefundene Abhängigkeit des Formwiderstands für kleine H/L von $Re_t^{-2/3}$ (also ohne Strömungsablösung), daß sowohl Zähigkeitskräfte ($\simeq \nu_t$) als auch Trägheitskräfte eine Rolle spielen. Für größere H/L nimmt wie erwartet, die Abhängigkeit von Re_t ab. Für $H/L = 0,2$ ist z.B. der Formwiderstand nur noch proportio-

nal zu $Re_t^{-1/2}$. In der Analogie zu den Prandtl'schen Betrachtungen nähern wir uns jetzt den turbulenten Strömungen, d.h. wir nähern uns hier der Strömungsablösung.

5.2 Druckwiderstand von Hindernisensembles

Alle bisherigen Betrachtungen zum Druckwiderstand bezogen sich auf Einzelhindernisse. Die endgültige Analogie zur viskosen Reibung (und damit die Entwicklung von Parametrisierungsansätzen wie die Einführung einer 'effektiven' Rauheitslänge) kann aber erst gezogen werden, wenn eine Vielzahl von Hindernissen, die in einer definierten räumlichen Dichte angeordnet sind, betrachtet wird.

An den prinzipiellen Abhängigkeiten des Druckwiderstands von Re_t , Ro_o und Ro_s wird sich dadurch nichts ändern, aber der Gesamtwiderstand aller Hindernisse wird nur in Spezialfällen gleich der Summe der bisher gefundenen Einzelwiderstände sein. Grund hierfür ist, daß stromauf liegende Hindernisse die Anströmung für weiter stromab liegende Hindernisse modifizieren werden (siehe die theoretischen und analytischen Betrachtungen hierzu im Kapitel 4.3).

5.2.1 Sinusförmige Orographie

Wenn man sich eine sinusförmige Orographie als Beispiel eines Hindernisensembles wählt, so kann man dies sowohl als eine Aneinanderreihung von Bergen als aber auch von Tälern betrachten. Das Aneinanderfügen von vielen Bergen oder Tälern zu einer sinusförmigen Orographie muß daher im Grenzfall unendlich vieler Hindernisse zu demselben Druckwiderstand führen. Es kann nicht mehr unterschieden werden, ob diese Orographie aus Bergen oder aus Tälern zusammengesetzt wurde.

Wie im Kapitel 4.2.2 (Abb. 17 und Abb. 18) gezeigt, reicht der Einfluß eines Tales nicht weit ins Lee hinein, und zwei Täler beeinflussen sich gegenseitig kaum in ihrem Widerstand, auch wenn sie nahe aneinander gerückt werden. Hieraus kann man schließen, daß der Widerstand einer sinusförmigen Orographie nahe bei der Summe der Widerstände der Einzeltäler liegen wird.

Im folgenden soll diese Argumentation mit dem numerischen Modell überprüft werden. Hierzu wird der externe Parameter 'Belegungsichte' mit Hindernissen λ eingeführt:⁶

$$\lambda = \frac{n \cdot |H|}{L_x} \quad (5.11)$$

Hierbei ist L_x die Länge des betrachteten Gebiets, das mit Hindernissen besetzt ist, n die Anzahl der Hindernisse und H ihre maximale Höhe (Tiefe). λ entspricht somit dem Verhältnis der Flächen, die die Einzelhindernisse der Strömung entgegenstellen, zur gesamten Bodenfläche, auf der die Hindernisse stehen.

⁶Die Definition entspricht der von KOLOSEUS und DAVIDIAN (1966).

λ ist eng mit dem Abstand der Hindernisse D verknüpft. Da $n = L_x/D$ ist, folgt:

$$\lambda = \frac{|H|}{D} \quad (5.12)$$

Führt man den normierten Abstand $D^* = D/2L$ ein, so folgt:

$$\lambda = \frac{|H|}{D^* \cdot 2L} \quad (5.13)$$

Da D^* nicht kleiner als 1 werden kann, ohne die Form der Hindernisse zu verändern, ist mit (5.13) für $D^* = 1$ der Maximalwert für λ erreicht. $D^* = \infty$ entspricht den im vorherigen Abschnitt betrachteten Einzelhindernissen.

Erwartet wird eine Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes von der Hindernisdichte, wie er in der Abb. 26 dargestellt ist, die der Arbeit von KOLOSEUS und DAVIDIAN (1966) entnommen ist. Für kleine Hindernisdichten liegen die Werte auf der Winkelhalbierenden, d.h. der Gesamtwiderstand des Ensembles ergibt sich aus der Summe der Einzelwiderstände. Für größere Hindernisdichten fällt der Gesamtwiderstand unter die Winkelhalbierende ab und nimmt schließlich sogar wieder ab, wenn die Strömung aus den kleiner werdenden Zwischenräumen zwischen den Einzelhindernissen ganz herausgedrängt wird.

Abb. 27 zeigt C_{WR} als Funktion von λ . Scharparameter ist die Hindernisneigung H/L . Die C_{WR} -Werte sind mit einem Faktor m_c , der von der Hindernisneigung abhängt, multipliziert worden. m_c wurde so bestimmt, daß die Kurven für kleine λ zusammenfallen⁷. Bei der Bildung von C_{WR} ist für W_D aus (3.8) die Länge des geneigten Gebiets $2L$ durch L_x ersetzt worden.

Man sieht, daß für kleine λ der Widerstandsbeiwert C_{WR} für Berge linear mit λ ansteigt ($m_c \cdot C_{WR} = 10 \cdot \lambda$). Die Kurven enden bei dem jeweiligen Maximalwert von λ für die verschiedenen Neigungen.

Für größere λ ist der Gesamtwiderstand kleiner als die Summe der Einzelwiderstände. Wie stark der Widerstand reduziert wird (gegenüber $m_c \cdot C_{WR} = 10 \cdot \lambda$) hängt davon ab, ob sich eine Strömungsablösung ausbildet oder nicht. Wenn es zur Ablösung kommt, erscheint das Hindernisensemble der ankommenden Strömung glatter, da die Strömung nun nicht mehr in Täler eindringen kann. Für $H/L = 0,1$ und $0,2$ kommt es nicht zur Strömungsablösung, für $H/L = 0,3$ und $0,4$ nur hinter dem ersten der angeströmten Hindernisse. Erst ab $H/L = 0,5$ findet sich hinter jedem Hindernis eine Strömungsablösung. Für diese Neigungen nimmt dann der Gesamtwiderstand für größere λ sogar wieder ab.

Diese Wiederabnahme des Gesamtwiderstands ist allerdings begrenzt und für $H/L = 0,7$ schon fast wieder verschwunden. Grund hierfür ist die Erdrotation. In den Tälern zwischen den Bergen bildet sich im numerischen Modell eine talparallele Strömung aus, die umso stärker ist, höher hinaufreicht und schneller sich ausbildet, je steiler die Hindernisse sind und je enger sie zusammenstehen.

⁷ m_c ist ein Formfaktor, der von der Neigung des Berges oder Tales abhängt.

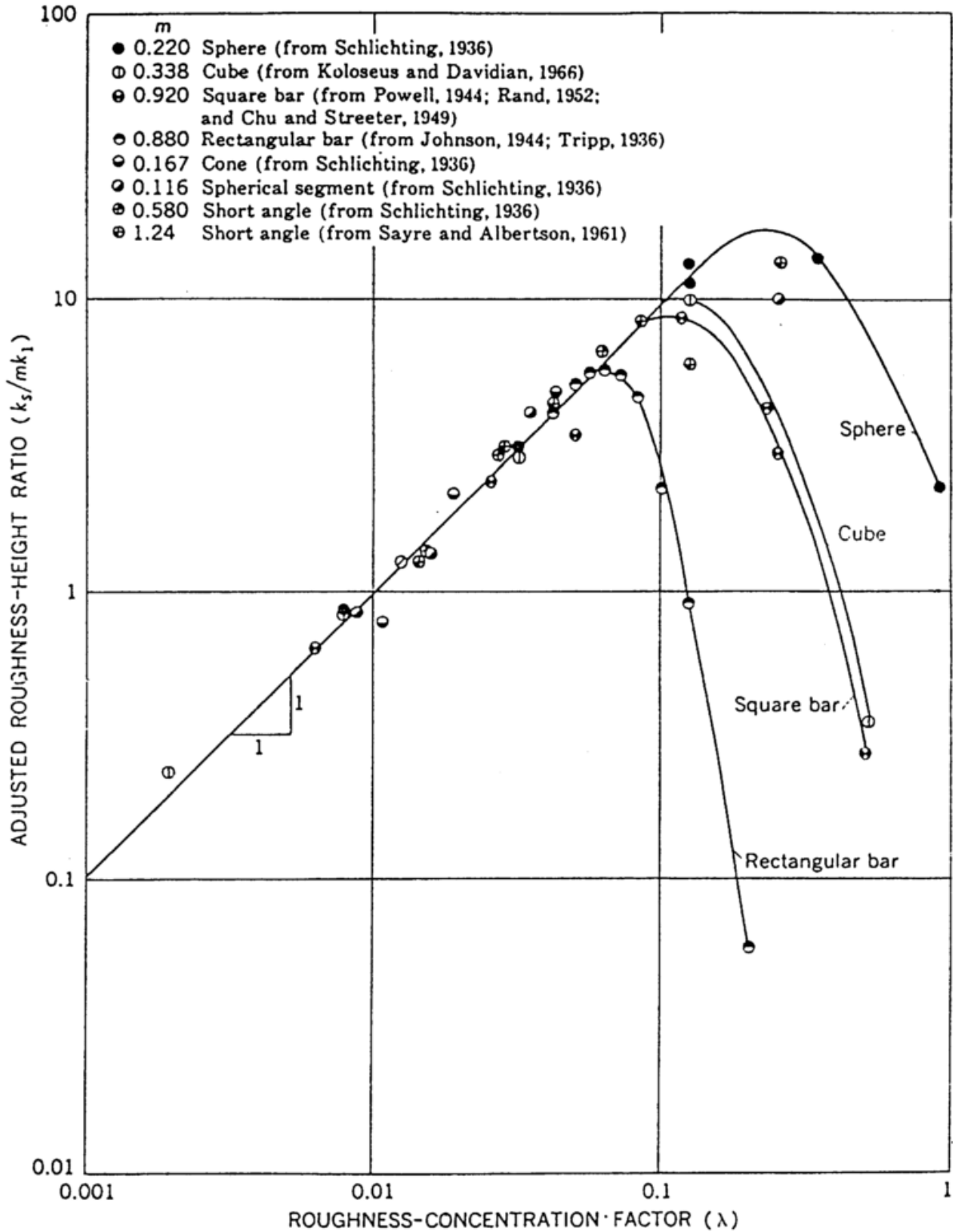


Abbildung 26: Aus: KOLOSEUS und DAVIDIAN (1966). Abhängigkeit der effektiven Rauigkeitslänge eines Hindernisensembles von der Hindernisdichte. Zusammenstellung von experimentellen Daten.

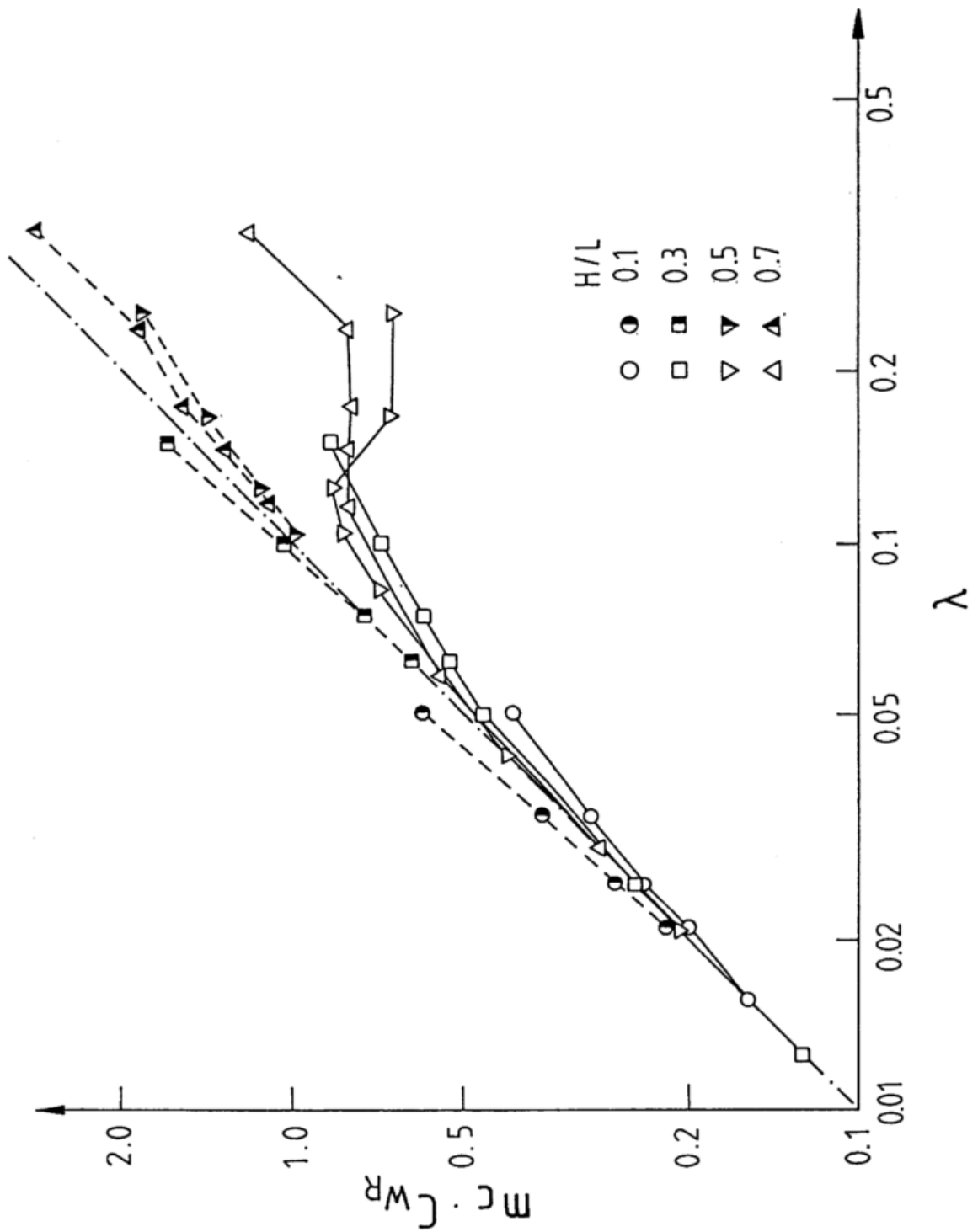


Abbildung 27: $m_e \cdot C_{WR}$ als Funktion der Hindernisdichte λ . Offene Symbole: Berge, halb gefüllte Symbole: Täler.

Die Simulationszeit ist für alle in Abb. 27 gezeigten Werte gleich (2 Stunden). Es wurde hier also ausnahmsweise nicht bis zur stationären Lösung gerechnet. Diese Querströmungskörper in den Tälern wirken als zusätzlicher Widerstand, wenn sie aus den Tälern nach oben hin hinausragen, und sorgen dafür, daß der Widerstand für $H/L \geq 0,5$ für große λ wieder ansteigt. Aufgrund dieser talparallelen Strömungen können nur begrenzte Analogien zu der Darstellung von KOLOSEUS und DAVIDIAN (1966)⁸ gezogen werden.

Ebenfalls in Abb. 27 dargestellt ist der Widerstandsbeiwert für Ensembles von Tälern. Da die Normierkonstante m_c für Täler anders (größer) ist als für Berge, divergieren die Kurven für Berge und Täler gleicher Neigung, anstatt zu konvergieren. Wenn man den Einfluß von m_c beseitigt, gleichen sich die C_{WR} -Werte für Berge und Täler immer mehr an, je größer λ wird (siehe auch Abb. 28, wo eine solche Normierung nicht angewendet wurde). Für Täler mit $|H|/L \leq 0,4$ (keine Strömungsablösung in den Tälern) nimmt der Widerstand gegenüber der Summe der Einzelwiderstände mit wachsendem λ sogar zu. Erst für $|H|/L \geq 0,5$ nimmt auch für Täler der Ensemblewiderstand gegenüber der Summe der Einzelwiderstände ab. Diese Abnahme ist aber ebenfalls durch den Einfluß der Rotation begrenzt.

Abb. 28 vergleicht den mittleren Widerstandsbeiwert $\overline{C_{WR}}$, der an einem Hindernis innerhalb eines Hindernisensembles abfällt, mit dem Widerstandsbeiwert an einem isoliert stehenden Einzelhindernis mit gleicher Form (gleichem H/L).

$$\overline{C_{WR}} = \frac{C_{WRnHindernisse}}{n \cdot C_{WR1Hindernis(Berg)}} \quad (5.14)$$

Die Ergebnisse sind wieder gegen λ aufgetragen. Scharparameter ist H/L . Eine Ausgleichkurve für $\lambda \leq 0,25$ kann beschrieben werden durch:

$$f(\lambda) = \overline{C_{WR}} = \begin{cases} 1 & \text{für } \lambda \leq \lambda_c \\ 1 - 3,5(\lambda - \lambda_c) & \text{für } \lambda > \lambda_c \end{cases} \quad (5.15)$$

Hierbei ist $\lambda_c = 0,02$ der kritische Wert, unterhalb dessen der Gesamtwiderstand als Summe der Einzelwiderstände geschrieben werden kann. Ebenfalls eingetragen ist das Ergebnis der analytischen Betrachtungen in Kapitel 4 (Gleichung (4.40)). Für nicht zu große λ beschreibt auch (4.40) die numerischen

⁸Dortige Abb. 13, hier Abb. 26. Bei den dortigen Versuchen spielte die Rotation keine Rolle. Ein weiterer Unterschied zu der erwähnten Abbildung ist, daß hier $m_c \cdot C_{WR}$ auf der Ordinate aufgetragen ist, bei KOLOSEUS und DAVIDIAN aber z_{0eff}/mH ($z_{0eff} \cdot 30 = k_s$, k_s ist die äquivalente Sandkornrauigkeit nach Nikuradse, $H = k_1$). Die Berechnung der effektiven Rauigkeitslänge in der Arbeit von KOLOSEUS und DAVIDIAN setzt voraus, daß die Strömung voll turbulent ist, d.h., daß der Widerstand unabhängig von der Reynoldszahl ist und nur noch von der Rauigkeit abhängt. Nur für diesen Fall gilt die auf NIKURADSE (1933) zurückgeführte Formel für den Zusammenhang vom Widerstandsbeiwert und der äquivalenten Sandkornrauigkeit k_s :

$$\frac{1}{\sqrt{C_W}} = 2 \cdot \log \frac{4 \cdot R}{k_s} + \text{const.} \quad (5.1)$$

Hier ist R der Rohrradius oder die Tiefe des benutzten Wasserkanals. Nach den in dem Abschnitt 5.1.4 gefundenen Ähnlichkeiten zwischen dem Widerstand an mesoskaligen Grensschichthindernissen und den Ergebnissen von Nikuradse und Prandtl, ist der Formwiderstand an den mesoskaligen Hindernissen nicht unabhängig von der turbulenten Reynoldszahl, sodaß die Voraussetzung für die Verwendung der Formel zur Bestimmung von k_s nicht gegeben ist. Die in EMEIS (1987) hergeleitete Beziehung für z_{0eff} als Funktion von H/L bei neutraler Schichtung gilt nur für kleine H/L ohne Strömungsablösung beim jeweiligen Maximalwert für λ . Daher konnte auf sie auch nicht zurückgegriffen werden.

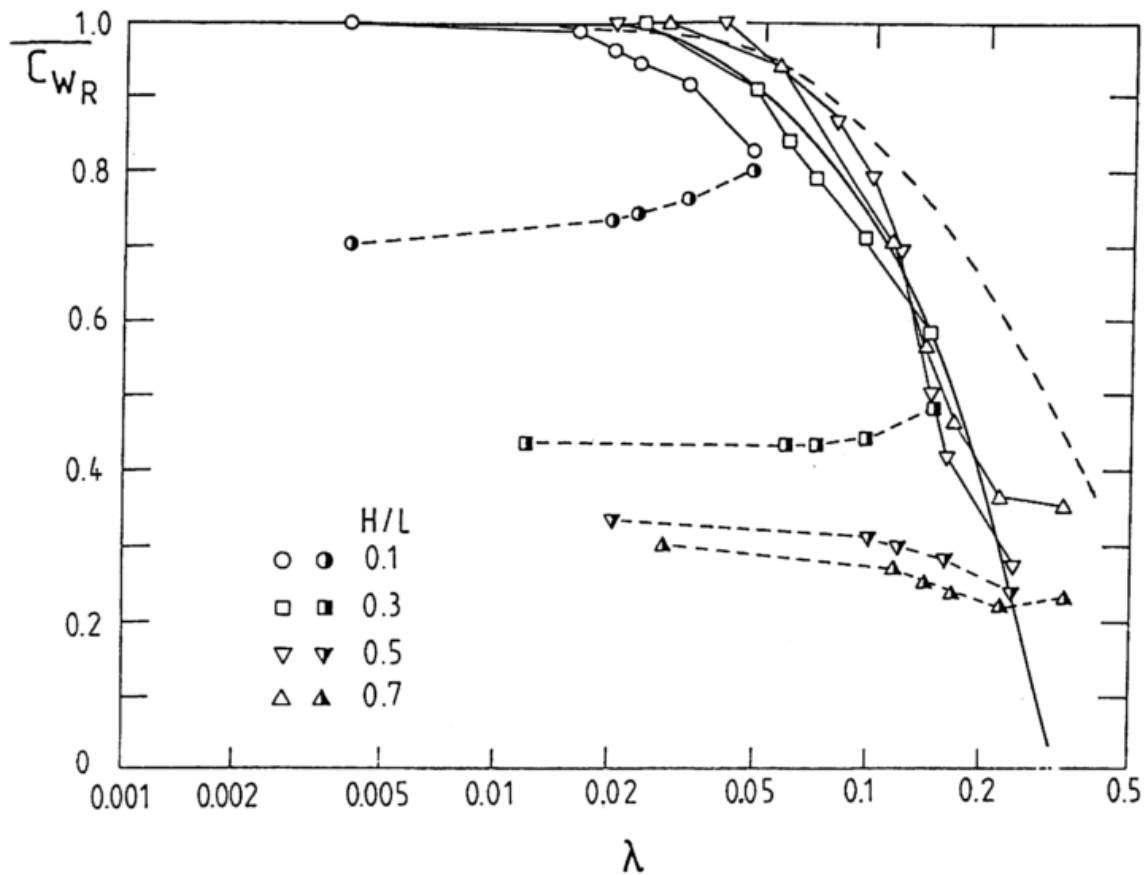


Abbildung 28: $\overline{C_{WR}}$ als Funktion von λ , offene Symbole: Berge, halb gefüllte: Täler. Gestrichelte Kurve: $f(\lambda)$ nach (4.40), durchgezogene Kurve: $f(\lambda)$ nach (5.15).

Simulationen recht gut. Weiterhin hat (4.40) den Vorteil, daß es für große λ im Gegensatz zu (5.15) nicht negativ wird, sondern gegen Null konvergiert, und daß es in seiner Herleitung nicht auf zweidimensionale Strömungen beschränkt ist. Mit (5.15) und (5.10) folgt somit für den Formwiderstand eines Einzelhindernisses in einem Hindernisensemble (unter Zusammenfassung der einzelnen Konstanten in einen Zahlenwert):

$$W_{Dneutral} = 19,5 \rho u_g^2 \left(\frac{H}{L}\right)^{2.17} Re_t^{-2/3} \left(1 + \frac{Re_t^{2/3}}{18 Ro_o}\right) \left(1 + 0,15 \cdot \frac{Ro_c}{Ro_s}\right) f(\lambda) \quad (5.16a)$$

Für $0,3 \cdot L$ kleiner als δ und B/L größer als 10 gilt:

$$W_{D_{neutral}} = 19,5 \rho u_g^2 \left(\frac{H}{L}\right)^{2,17} Re_{t\delta}^{-2/3} \left(1 + \frac{Re_{t\delta}^{2/3}}{18 Ro_o}\right) \left(1 + 0,15 \cdot \frac{Ro_c}{Ro_s}\right) \left(1 + \frac{C_D}{\kappa} \ln\left(\frac{0,3Lf}{\kappa u_*}\right)\right)^2 f(\lambda) \quad (5.16b)$$

$f(\lambda)$ kommt hierbei entweder aus (4.40) oder aus (5.15).

Nach (3.13) sollte W_D bei neutraler Schichtung für Ro_p gegen unendlich eine Funktion von ρU^2 , H/L , Re_t , Ro_o , Ro_s und λ sein. Dies ist in (5.16a,b) der Fall.

(5.16a,b) gilt für Berge für beliebige D^* , für Täler jedoch nur für den Grenzwert D^* gegen 1 (für $D^* = 1$ und große n wird die Unterscheidung zwischen Bergen und Tälern bedeutungslos). Ansonsten macht sich in Abb. 28 der bereits in Kapitel 5.1.1 (Abb. 21) dargestellte Effekt bemerkbar, daß der Widerstandsbeiwerts eines Tales gegenüber dem eines Berges mit gleichem $|H|/L$ (mit dem Widerstand eines Berges ist in (5.14) normiert) umso kleiner wird, je größer $|H|/L$ wird. Weiter sieht man in Abb. 28 ebenfalls die in Kapitel 4.2.2 dargestellte Tatsache, daß der Einfluß eines Tales nicht weit ins Lee hineinreicht und sich der Widerstand mehrerer Täler dadurch nahezu richtig durch die bloße Addition der Einzelwiderstände isolierter Täler berechnen läßt.

Gesamtwiderstände, die sich als Summe der Einzelwiderstände der isolierten Hindernisse schreiben lassen, erscheinen in Abb. 27 genau auf der Winkelhalbierenden ($m_c \cdot C_{WR} = 10 \cdot \lambda$) liegend und in Abb. 28 als waagerechte Kurven.

Damit ist die numerische Simulation der Einflüsse der einzelnen Parameter auf den Druckwiderstand bei neutraler Schichtung prinzipiell abgeschlossen. Angenommen worden ist immer, daß es sich um - quer zur Anströmung - langgestreckte Hindernisse handelt, d.h. B/L immer von der Größenordnung 10 oder größer ist. Für kleineres B/L führt mögliche Umströmung der Hindernisse zu einer Reduktion des Strömungswiderstands.

5.2.2 Komplexes Terrain durch Überlagerung sinusförmiger Orographien

Bisher wurden sinusförmige Orographien mit einer bestimmten Wellenlänge D betrachtet. Eine spektrale Analyse realer Orographien zeigt, daß hier mehr als eine Wellenlänge von Bedeutung ist. Eine komplexe Orographie wird sich annähernd durch die Überlagerung verschiedener sinusförmiger Orographien mit verschiedenen Wellenlängen beschreiben lassen (Fourier-Analyse der komplexen Orographie). In diesem Unterkapitel soll durch numerische Simulationen geprüft werden, wie die im vorhergehenden Unterkapitel gefundenen Ergebnisse für eine einzelne sinusförmige Orographie auf komplexe Orographien verallgemeinert werden kann.

Es wird der einfachst mögliche Fall behandelt werden, die Überlagerung von zwei sinusförmigen Orographien mit verschiedenen Wellenlängen. Gesucht wird nach einer Möglichkeit, den Gesamtwiderstand für die Überlagerung der beiden Orographien aus den Einzelwiderständen der beiden Orographien nach Kap 5.2.1 zu bestimmen. Dabei sind zwei Spezialfälle denkbar, die die Randwerte für das Verhalten des Druckwiderstands festlegen sollten. Es sei $D^* = 1$ und D_1 und D_2 die Wellenlängen der beiden Orographien.

Der erste denkbare Spezialfall ist, daß D_1 oder D_2 gegen unendlich geht während die jeweils andere Wellenlänge endlich bleibt. Die Höhe H soll ebenfalls endlich bleiben. Dann haben wir den Fall des vorhergehenden Unterkapitels mit einer festen Wellenlänge ohne Überlagerung.

Der zweite Spezialfall ist, daß D_1 und D_2 gleich sind und zwischen den beiden Orographien keine Phasenverschiebung auftritt. Da sich dann die Neigungen addieren, muß (5.16) für die doppelte Neigung Anwendung finden. Gilt die Näherung an (5.16) aus EMEIS (1987), daß W_D proportional $(H/L)^{1,48}$ ist, so kann man schreiben:

$$W_{D_{gesamt}} = (W_{D_1}^{1/1,48} + W_{D_2}^{1/1,48})^{1,48} \quad (5.17)$$

5.2.3 Schnitt durch den Schwarzwald mit unterschiedlicher räumlicher Auflösung

Nach den Simulationen über künstlichen sinusförmigen Orographien soll hier nun an einem Beispiel von einem West-Ost-Schnitt durch den Schwarzwald mit unterschiedlichen horizontalen Auflösungen die zuvor gewonnenen Erkenntnisse getestet werden und der Einfluß der räumlichen Auflösung auf die Größe des Druckwiderstands demonstriert werden.

Die Orographiedaten sind einer digitalisierten Orographie mit 101,591 m räumlicher Auflösung entnommen. Die Länge des Simulationsgebiets beträgt 122 Gitterpunkte in x-Richtung (= 61462,555 m bei $\Delta x = 507,955$ m). Es werden drei Orographien benutzt (siehe Abb. 29): 1.) eine *rauhe* Orographie, die durch 'Zupfen' jedes fünften Wertes aus dem Originaldatensatz erhalten wird (also keine räumliche Mittelung der Orographie), 2.) eine *glatte* Orographie, die durch Zupfen jedes fünfzigsten Wertes aus dem Originaldatensatz erhalten wird (diese Werte werden auf jeden zehnten Gitterpunkt am Unterrand des Simulationsgebiets gelegt, dazwischen wird dann linear interpoliert) und 3.) eine Differenzorographie *rauh* minus *glatte*. Weiterhin wurde aus den beiden ersten Orographien der 'Trend' eliminiert, d.h. die gesamte Orographie wurde so geneigt, daß die Höhe der Orographie am Ausströmrund gleich der am Einströmrund ist, um die Voraussetzungen zur Herleitung von (3.6) aus (3.4) zu erfüllen.

Abb. 29 zeigt die u-Komponente des Windfeldes über den drei Orographien, Abb. 30 zeigt den Verlauf des Druckes am Boden. Die *glatte* Orographie weist auch den glattesten Druckverlauf auf, die *rauhe* Orographie erzeugt die größten Ausschläge in der Druckverteilung. Der Druckverlauf über der Differenzorogra-

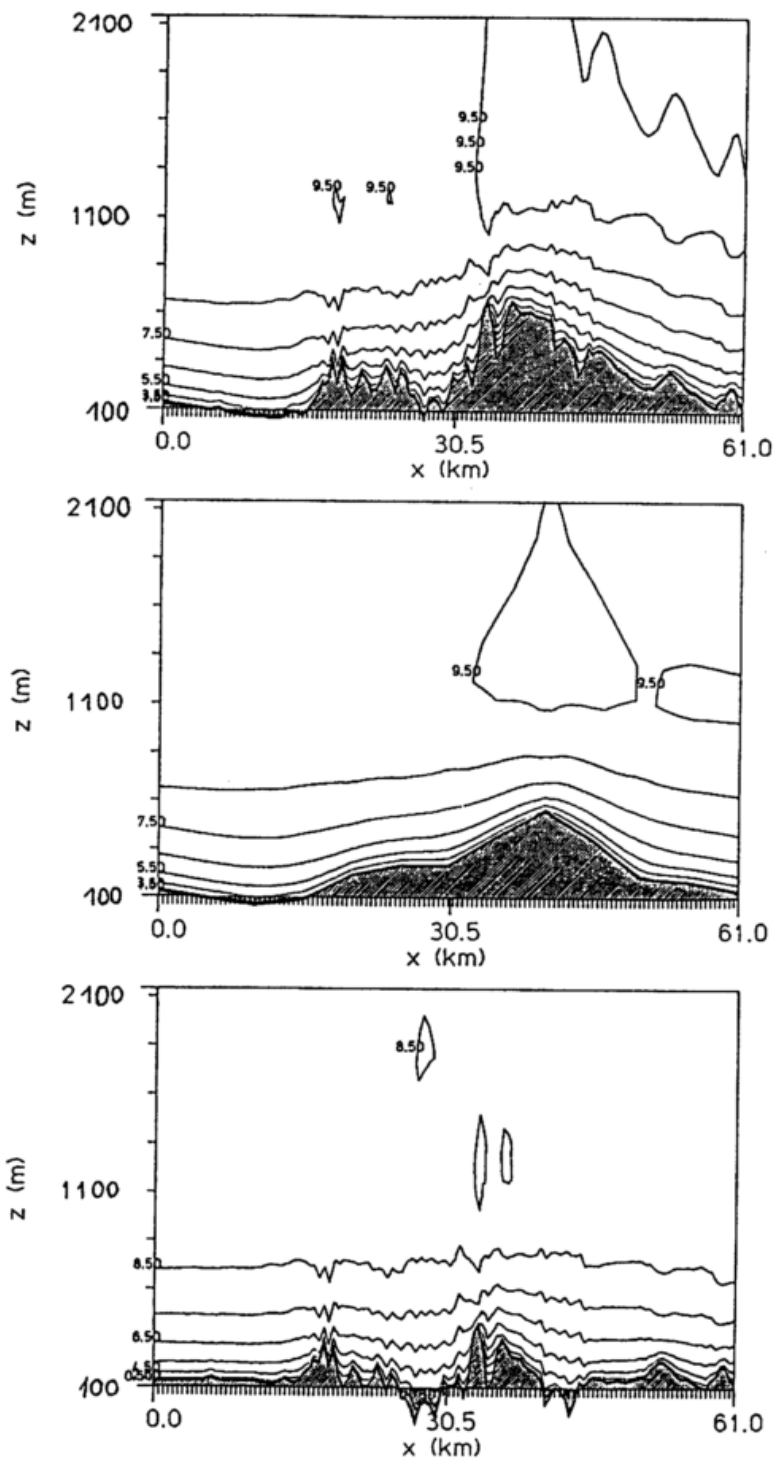


Abbildung 29: Strömung über einen West-Ost-Schnitt durch den Schwarzwald. u-Komponente des Windfeldes über der *rauen* Orographie (oben), über der *glatten* Orographie (Mitte) und über der Differenzorographie (unten). Der Isolinenabstand ist 1 ms^{-1} .

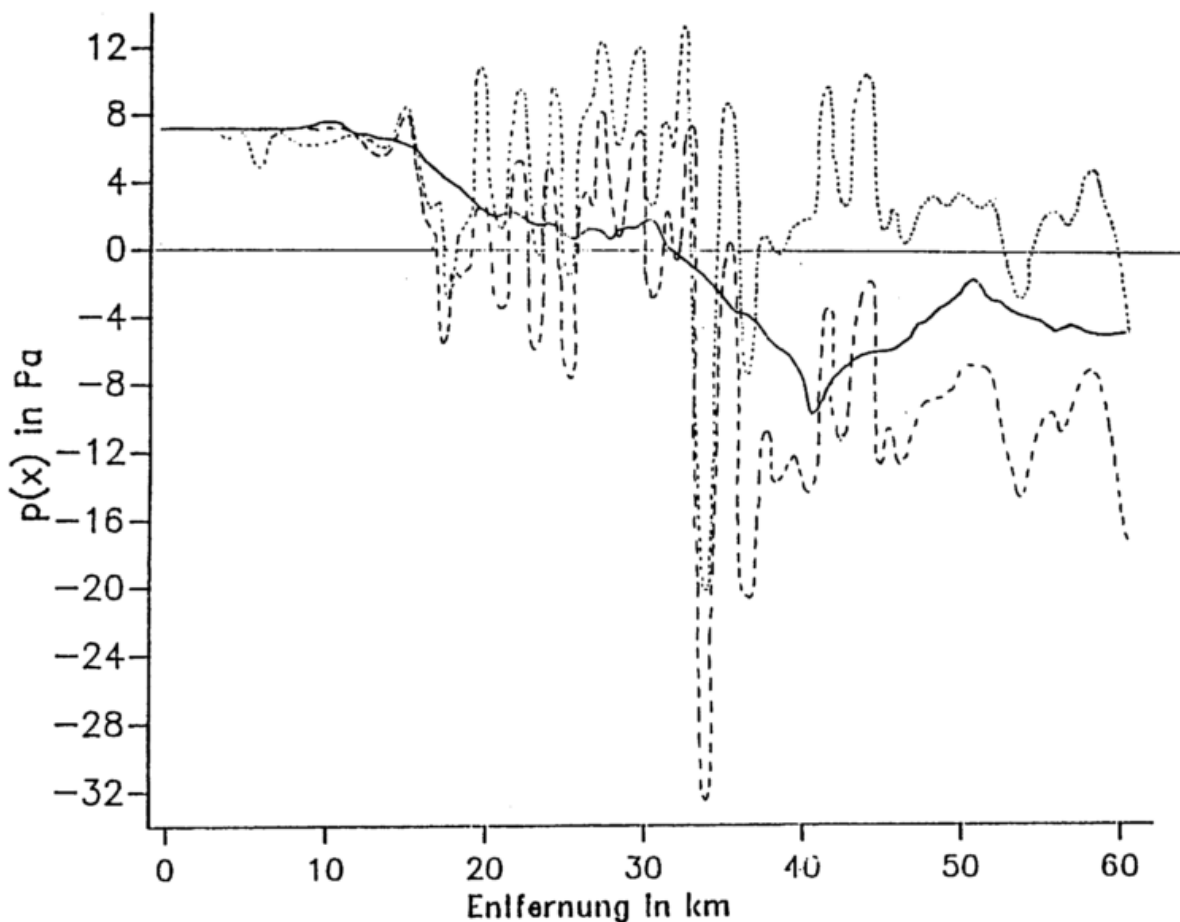


Abbildung 30: Strömung über einen West-Ost-Schnitt durch den Schwarzwald. Druckverlauf am Boden in Pa. Gestrichelt: *rauhe* Orographie, dick ausgezogen: *glatte* Orographie und gepunktet: Differenzorographie. Siehe auch Fußnote 9.

phie weist die gleiche Struktur (mit etwas verringerter Amplitude) auf wie der über der *rauh*en Orographie.⁹

Tabelle 1 zeigt neben einigen Kenngrößen zu den Orographien den Reibungs- und den Druckwiderstand dieser Orographien für neutrale Schichtung und einem geostrophischen Wind als ungestörte Anströmung von $8,5 \text{ ms}^{-1}$. Die Rauheitslänge beträgt 0,5 m.

Der Reibungswiderstand wird nur wenig durch die Wahl der Orographie beeinflusst. Er ist über der glatten Orographie am höchsten, da hier die Windgeschwindigkeit in Bodennähe am größten ist.

Der Druckwiderstand dagegen hängt deutlich von der gewählten Orographie ab. Er ist am größten über der rauhen Orographie und am niedrigsten über der

⁹Die Druckkurven wurden am linken Rand künstlich zur Deckung gebracht, indem vom Druck über der *rauh*en Orographie 3,1 Pa subtrahiert wurde und zum Druck über der Differenzorographie 4,2 Pa addiert wurde. Diese Korrektur ist notwendig und gerechtfertigt, da im Anströmbereich keine ebene Strecke vorhanden ist, und somit der Druck nur bis auf eine additive Konstante bestimmt ist.

glatten. Der Druckwiderstand über der Differenzorographie ist deutlich kleiner als die Differenz der Druckwiderstände über der rauhen und der glatten Orographie. Hieraus folgt, wie nach den Ergebnissen des vorhergehenden Unterkapitels zu erwarten, daß der Druckwiderstand über der rauhen Orographie nicht als einfache Summe der Widerstände über der glatten und der Differenzorographie erhalten werden kann.

Recht gut läßt sich aber der in (5.17) genannte Spezialfall hier anwenden. Die entsprechenden Werte sind in der letzten Zeile der Tabelle 1 dargestellt: $0,076 + 0,211$ ergibt $0,287$ gegenüber $0,270$ für die rauhe Orographie. Die mit dem Exponenten $1/1,48 = 0,676$ versehenen Widerstände verhalten sich wie die maximalen Steigungen, auch diese sind in diesem Beispiel additiv.

Tabelle 1: Druck- und Reibungswiderstände für eine Strömung über einen Querschnitt durch den Schwarzwald (für Einzelheiten siehe Text).

	Orographie		
	rauh	glatt	Differenz
$H_{max} - H_{min}$ in m	545	422	301
$\overline{H/L}$	0,074	0,017	0,072
$(\overline{H/L})_{max}$	0,514	0,038	0,478
W_D/ρ in m^2/s^2	0,144	0,022	0,100
$\overline{u_*^2}$ in m^2/s^2	0,192	0,208	0,180
$(W_D/\rho)^{0,676}$	0,270	0,076	0,211

6 Druckwiderstand bei nicht-neutraler Schichtung

In diesem Kapitel wird der Einfluß der thermischen Schichtung der Atmosphäre auf die Größe des Druckwiderstands und seiner Einzelkomponenten betrachtet. Es kann zwischen labiler und stabiler Schichtung unterschieden werden. Bei labiler Schichtung treten gegenüber der neutralen Schichtung keine neuen Komponenten des Druckwiderstands auf (siehe Abb. 1). Bei stabiler Schichtung können dagegen weitere Komponenten auftreten. Es sind dies der hydrostatische Widerstand aufgrund der Blockierung kälterer Luftmassen im Luv von Hindernissen und der Wellenwiderstand aufgrund von Schwerewellen.

Die Beschreibung des Druckwiderstands und seiner Komponenten wird sich in diesem Kapitel in zwei Teile gliedern. Zuerst werden kleine Abweichungen von der neutralen Schichtung betrachtet (labile und stabile Schichtungen), ohne daß sich Schwerewellen ausbilden. Anschließend werden stärker stabile Schichtungen mit Schwerewellen betrachtet. Die Stärke der Schichtung wird durch den Parameter N^2 in Bodennähe beschrieben, dem Quadrat der Brunt-Väisälä-Frequenz. Hiermit wird das Quadrat einer Froudezahl Fr^2 gebildet:

$$Fr^2 = \frac{N^2 L^2}{U^2} \quad (6.1)$$

Indem das Quadrat dieser Zahl benutzt wird, kann sie auch als Parameter für labile Schichtungen verwendet werden. Die Schichtung ist labil für $Fr^2 < 0$, stabil ohne die Bildung von Schwerewellen für $0 < Fr^2 < \pi^2$ und stabil mit Bildung von Schwerewellen für $Fr^2 > \pi^2$.¹ Der Einfluß der Parameter Ro_s und Ro_o wird in diesem Kapitel nicht weiter untersucht werden.

Wenn man Trägheitswellen und planetare Rossbywellen vernachlässigt, so folgt für den Druckwiderstand aus dem linearen Ansatz (3.11) für stabile Schichtung:

$$W_D = -\frac{1}{2} \rho U^2 \left(\frac{H}{L} \right)^2 \left(Re_t^{-2/3} \int \overline{u'^* w'^*} dx^* + Fr \int u^* w^* dx^* \right) \quad (6.2)$$

¹Für stabile Schichtung wird N^2 aus der vorgegebenen Temperaturschichtung berechnet, für instabile Schichtung wird die potentielle Temperatur in der Anströmung in der zweituntersten und der fünftuntersten Rechenfläche (das sind hier ca. 14 und 159 m über Grund) am Ende der Simulation abgegriffen und daraus N^2 bestimmt. Die unterschiedliche Berechnung rührt von der Initialisierung des 2D-Modells her. Während die stabile Schichtung durch die Vorgabe eines stabilen 1D-Profiles erzeugt wird (mit einer Bodentemperatur, die dem Profil entspricht, sodaß der Wärmefluß am Boden nahezu verschwindet, somit die Schichtung sich während der Simulation nicht ändert und die Grenzschicht daher nur durch die Windscherung bestimmt wird), wird die labile Schichtung durch Vorgabe eines neutralen 1D-Profiles mit einer überhöhten Bodentemperatur erzeugt. Hierdurch bildet sich im Laufe der Simulation eine labile Schichtung in Bodennähe aus. Hieraus folgt auch, daß die Grenzschicht in diesem Fall nach oben hin nicht durch eine Inversion begrenzt ist. Eine Einführung einer solchen Inversion würde einen weiteren Parameter in die Simulationen einführen (siehe z.B. DEARDORFF et al., 1984).

6.1 Druckwiderstand eines Einzelhindernisses bei schwacher Abweichung von der neutralen Schichtung

Ohne die Ausbildung von Schwerewellen ist der zweite Summand in (6.2) nicht von Bedeutung, da das Integral über $u \cdot w$ keine nennenswerte Beiträge liefert. Aber es besteht doch ein wesentlicher Unterschied zur neutralen Schichtung (5.1), denn die turbulente Reynoldszahl (Definition vor (3.11)) hängt über die turbulente Viskosität auch von der Schichtung ab.

Neben den nichtlinearen Einflüssen der Bodenreibung und der Strömungsablösung, die schon bei neutraler Schichtung auftraten, muß jetzt, auch wenn sich keine Schwerewellen ausbilden, auch der nichtlineare Einfluß der Blockierung kälterer Luftmassen berücksichtigt werden.

Abb. 31 zeigt den Formwiderstand, den hydrostatischen Widerstand und den Gesamtwiderstand für drei verschiedene Bodenrossbyzahlen Ro_s ($z_0 = 0,01$ m entspricht $Ro_s = 8,5 \cdot 10^6$, u.s.w.), normiert mit dem Formwiderstand bei neutraler Schichtung für den Grenzwert großer Bodenrossbyzahlen. H/L ist 0,1 und Re_t ist 425 bei neutraler Schichtung (Annahme: $\nu_t = 10m^2s^{-1}$).

Es zeigt sich, daß der Formwiderstand mit wachsendem Fr^2 (von negativen zu positiven Werten hin) monoton abnimmt. Ein analoges Verhalten für den Widerstandsbeiwert ist auch schon in GARRATT (1977) dargestellt, und auch für den Widerstandsbeiwert von porösen Windschutzzäunen hat man festgestellt, daß der Beiwert mit zunehmender Stabilität abnimmt (SEGINER, 1975).

Da U und L konstant gehalten wurden, kann Re_t also nur mit ν_t variieren. Da W_D nach (6.2) proportional zu $Re_t^{-2/3}$ ist, sollte W_D proportional zu $\nu_t^{2/3}$ sein.

Bei der Einführung von ν_t in Kapitel 3.1.2 ist angenommen worden, daß ν_t in erster Näherung durch den turbulenten Austauschkoeffizienten beschrieben werden kann, da die turbulente Viskosität proportional zu den turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen ist.

Diesen Ansatz kann man hier testen, indem man die Variation des in der Turbulenzschließung des numerischen Modells benutzten Austauschkoeffizienten mit der Schichtung (mit Fr^2) betrachtet und das Ergebnis mit der Variation von W_D vergleicht. Hierzu ist der Wert des Austauschkoeffizienten 160 m über dem Hindernis als repräsentativer Wert für die turbulente Viskosität der Strömung über dem Hindernis herausgegriffen worden und zur Bildung von Re_t benutzt worden.

Es zeigt sich dann, daß der Widerstand für kleine Abweichungen von der neutralen Schichtung mit $\simeq Re_t^{-1/2}$ variiert. Dieses ist nicht allzu sehr von der theoretisch erwarteten Abhängigkeit mit $Re_t^{-2/3}$ entfernt. Hauptproblem bei diesem Vergleich dürfte die genaue Bestimmung von ν_t sein. Der Rückgriff auf den Austauschkoeffizienten an einem bestimmten Gitterpunkt ist nur eine grobe Näherung. Das dürfte den Unterschied zwischen der gefundenen und der erwarteten Abhängigkeit des Formwiderstands von Re_t erklären.

Wir haben also jetzt gefunden, daß für den Formwiderstand für kleine Abweichungen von der neutralen Schichtung die für die neutrale Schichtung gefun-

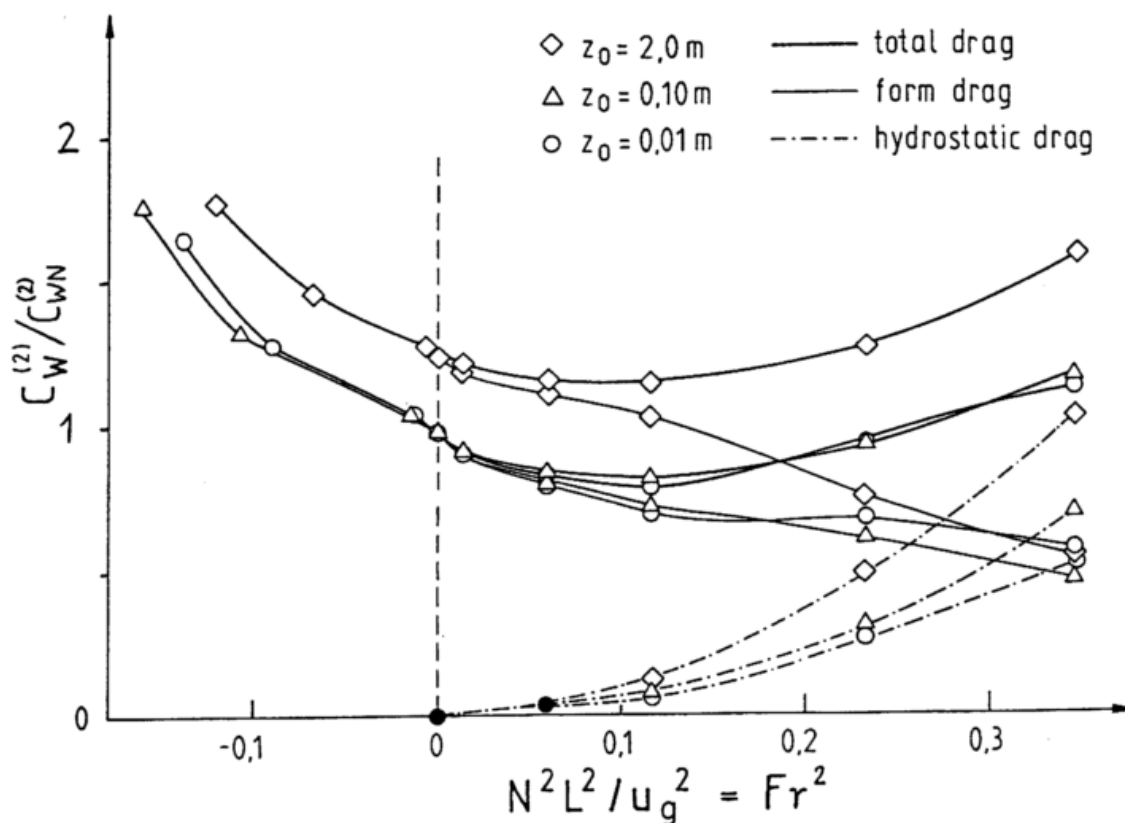


Abbildung 31: Formwiderstand, hydrostatischer Widerstand und Gesamtwiderstand an einem Berg bei kleinen Abweichungen von der neutralen Schichtung. H/L ist 0,1 und $Re_t = 425$. Scharparameter ist die Rauigkeit der Hinderisoberfläche. Der Widerstand ist normiert mit dem Widerstand bei neutraler Schichtung und glatter Oberfläche.

dene Beschreibung (5.10) beibehalten werden kann, wenn man Re_t als $Re_t(Fr^2)$ betrachtet. Für labile Schichtung gilt diese Aussage sogar für den Gesamtwiderstand.

Da der Formwiderstand bei kleinen Abweichungen von der neutralen Schichtung weiterhin in der gleichen Weise wie bei der neutralen Schichtung beschrieben werden kann, sollten die für diese Schichtung gefundenen Analogien zwischen Formwiderstand und viskoser Reibung bei einer Strömung über eine rauhe Platte ebenfalls weiterhin Gültigkeit haben.

Ein Vergleich mit Meßdaten von GRAF et al. (1984) zeigt, das diese Analogie weiterhin berechtigt ist. GRAF et al. sammelten Daten von einer festen Plattform mit einem 12 m hohen Mast auf dem Genfer See. Aus diesen Daten berechneten sie den Widerstandsbeiwert für die rauhe Seeoberfläche für verschiedene atmosphärische Schichtungen. Ihre Ergebnisse werden in Abb. 32 mit den Ergebnissen für den Formwiderstand aus Abb. 31 verglichen.

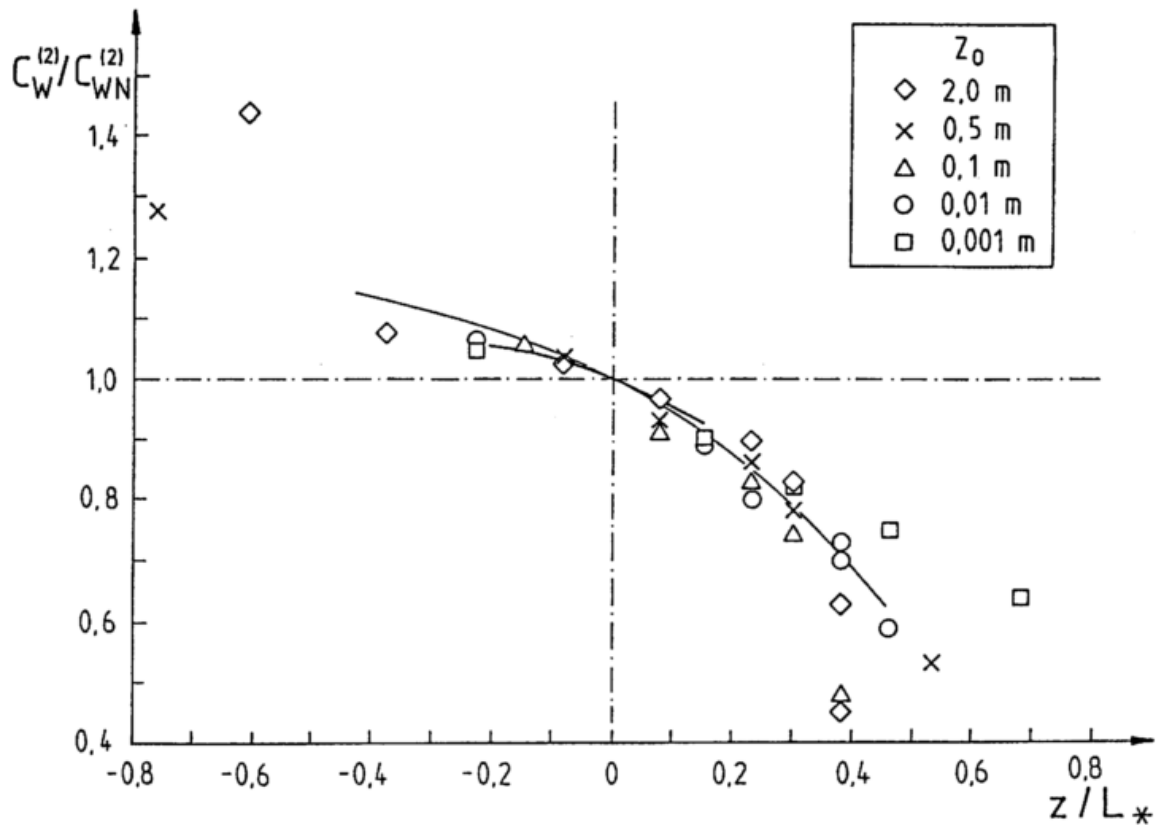


Abbildung 32: Vergleich der Ergebnisse aus Abb. 31 (Symbole und dünne Kurve) mit Meßdaten von GRAF et al. (1984) (dicke Kurve). Weiteres siehe Text.

Der hierfür notwendige Stabilitätsparameter z/L_* (L_* ist die Monin-Obukhov-Länge) ist in derselben Weise wie bei GRAF et al. bestimmt worden. Hierzu wird zuerst eine Richardsonzahl gebildet:

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2} \quad (6.3)$$

wobei $\frac{\partial u}{\partial z}$ über dieselbe Höhendifferenz bestimmt wird wie N^2 im labilen Fall (siehe Fußnote 1 in diesem Kapitel). Dann wird eine empirische Beziehung zwischen Ri und z/L_* benutzt:

$$\frac{z}{L_*} = \begin{cases} 7.6 Ri & \text{für } Ri < 0 \\ 6.0 Ri & \text{für } Ri > 0 \end{cases} \quad (6.4)$$

Aus Abb. 32 sieht man, daß sich Formwiderstand aus Abb. 31 und der Widerstandsbeiwert einer rauhen Seeoberfläche nahezu gleich verhalten. Für größere Abweichungen von der neutralen Schichtung wird die Streuung der numerisch erzeugten Daten allerdings größer, vermutlich auch wegen der groben Bestimmung von z/L_* .

Der hydrostatische Widerstand tritt in Abb. 31 nur bei positivem Fr^2 auf und wächst mit Fr^2 an. Für konstantes H/L , wie in Abb. 31 vorgegeben, ist Fr_h proportional zu Fr ($Fr_h = H/L \cdot Fr$) und der hydrostatische Widerstand wächst mit Fr_h .

6.2 Druckwiderstand eines Hindernisses bei stabiler Schichtung mit Bildung von Schwerewellen

Jetzt soll der Fall betrachtet werden, daß $Fr^2 \simeq \pi$ oder größer ist. Damit ändert sich gegenüber den bisherigen Betrachtungen der Strömungstyp erheblich, es treten Schwerewellen auf. Reibungs- und Viskositätseffekte beeinflussen zwar die Schwerewellen, sind jetzt aber nur noch zweitrangig. In den folgenden Unterkapiteln sollen der viskose Formwiderstand und der hydrostatische Widerstand mit dem Wellenwiderstand aufgrund von Schwerewellen verglichen werden. Weder der turbulente Formwiderstand durch Ablösung, noch der durch Bodenreibung wird hier betrachtet werden. Ein Wellenwiderstand durch Trägheitswellen tritt bei stärker stabilen Schichtungen nicht mehr auf (siehe Abb. 23), eine Abhängigkeit des Widerstands von Ro_o wird daher auch nicht mehr untersucht. Ro_o und Ro_s werden also bei den kommenden Betrachtungen konstant gehalten.

Wir beginnen mit einigen analytischen Überlegungen zur Größe des Wellenwiderstands aus der linearen Theorie. Alle dargestellten Druckwiderstandskomponenten werden in diesem Unterkapitel 6.2 mit dem Wellenwiderstand aus der linearen Theorie normiert werden. Ein Vergleich mit der Skalenanalyse in Kapitel 3.1.3 zeigt, daß diese Normierung im Prinzip einer Normierung des Druckwiderstands mit dem von Fr abhängigen Term in (3.11) entspricht. Im Kapitel 5 hingegen hatten wir, wenn wir C_{WR} betrachteten, mit dem von Re_t abhängigen Term in (3.11) normiert. Die folgenden Beispiele werden zeigen, daß diese neue Normierung die für den Strömungstyp mit Schwerewellen angemessene Normierung ist.

6.2.1 Analytische Überlegungen

Aus der analytischen Theorie folgt für den Wellenwiderstand in einer reibungsfreien, rotationsfreien und nichthydrostatischen Strömung ohne Grenzschicht bei stabiler thermischer Schichtung (KLEMP und LILLY, 1980):

$$W_{DW} = \begin{cases} \frac{\pi}{8} \rho u_g^2 \left(\frac{H}{L}\right)^2 Fr \left(1 - \frac{\pi^2}{Fr^2}\right)^{1/2} & \text{für } Fr \geq \pi \\ 0 & \text{für } Fr < \pi \end{cases} \quad (6.5)$$

Eine sinusförmige Orographie regt ein ganzes Spektrum von Wellenzahlen an, die an der Schwerewellenerzeugung teilhaben. Daher können auch schon für $Fr < \pi$ Wellen auftreten. Die untere Grenze für den Wellenwiderstand liegt dann bei ungefähr $\pi/2$. Damit wird aus (6.5):

$$W_{DW} = \begin{cases} \frac{\pi}{8} \rho u_g^2 \left(\frac{H}{L}\right)^2 Fr \left(1 - \frac{\pi^2}{4Fr^2}\right)^{1/2} & \text{für } Fr \geq \frac{\pi}{2} \\ 0 & \text{für } Fr < \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (6.6)$$

Weiterhin haben MASON und SYKES (1979a) gefunden, daß der Wellenimpulsfluß in einem numerischen Modell mit Viskosität und Bodenreibung um einen Faktor 2 bis 4 kleiner ist als in (6.6). Wir führen hier empirisch aus den vorliegenden numerischen Simulationen den Faktor $3/2$ ein² und erhalten anstelle von (6.6):

$$W_{DW} = \begin{cases} \frac{\pi}{12} \rho u_g^2 \left(\frac{H}{L}\right)^2 Fr \left(1 - \frac{\pi^2}{4Fr^2}\right)^{1/2} & \text{für } Fr \geq \frac{\pi}{2} \\ 0 & \text{für } Fr < \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (6.7)$$

Normierung von (6.7) mit:

$$W_{DW(\text{linear})} = \frac{\pi}{4} \rho u_g^2 \left(\frac{H}{L}\right)^2 Fr \quad (6.8)$$

(dem doppelten der linearen Lösung für den hydrostatischen Fall) liefert:

$$C_{WW} = \begin{cases} \frac{1}{3} \left(1 - \frac{\pi^2}{4Fr^2}\right)^{1/2} & \text{für } Fr \geq \frac{\pi}{2} \\ 0 & \text{für } Fr < \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (6.9)$$

Die numerischen Ergebnisse in den nächsten Unterkapiteln werden ebenfalls mit (6.8) normiert werden und (6.9) wird zum Vergleich mit dargestellt werden.

6.2.2 Stationäre Anströmung eines Einzelhindernisses

Abb. 33 zeigt den Formwiderstandsbeiwert C_{WF} , den Wellenwiderstandsbeiwert C_{WW} , den hydrostatischen Widerstandsbeiwert C_{WH} und den Gesamtwiderstandsbeiwert $C_{WT} = C_{WF} + C_{WW} + C_{WH}$. Alle Widerstandsbeiwerte sind analog zu (6.9) mit (6.8) normiert und gegen Fr aufgetragen. Scharparameter ist H/L . Fr wurde variiert, indem die Schichtung verändert wurde, während Anströmung und Hindernisbreite festgehalten wurden. Fr und H/L sind immer so gewählt, daß $Fr_h \leq 0,8$ ist ($Fr_h = \frac{H}{L} \cdot Fr$). Für $Fr_h \geq 0,8$ würden die Leewellen brechen.

Wir beginnen mit der Diskussion von C_{WW} . In dem Teilbildchen für C_{WW} finden wir (6.9) als dicke durchgezogene Kurve. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Modellergebnisse mit den Vorüberlegungen aus Kapitel 6.2.1. Für $Fr > 5$ hängt C_{WW} deutlich von H/L ab. Für kleine H/L nimmt C_{WW} mit weiter steigendem Fr wieder ab, für $H/L = 0,1$ bleibt C_{WW} bei dem theoretischen Wert aus (6.9).

Die Wiederabnahme von C_{WW} für kleine H/L für wachsendes $Fr > 5$ ist bereits von SYKES (1978) diskutiert worden. Seine Erklärung hierfür ist, daß für Hindernisse, die sehr viel kleiner als die Grenzschichthöhe sind (bei einer Längenskala L der Hindernisse von 3000 m sind die hier benutzten Hindernisse zwischen 50 und 300 m hoch), die Grenzschicht dämpfend auf die Wellenbildung wirkt. Je stärker die Schichtung ist, desto mehr widersetzt sich die freie

²Dieser empirische Faktor hängt in dem hier benutzten numerischen Modell von der Höhe über Grund ab, in der der Wellenimpulsfluß bestimmt wird, da auch im hydrostatischen Fall der Wellenimpulsfluß im numerischen Modell nicht vollständig höhenkonstant wurde (siehe LENZ, 1991). Der Impulsfluß ist hier typischerweise in einer Höhe von ca. 1km abgegriffen worden.

Atmosphäre vertikalen Verlagerungen. SYKES nennt das den 'Kissen'-Effekt der Grenzschicht.

Als nächstes betrachten wir den Formwiderstand C_{WF} in Abb. 33. In dieses Bildchen mit eingezeichnet ist als gestrichelte Kurve der Formwiderstand bei neutraler Schichtung, normiert mit (6.8). Würde man die in Kapitel 6.1 gefundene Schichtungsabhängigkeit des viskosen Formwiderstands auch noch berücksichtigen, würde die gestrichelte Kurve noch niedriger zu liegen kommen.

Es zeigt sich, daß die gestrichelte Kurve keine gute Beschreibung des Verhaltens des Formwiderstands mit wachsender Froudezahl bei Ausbildung von Schwerewellen liefert. Vielmehr ergibt sich aus den hier präsentierten numerischen Simulationen, daß der normierte Formwiderstand nahezu unabhängig von Fr ist. Dieses wird durch die dicke durchgezogene Linie

$$C_{WF} = 0,12 \quad (6.10)$$

angedeutet. Wir finden also, daß sich der Formwiderstand im Falle einer Strömung mit Schwerewellen proportional zum Wellenwiderstand verhält. D. h. die beiden Widerstandsanteile sind nicht mehr unabhängig voneinander, wie bisher bei der Herleitung und Darstellung der verschiedenen Widerstandskomponenten immer angenommen wurde. Die Herleitung des viskosen Formwiderstands in (3.11) hatte ergeben, daß dieser von Re_t abhing. Jetzt finden wir eine Abhängigkeit von Fr , die die von Re_t nahezu völlig überdeckt. Dies kann jedoch nicht wie 6.1 damit erklärt werden, daß Re_t mit anwachsender stabiler Schichtung größer wird (dann müßte der Formwiderstand abnehmen und nicht zunehmen), sondern daß das für den viskosen Formwiderstand ebenfalls maßgebliche U mit Fr anwächst. Das für den Wellenwiderstand maßgebliche U bleibt allerdings konstant und ist gleich u_g , wie die numerischen Ergebnisse für den Wellenwiderstand gezeigt haben. Wir stehen somit vor der Notwendigkeit, zwei verschiedene Geschwindigkeitsskalen für die beiden Widerstandsanteile einzuführen, wenn wir die Beschreibung nach (3.11) beibehalten wollen.

Die Erklärung hierfür ist, daß mit zunehmendem Fr die Strömungsgeschwindigkeit über dem Hindernis und auf seiner Leeseite zunimmt und sehr viel größere Werte als die geostrophische Anströmung erreichen kann. Mit dieser Strömungsgeschwindigkeit wächst dann auch der Formwiderstand. Anders ausgedrückt kann man sagen, die Geschwindigkeitsverteilung im Schwerewellensystem übernimmt die Rolle der geostrophischen Anströmung für die Skalierung des Formwiderstands; der Formwiderstand wird von der geostrophischen Anströmung entkoppelt. Er skaliert jetzt ebenfalls mit Fr . Dies rechtfertigt den Wechsel der Normierung in Kapitel 6.2.

Der hydrostatische Widerstand spielt bei den hier gewählten geometrischen Parametern kaum eine Rolle. Fr_h ist für $Fr = 6$ nur zwischen 0,1 (für $H/L = 0,017$) und 0,6 ($H/L = 0,1$). Bei voll ausgebildeten Leewellen ($Fr = 6$) erreicht der hydrostatische Widerstand (normiert mit (6.8)) für das steilste hier betrachtete Hindernis gerade die Größe des Formwiderstands.

Vernachlässigt man einmal den hydrostatischen Anteil, so kann man den

Gesamtwiderstandsbeiwert aus (6.9) und (6.10) zusammensetzen:

$$C_{WT} = \begin{cases} 0,12 + \frac{1}{3}\left(1 - \frac{\pi^2}{4Fr^2}\right)^{1/2} & \text{für } Fr \geq \frac{\pi}{2} \\ 0,12 & \text{für } Fr < \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (6.11)$$

(6.11) ist als dicke durchgezogene Kurve im unteren Teilbildchen von Abb. 33 eingezeichnet. Die gestrichelte Kurve ergibt sich, wenn man statt (6.10) die gestrichelte Kurve aus dem obersten Teilbildchen für C_{WF} in (6.11) einsetzen würde.

Zusammenfassend kann man für diese geometrischen Parameter für den hydrostatischen Fall sagen, daß mindestens $3/5$ des Druckwiderstands eines Einzelhindernisses in stabiler Schichtung mit Schwerewellen aus dem Wellenwiderstand kommen, $1/5$ aus dem Formwiderstand und maximal $1/5$ aus dem hydrostatischen Widerstand.

6.2.3 Interferenz von Schwerewellen an zwei Hindernissen

Der im vorherigen Unterkapitel gezeigte Wellenwiderstand entstand an einem isoliert stehenden Einzelberg in ungestörter Anströmung. In der Natur findet sich diese Situation jedoch kaum. Vielmehr weisen die Gebirgszüge, an denen sich Schwerewellensysteme ausbilden, in der Regel mehrere Kammlinien hintereinander auf, wenngleich auch häufig eine Kammlinie dominiert. Die an den verschiedenen Kammlinien entstehenden Schwerewellen werden sich gegenseitig beeinflussen.

Betrachtet man sich die Alpen als Beispiel, so wird das Ausbreitungskriterium für Schwerewellen am besten von einzelnen Gebirgskämmen innerhalb der Alpen erfüllt, die Alpen als Ganzes dagegen haben eine zu große horizontale Längenskala in Strömungsrichtung, um optimal ein Schwerewellensystem anzuregen. Für die Ausbildung von Schwerewellen an den einzelnen Kammlinien ist aber deren Abstand voneinander von Bedeutung. Stehen diese Linien ein ganzzahliges Vielfaches der horizontalen Wellenlänge der Schwerewellen auseinander, so bestehen gute Bedingungen für die Schwerewellen, haben diese Linien aber einen anderen Abstand, so werden sich die Schwerewellen der einzelnen Käme gegenseitig teilweise oder ganz auslöschen.

Diese Betrachtungen geben einen möglichen Grund dafür wieder, daß an den Alpen während ALPEX kaum ein vertikaler Impulsfluß durch Schwerewellen durch Flugzeugmessungen nachgewiesen werden konnte, oder dieser höchstens 10% des Gesamtwiderstands ausmachte (siehe Zitate am Schluß von Kapitel 2.1).

Die einfachste geometrische Konfiguration, mit der das Problem mehrfacher Kammlinien untersucht werden kann, ist die Überströmung zweier gleicher Hindernisse in Folge, deren Abstand variiert werden kann.

Zur Beschreibung dieser Konfiguration führen wir zwei weitere dimensionslose Parameter ein. Der Abstand der beiden Kammlinien voneinander, D , wird analog zur Längenskala der Hindernisse mit der Schichtung und der Anströmung

normiert. Wir bilden:

$$Fr_2 = \frac{ND}{U} \quad (6.12)$$

Weiterhin führen wir eine effektive Froudezahl für die gesamte Hinderniskonfiguration aus 2 Hindernissen ein, die proportional zur Länge des geneigten Terrains ist:

$$Fr_{DL} = \begin{cases} \frac{N(2L+D)}{N_2 L^2 U} & \text{für } D/L \leq 2 \\ \frac{N_2 L}{U} & \text{für } D/L > 2 \end{cases} \quad (6.13)$$

Für $D/L = 0$ ($Fr_2 = 0$) ist $Fr_{DL} = Fr$ und wir haben nur ein Hindernis. Für $D/L = 2$ ($Fr_2 = 2 \cdot Fr = Fr_{DL}$) stehen die beiden Hindernisse dicht nebeneinander. Für $D/L > 2$ ($Fr_{DL} = const. = 2 \cdot Fr$) befindet sich ebenes Terrain zwischen den beiden Hindernissen, für $0 < D/L < 2$ überschneiden sich die Hindernisse teilweise.

Anstatt mit (6.8) werden wir den Widerstand der beiden Hindernisse mit

$$\frac{\pi}{4} \rho u_g^2 \left(\frac{H}{L}\right)^2 Fr_{DL} \quad (6.14)$$

normieren und gegen Fr_2 auftragen. Der so normierte Widerstand ist der mittlere Widerstand, der in diesem Ensemble von zwei Hindernissen auf jedes der beiden Hindernisse entfällt.

Abb. 34 zeigt die drei Widerstandskomponenten wie in Abb. 33 und den Gesamtwiderstand als Funktion von Fr_2 . Die ursprüngliche Froudezahl Fr ist 2,94 und $H/L = 0,1$, dementsprechend finden wir für $Fr_2 = 0$ die Werte aus Abb. 33 für $Fr = 2,94$ und $H/L = 0,1$ wieder.

Die Variation des Gesamtdruckwiderstands mit dem normierten Abstand der beiden Hindernisse Fr_2 kommt hauptsächlich aus dem Wellenwiderstand. Die Schwerewellensysteme der beiden Hindernisse sind in Phase für $Fr_2 \simeq 9,5$ und sie löschen sich nahezu gegenseitig aus für $Fr_2 \simeq 4,5$ und $Fr_2 \simeq 15$. Hier beträgt der mittlere Wellenwiderstand pro Hindernis nur noch ca. 10% des aus der linearen Theorie erwarteten Werts ((6.14) entspricht wie (6.8) dem doppelten der linearen Theorie).

Der Formwiderstand zeigt dieselbe Variation mit Fr_2 wie der Wellenwiderstand, jedoch mit weit geringerer (relativer und absoluter) Amplitude. Das verdeutlicht noch einmal die nichtlineare Abhängigkeit zwischen Form- und Wellenwiderstand für Strömungen mit Schwerewellen im Lee des Hindernisses.

Der hydrostatische Widerstand bleibt durch die Variation von Fr_2 weitestgehend unbeeinflusst.

Als Schlußfolgerung soll aus diesem Unterkapitel festgehalten werden, daß für ein Hindernisensemble nicht nur für jedes einzelne Hindernis die Ausbreitungsbedingung für Schwerewellen erfüllt sein muß, es muß auch der 'passende' Abstand zwischen den Einzelhindernissen gegeben sein, damit der Wellenwiderstand einen wesentlichen Beitrag zum Gesamtdruckwiderstand leistet.

6.3 Druckwiderstand von Hindernisensembles ohne Anregung von Schwerewellen

Zum Abschluß der Betrachtungen über den Druckwiderstand bei nicht neutraler Schichtung soll nun noch, wie bereits im Kapitel 5.2, der Widerstand von Hindernisensembles kurz betrachtet werden. In den Abb. 35 und 36 wird der Einfluß der Schichtung der Atmosphäre auf den Widerstandsbeiwert eines Hindernisensembles deutlich. Es ist hier wieder, wie in Abb. 27, der Widerstandsbeiwert des Hindernisensembles gegen die Hindernisdichte aufgetragen. Es werden verglichen: neutrale Schichtung, stabile Schichtung mit verschwindendem Wärmefluß am Boden und stabile Schichtung mit starkem Wärmefluß in den Boden hinein. Im letzten Fall bildet sich eine Kaltluftschicht direkt über dem Boden aus, die sich in den Tälern ansammelt, von den Bergkuppen jedoch abfließt. Der Wärmefluß in den Boden wird über die Vorgabe der Bodentemperatur gesteuert. Bei der Simulation eines Wärmeflusses in den Boden hinein, wird die Bodentemperatur einige Kelvin niedriger angegeben als die Temperatur in der Höhe z_0 im Startprofil für die potentielle Temperatur.

Wir sehen, daß bei stabiler Schichtung ohne Wärmefluß am Unterrand der Widerstandsbeiwert sich mehr der Winkelhalbierenden annähert. In der stabil geschichteten Grenzschicht ist die Turbulenz reduziert, damit auch Ablösegebiete im Lee kleiner und somit die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Hindernissen verringert.

Wenn jedoch durch die Abkühlung am Boden Kaltluftseen in den Tälern zwischen den näher zusammenrückenden Bergen entstehen, so entkoppelt sich die Strömung in diesen Tälern von der Anströmung und der Widerstand sinkt drastisch.

Bei den Tälern ist das Verhalten etwas anders. Während hier bei neutraler Schichtung kaum Wechselwirkung zwischen den einzelnen Tälern zu beobachten ist, beginnt bereits bei stabiler Schichtung ohne Wärmefluß am Boden die Talströmung zu entkoppeln, dieser Prozeß wird dann in dem Fall mit Wärmefluß in den Boden noch verstärkt.

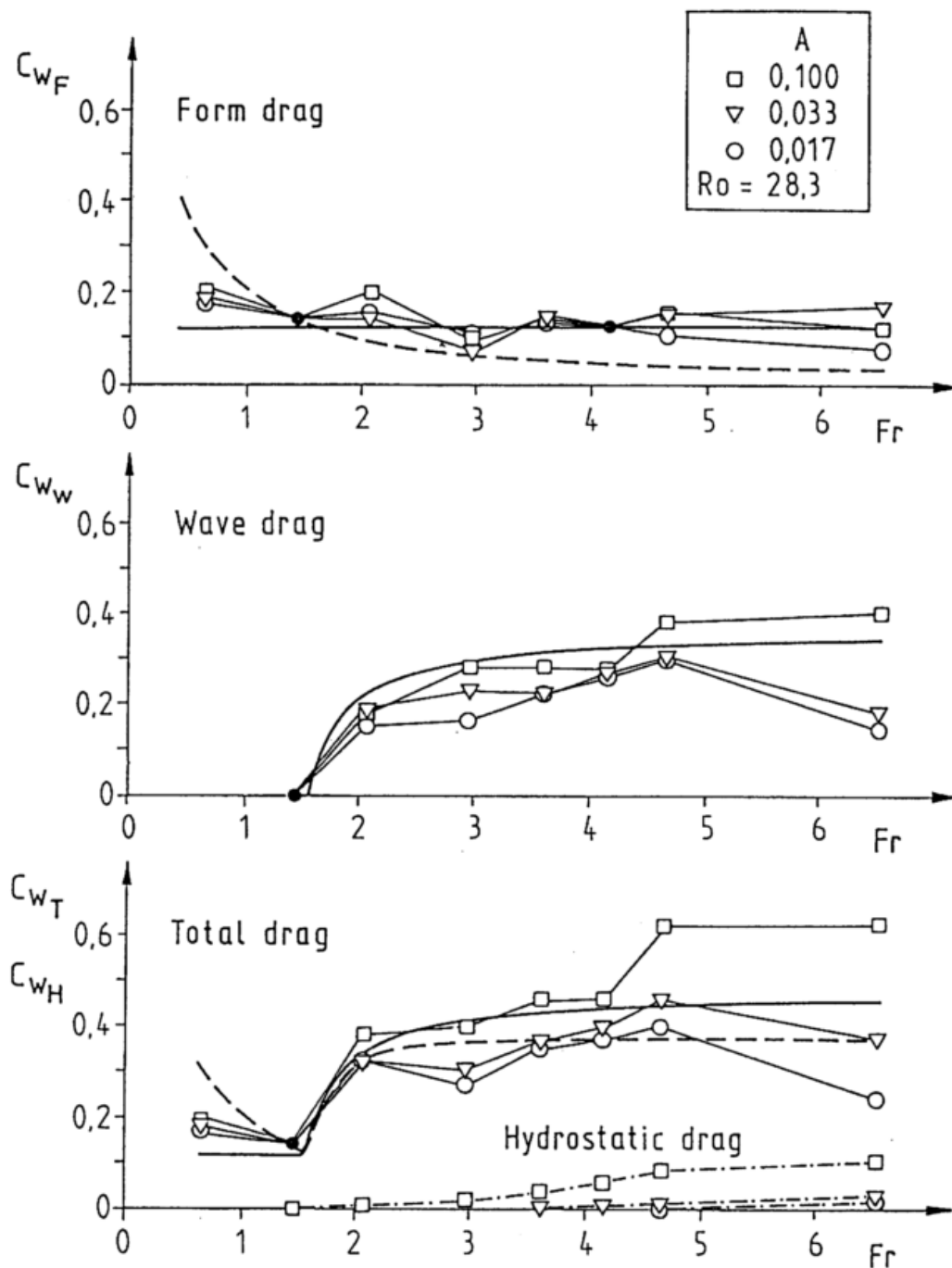


Abbildung 33: Formwiderstand, Wellenwiderstand, hydrostatischer Widerstand und Gesamtwiderstand an einem Berg bei Ausbildung von Schwerewellen im Lee des Berges. Der Widerstand ist normiert mit dem Wellenwiderstand aus der linearen Theorie. Erläuterung der Kurven im Text. $A = H/L$.

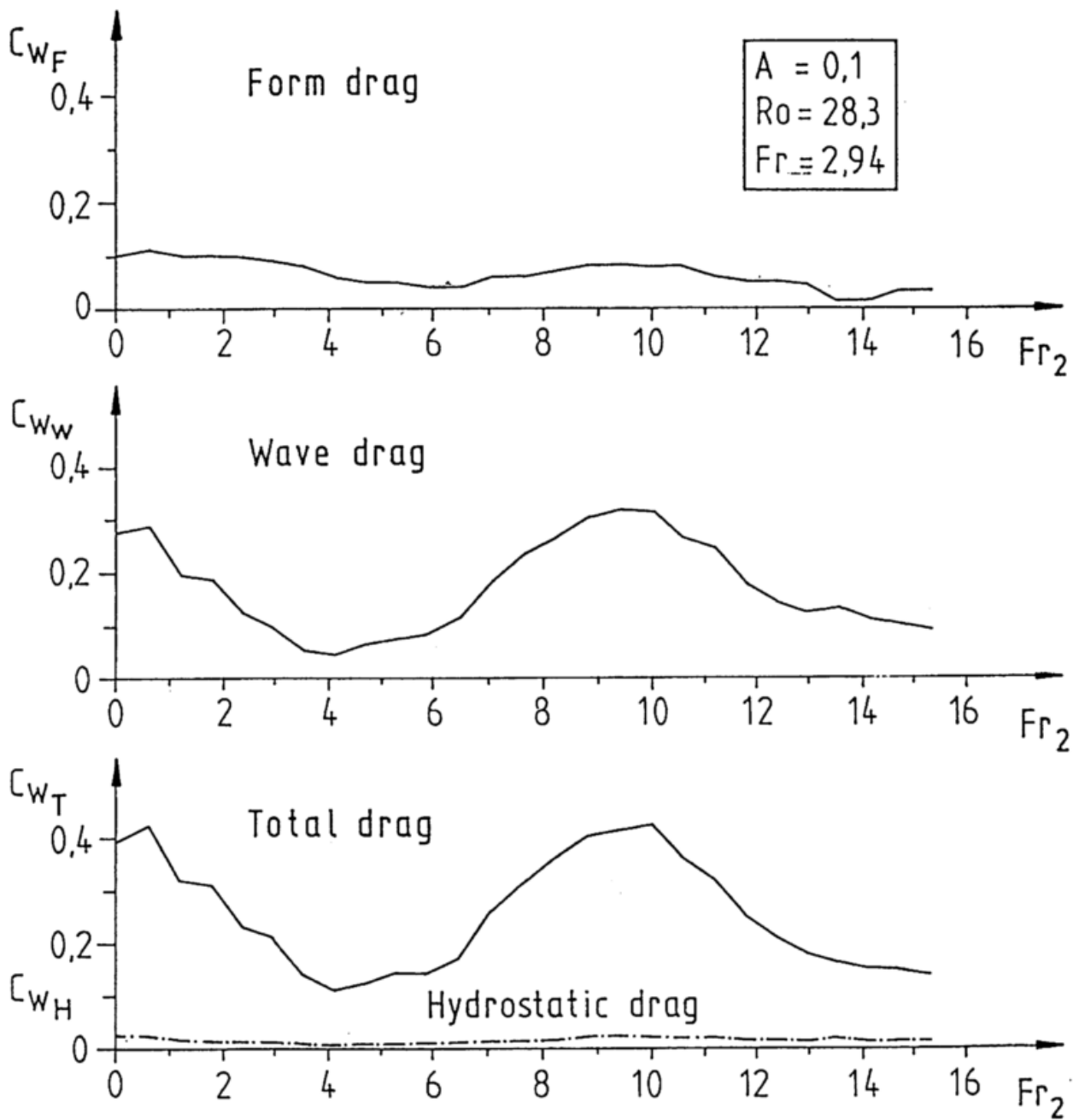


Abbildung 34: Wie Abb. 33, aber für zwei Hindernisse im normierten Abstand Fr_2 . $A = H/L$.

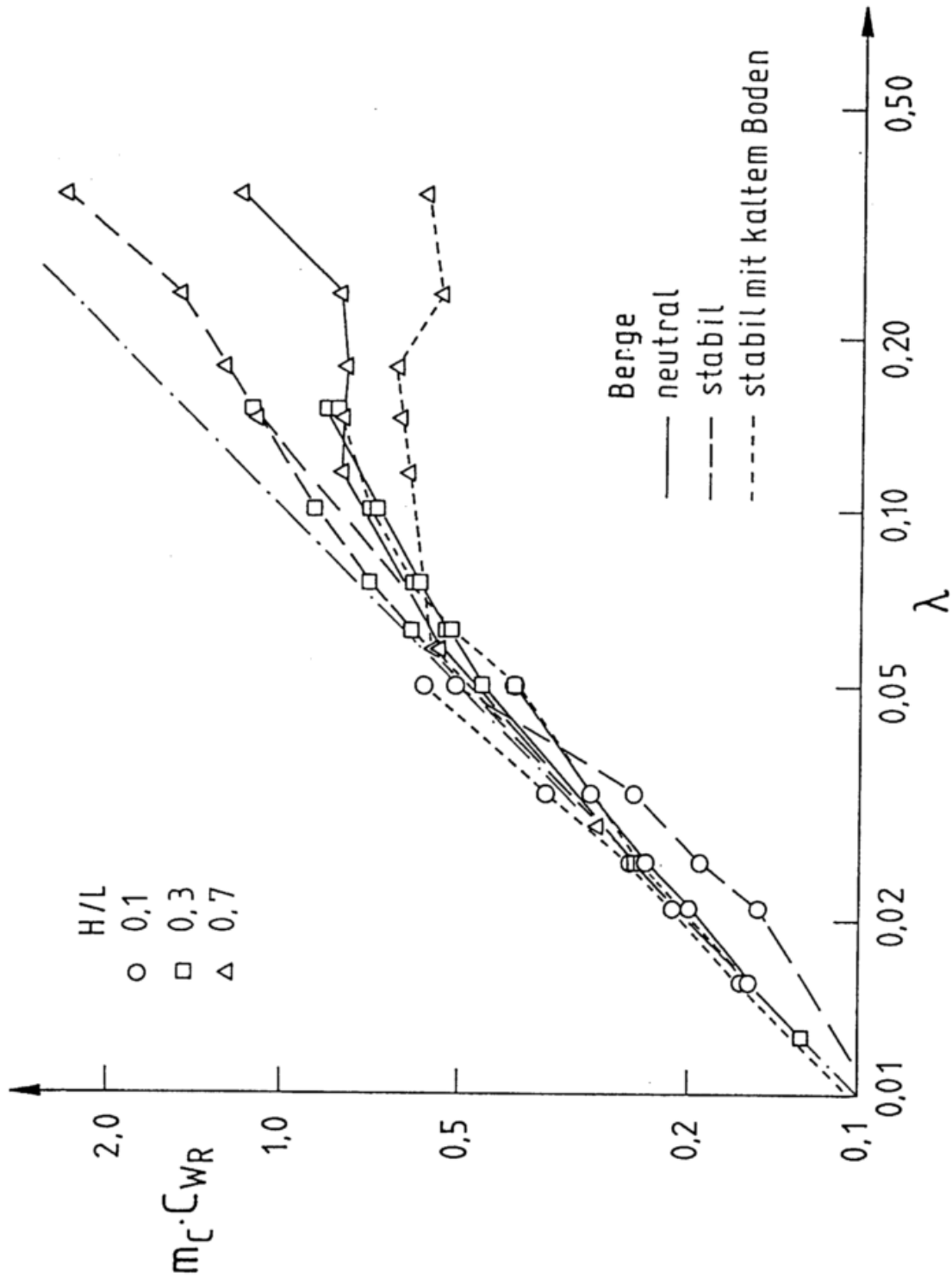


Abbildung 35: Wie Abb. 27, aber für Berge bei verschiedenen atmosphärischen Schichtungen (siehe Text)

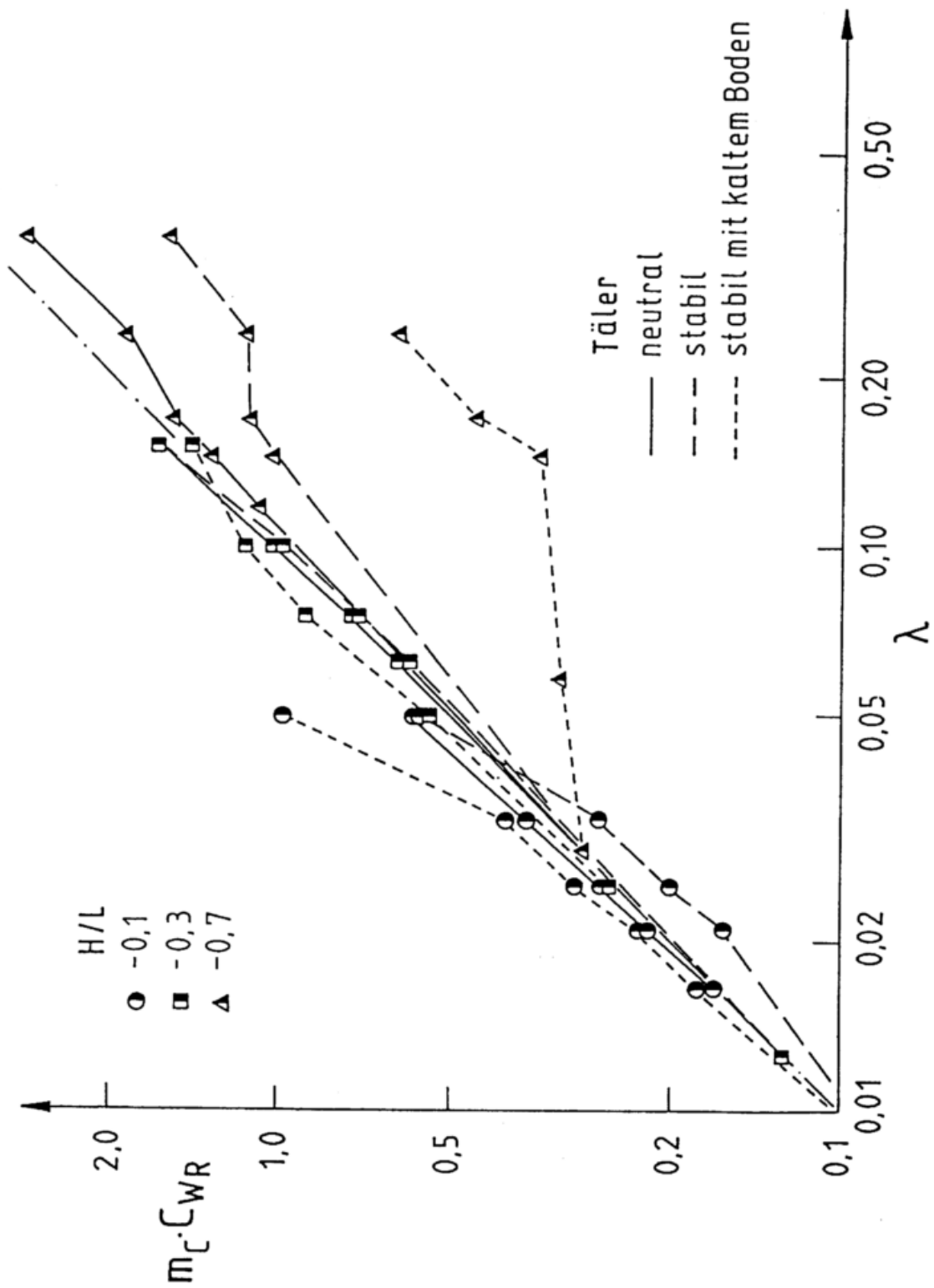


Abbildung 36: Wie Abb. 27, aber für Täler bei verschiedenen atmosphärischen Schichtungen (siehe Text)

7 Parametrisierung des Druckwiderstands

7.1 Widerstandsgesetze der atmosphärischen Grenzschicht

Wir haben in den vorherigen Kapiteln den Druckwiderstand an Einzelhindernissen und an Hindernisensembles untersucht und ihn als Funktion einer Reihe von externen (geometrischen, dynamischen und thermischen) Parametern dargestellt. In einem größerskaligen numerischen Modell sind die bisher benutzten geometrischen Parameter aber nicht verwendbar, um den Druckwiderstand zu parametrisieren, da insbesondere die Längenskala L (die Hindernisbreite in Strömungsrichtung) subskalig, d.h. kleiner als die horizontale Gitterweite des Modells ist. Es muß also auf Größen zurückgegriffen werden, die in dem größerskaligen Modell skalig sind. Zu Beginn der Einleitung ist in dieser Arbeit bereits die in der Meteorologie übliche Dreiteilung der Beschreibung der Impulsübertragung zwischen Atmosphäre und dem System Feste Erde-Ozean kurz dargestellt worden. Den subskaligen Anteil dieser Impulsübertragung nennt man Reibung. Die Reibung bewirkt, daß die Geschwindigkeit einer Luftströmung von der ungestörten Geschwindigkeit in der freien Atmosphäre zum Boden hin bis auf Null abnimmt. Es bildet sich somit eine Grenzschicht aus, die den Boden von der freien Atmosphäre trennt. Experimente und Dimensionsanalysen zeigen, daß die Geschwindigkeitszunahme $\frac{\partial u}{\partial z}$ in großen Teilen dieser Grenzschicht proportional zum Kehrwert des Abstands vom Boden ist. Integration ergibt für thermisch neutrale Schichtung:

$$\frac{u(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) \quad (7.1)$$

Hierbei heißt d Verdrängungshöhe, z_0 Rauigkeitslänge und u_* Schubspannungsgeschwindigkeit. u_* ist eine, dem nach unten gerichteten turbulenten Impulsfluß proportionale Geschwindigkeitsskala ($u_* = \sqrt{\tau/\rho}$, $\tau = -\rho \overline{u'w'}$). z_0 beschreibt die Rauigkeit der Oberfläche, die die Stärke des Impulsflusses kontrolliert (formal ist z_0 die Integrationskonstante, die bei der Integration zur Herleitung von (7.1) auftritt) und d bezeichnet das Bezugsniveau, in dem die Schubspannung scheinbar auf die Erdoberfläche wirkt (JACKSON, 1981). Anschaulich beschreibt d , wie weit die Strömung aus den Zwischenräumen zwischen enger zusammenstehenden Hindernissen herausgedrängt wird. Für einzeln stehende Rauigkeitselemente ist d nahezu Null.

Den Kehrwert der normierten Geschwindigkeit auf der linken Seite von (7.1) nennt man den Widerstandsbeiwert C_W . Sowohl C_W als auch z_0 sind geeignet, die Größe des turbulenten, nach unten gerichteten Impulsflusses über ebenem Gelände zu beschreiben. Sie stehen über (7.1) in einer festen Beziehung zuein-

ander, wenn die Verdrängungshöhe d bekannt ist. (7.1) heißt daher auch das Widerstandsgesetz der Prandtl-Schicht. C_W ist allerdings vom Abstand z vom Boden abhängig, während z_0 als reine Bodeneigenschaft eine Konstante ist.

In rotierenden Koordinatensystemen, wie bei der Erdatmosphäre der Fall, kommt als Scheinkraft die Corioliskraft hinzu, die eine Drehung der Windrichtung mit der Höhe in der Grenzschicht bewirkt. Das logarithmische Gesetz (7.1) finden wir dann nur noch in dem untersten Zehntel der Grenzschicht, der Prandtl-Schicht. Für größere Abstände vom Boden muß die Corioliskraft berücksichtigt werden. Durch asymptotisches aneinander Anpassen der Windprofile in der logarithmischen Schicht und in der Drehschicht (beide Schichten zusammen werden als Ekman-Schicht bezeichnet, siehe z.B. KRAUS, 1970) läßt sich jedoch ein neues Widerstandsgesetz herleiten, das eine Beziehung zwischen dem geostrophischen Widerstandsbeiwert $C_D = u_* / u_g$ und z_0 angibt (BLACKADAR und TENNEKES, 1968):

$$\ln\left(\frac{u_g}{f z_0}\right) = A - \ln\left(\frac{u_*}{u_g}\right) + \sqrt{\frac{\kappa^2 u_g^2}{u_*^2} - B^2} \quad (7.2)$$

$u_g / (f z_0)$ ist eine Rossbyzahl und da für große Werte dieser Zahl das Verhältnis von C_D zu z_0 von dieser Zahl unabhängig wird, spricht man von der Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie. A und B werden im allgemeinen als universelle Konstanten angesehen. Sie müssen entweder aus Messungen oder aus Modellrechnungen bestimmt werden (FIEDLER, 1972). A hat mit der Festlegung der Skalenhöhe der Grenzschicht zu tun, während B proportional zum Ablenkungswinkel zwischen Bodenwind und geostrophischem Wind ist. In rotierenden Koordinatensystemen kann die Größe des in der Grenzschicht nach unten gerichteten turbulenten Impulsflusses also durch C_D oder z_0 beschrieben werden.

Die Beziehung (7.2) ist bereits vor ihrer erstmaligen theoretischen Formulierung (KAZANSKII und MONIN, 1961) empirisch von LETTAU (1959) aus Messungen hergeleitet worden (Lettaus Gl. (7) erhält man durch Umstellung, nachdem man $B = 0$ gesetzt hat).

C_D ist im Gegensatz zu C_W nicht vom Abstand zum Boden z abhängig, da (7.2) im Gegensatz zu (7.1) keine Gleichung für das vertikale Windprofil ist. Daher kommt die Verdrängungshöhe d in (7.2) auch nicht vor. Sowohl C_W als auch C_D sind aber, im Gegensatz zu z_0 Funktionen der thermischen Schichtung der Atmosphäre. Im Falle nicht-neutraler Schichtung tritt auf der rechten Seite von (7.1) ein Zusatzterm auf, und in (7.2) werden aus den Konstanten A und B von der Schichtung abhängige Funktionen. z_0 und u_* haben in (7.1) und (7.2) dieselbe Bedeutung.

Nach z_0 aufgelöst ergeben (7.1) und (7.2):

$$z_0 = (z - d) \cdot e^{-\frac{\kappa}{C_W(z)}} \quad (7.1a)$$

und:

$$z_0 = e^{-A} \frac{u_*}{f} \cdot e^{-\sqrt{\frac{\kappa^2}{C_D^2} - B^2}} \quad (7.2a)$$

z_0 in (7.1a) ist von z unabhängig, da sich Änderungen in z und $C_W(z)$ kompensieren (MONIN und YAGLOM, 1971). In (7.2a) ist e^{-A} ca. 0,3 für $A = 1,2$. Damit entspricht der Vorfaktor vor der Exponentialfunktion in (7.2a) der Grenzschichthöhe δ . (7.1a) geht in (7.2a) über, wenn man in (7.1) $u(z)$ durch $u(\delta)$ und $z - d$ durch δ ersetzt und die Winddrehung in der Ekman-Schicht vernachlässigt ($B = 0$). Dieser Vergleich von (7.1a) und (7.1b) verdeutlicht noch einmal die Rolle der Konstanten A : $e^{-A} \cdot u_* / f$ ist die Höhe, in der der logarithmisch mit der Höhe zunehmende Wind die geostrophische Windstärke erreicht. Wenn wir diese Höhe mit der Grenzschichthöhe δ gleichsetzen, so bekommen wir $A = \ln(u_* / (f\delta))$. Parametrisiert man die Grenzschichthöhe δ mit au_* / f , wobei a ungefähr gleich oder etwas kleiner als κ ist, so folgt: $A = -\ln a$.

7.2 Einführung der effektiven Rauigkeitslänge

Es stellt sich jetzt die Frage, ob und wie man die vorgestellten Widerstandsgesetze modifizieren kann, damit sie den erhöhten abwärts gerichteten Impulsfluß über orographisch gegliedertem Gelände beschreiben.

Einige experimentelle Studien (KUSTAS und BRUTSAERT, 1986; NAPPO, 1977; THOMPSON, 1978; GRANT und MASON, 1990) legen nahe, daß die Angabe einer Rauigkeitslänge auch für inhomogenes, durch Orographie gegliedertes Gelände, sinnvoll sein könnte. In diesen Studien ist gefunden worden, daß das mittlere Windprofil über komplexem Terrain wieder einen logarithmischen Bereich enthält. Man kann eine große Fläche, die isotrop mit Hindernissen belegt ist, in einem erweiterten Sinne wieder als horizontal homogen betrachten. Oberhalb der Höhe, in der der Einfluß eines einzelnen Hindernisses noch spürbar ist (auch *blending*-Höhe genannt, siehe CLAUSSEN (1991)), wird auch die Strömung wieder horizontal homogen sein und durch eine Rauigkeitslänge beschreibbar sein. Eine Rauigkeitslänge für eine solche Fläche wird effektive Rauigkeitslänge genannt, und wurde erstmals von FIEDLER und PANOFSKY (1972) diskutiert. Es ist darunter diejenige Rauigkeitslänge zu verstehen, die über ebenem homogenem Gelände zu dem gleichen, abwärts gerichteten turbulenten Impulsfluß führen würde, wie er über dem komplexen Terrain auftritt. Eine konsistente Parametrisierung mit einer effektiven Rauigkeitslänge sollte sowohl diesen turbulenten Impulsfluß als auch das mittlere vertikale Windprofil über der subgridskaligen Orographie eines gröberskaligen numerischen Modells richtig beschreiben.

Die Angabe einer effektiven Rauigkeit wird angestrebt, da sie eine reine Oberflächeneigenschaft ist.¹ Sie hängt von keiner irgendwie zu wählenden Bezugshöhe ab und kann sofort in die bestehenden Gleichungen eines numerischen Modells anstelle der ursprünglichen Rauigkeitslänge eingesetzt werden.

Es muß aber auch überlegt werden, für welche Anteile des Druckwiderstands

¹Das gilt nur dann, wenn die Beschaffenheit der Oberfläche von den atmosphärischen Vorgängen unabhängig ist, wie es für die Orographie angenommen wird. Gegenbeispiele für diese Annahme sind z.B. Pflanzenbestände, deren Form durch den Wind beeinflusst wird, oder auch Wasseroberflächen, auf denen der Wind Wellen anregen kann. In diesen Fällen wäre die Rauigkeitslänge von der Windgeschwindigkeit abhängig, im ersten Falle würde sie mit zunehmenden Wind abnehmen, im zweiten Falle dagegen anwachsen.

eine Parametrisierung mittels einer effektiven Rauigkeitslänge praktikabel und physikalisch sinnvoll ist. In der Einleitung war der Druckwiderstand in seine verschiedenen Bestandteile Form- Wellen- und hydrostatischer Widerstand aufgeteilt worden. Wellenwiderstand und hydrostatischer Widerstand können auch in nicht-viskosen Flüssigkeiten auftreten, sie sind in erster Näherung von der Viskosität des strömenden Mediums unabhängig. Sie haben kein Pendant über einer ebenen Oberfläche. Beim Wellenwiderstand wird Impuls zum Boden transportiert, der aus atmosphärischen Schichten hoch oberhalb der Grenzschicht, vielfach sogar aus der Stratosphäre, kommt. Diese drei genannten Eigenschaften lassen eine Beschreibung eines Zusammenhangs zwischen dem Widerstandsbeiwert des Wellenwiderstands bzw. des hydrostatischen Widerstands und einer Oberflächenrauigkeit analog zu (7.1) oder (7.2) nicht zu. Zudem ist in den letzten Jahren am ECMWF eine zufriedenstellende Parametrisierung des Wellen- und des hydrostatischen Widerstands entwickelt worden (MILLER et al., 1989; BURRIDGE, 1990), sodaß eine weitere Betrachtung dieser Widerstandsanteile hier nicht sinnvoll erscheint.

Wie bereits erwähnt ist die in (7.1) oder (7.2) vorkommende Rauigkeitslänge eine reine Oberflächeneigenschaft. D.h., sie ist insbesondere von der vertikalen thermischen Schichtung der Atmosphäre unabhängig. Wenn diese Forderungen gültig sind, dann muß die effektive Rauigkeitslänge für die Parametrisierung des Druckwiderstands auch bei neutraler Schichtung eindeutig bestimmbar sein. Bei dieser Schichtung treten Wellenwiderstand und hydrostatischer Widerstand nicht auf. Auch aus dieser Überlegung folgt somit, daß (7.1) oder (7.2) nur auf den Formwiderstand erweitert werden können.

Dieses Kapitel befaßt sich im weiteren also nur mit der Parametrisierung des Formwiderstands in großskaligen numerischen Strömungssimulationsmodellen (Wettervorhersage- oder Klimamodelle). Wenn man antizipiert, daß sich Druckwiderstand an subskaligen Hindernissen und Druckwiderstand, der im Modell skalig ist, genauso zueinander verhalten wie Reibung und Druckwiderstand, wie sie in der Einleitung beschrieben wurden, so müssen (7.1) und (7.2) in analoger Weise auch für effektive Rauigkeitslängen gültig sein. u_* muß um den subskaligen Druckwiderstand erweitert werden, und z_0 muß durch ein effektives $z_{0,eff}$ ersetzt werden. Diese Analogie wird durch die oben erwähnten Messungen gestützt.

Die Einführung der effektiven Rauigkeitslänge ist vorteilhafter als die Benutzung eines effektiven Widerstandsbeiwertes. Der Widerstandsbeiwert hängt von der thermischen Schichtung der Atmosphäre, und in geringerem Maße, von der Anströmung ab. Zu den Vorteilen eines Widerstandsbeiwertes kann allerdings angeführt werden (SMITH und CARSON, 1977), daß er sehr viel geringer variiert als die Rauigkeitslänge, und daß sein Quadrat linear über die Fläche gemittelt werden kann. Wenn die Widerstandsgesetze (7.1) und (7.2) nicht angewendet werden können, bleibt keine Wahlmöglichkeit mehr, dann muß der Druckwiderstand durch die Angabe eines effektiven Widerstandsbeiwertes parametrisiert werden, in den neben den geometrischen Parametern der Oberfläche dann auch die Parameter, die die atmosphärische Strömung beschreiben, ein-

gehen. Wenn zu den letztgenannten Parameter auch interne Parameter der Grenzschichtströmung gehören, ist eine externe Parametrisierung des Druckwiderstands, wie es für großskalige (Prognose-) Modelle notwendig wäre, nicht möglich. Als weiterer Nachteil einer Parametrisierung über einen effektiven Widerstandsbeiwert kommt hinzu, daß in dem größerskaligen Modell eine zusätzliche Modellgleichung eingeführt werden muß, die beschreibt, aus welchem Höhenniveau über Grund der Impuls der mittleren Strömung entnommen wird, den die Atmosphäre bei der Überströmung der subgridskaligen Orographie verliert (siehe z.B. MILLER et al., 1989).

Auf die Berücksichtigung einer Verdrängungsdicke in dem logarithmischen Windprofil wird in den folgenden Betrachtungen vorläufig verzichtet.² Die Ergebnisse in Kapitel 5.2 haben gezeigt, daß für sinusförmige Orographie die Ergebnisse für Berge (die die ungestörte Anströmebene überragen) und für Täler (die als Vertiefungen in der Anströmebene ausgebildet worden sind) gegeneinander konvergieren und nahezu identisch sind. Eine Verdrängungsdicke scheint also bei diesen Simulationen für den Druckwiderstand keine Rolle zu spielen. Erst bei $H/L = 0,7$ (entspricht $\lambda = 0,35$) bleibt (siehe Abb. 28) der Widerstandsbeiwert für Täler bei sinusförmiger Orographie deutlich gegenüber dem für Berge zurück.

7.3 Empirische Bestimmung der Rauigkeitslänge

Die Rauigkeitslänge ist eine künstlich gebildete Hilfsgröße, die nicht direkt durch Messung der Rauigkeitselemente bestimmt werden kann. Sie gibt diejenige Höhe an, in der die horizontal gemittelte Windgeschwindigkeit über einer rauhen Oberfläche, logarithmisch nach unten extrapoliert, gleich Null wird und somit die Haftbedingung am Unterrand des Strömungsgebiets erfüllt. Die Rauigkeitslänge kann nur aus Messungen des vertikalen Windprofils gemäß ihrer Definition bestimmt werden. Aus der Kenntnis der geometrischen Form der Orographie allein ist das nicht möglich. Deshalb ist die numerische Empirie, die in Kapitel 5 präsentiert wurde, notwendiger Bestandteil dieser Arbeit.

Die Rauigkeitslänge kann nur über hydraulisch rauhen Oberflächen mit den Größenparametern der Rauigkeitselemente verknüpft werden. Für hydraulisch glatte Oberflächen ist sie eine Funktion der Viskosität des strömenden Mediums, es gilt ungefähr (z.B. ROTH, 1972 oder BRUTSAERT, 1982):

$$z_0 = a \cdot \frac{\nu}{u_*} \quad (7.3)$$

mit a zwischen 0,09 und 0,135. Der nach Angabe von BRUTSAERT (1982) älteste Ansatz für die Rauigkeitslänge über hydraulisch rauhen Oberflächen für meteorologische Zwecke stammt vermutlich von PAESCHKE (1938), der

²MASON (1987a) hat darauf hingewiesen, daß ein Zusammenhang zwischen der Verdrängungsdicke und den sogenannten Envelope- und Silhouette-Orographien (siehe z.B. MESINGER und COLLINS, 1986) besteht. Für eine sinusförmige Orographie entspricht die Envelope-Orographie, die aus der Addition von mittlerer Orographie plus einer Standardabweichung entsteht, einer Verdrängungsdicke von $0,35 \cdot H$.

bei Prandtl promovierte. In Anlehnung an die Definition der Sandkornrau-
 higkeit von NIKURADSE (1933)³ findet er aus Messungen über verschiedenen
 Geländetypen mit unterschiedlichem Bewuchs:

$$z_0 = \frac{1}{7,35} H \quad (7.4)$$

wobei H die gemessene Höhe des Bewuchses ist. BAUMGARTNER et al. (1977)
 finden ebenso:

$$z_0 = \frac{1}{7,24} H^{1,03} \quad (7.4a)$$

Die Unterschiede in den Angaben von NIKURADSE und PAESCHKE zeigen,
 daß die Kenntnis der Höhe der Rauigkeitselemente allein nicht ausreicht, um
 die Rauigkeitslänge zu bestimmen. Vielmehr muß mindestens die Dichte der
 Rauigkeitselemente auf der angeströmten Fläche und die Form der einzelnen
 Elemente berücksichtigt werden.

Zumindest die Dichte der räumlichen Anordnung der Hindernisse geht in
 die ersten Versuche zur flächenhaften Darstellung des effektiven Widerstands-
 beiwertes für Großbritannien und (dargestellt als effektive Rauigkeitslänge,
 umgerechnet über das Widerstandsgesetz) für die Niederlande bei SMITH und
 CARSON (1977) und bei WIERINGA (1986) ein. Beide Arbeiten benutzen
 eine Landnutzungsklassifikation für die Bestimmung des Widerstandsbeiwertes
 über ebenem Gelände und eine modifizierte Beziehung von Lettau und Kutzbach
 (siehe z.B. LETTAU, 1969) über den Zusammenhang von Rauigkeitslänge und
 der mittleren Höhendifferenz des Geländes (ΔH) über orographisch geglieder-
 tem Gelände:

$$z_{0H} = 0,2 \cdot \frac{(\Delta H)^2}{D} \quad (7.5)$$

D ist der mittlere Abstand der einzelnen Höhenzüge. Die Beziehung wurde
 ursprünglich empirisch aus Windmessungen bestimmt, wobei die Anströmung
 über eine Eisfläche erfolgte, auf der künstliche Rauigkeitselemente angeordnet
 waren. z_{0H} ist eine Funktion der mittleren Höhe der Hindernisse und der Dichte
 ihrer räumlichen Anordnung. In der Terminologie des Kapitels 5.2 (Gleichung
 (5.12)) kann man (7.5) auch schreiben:

$$z_{0H} = 0,2 \cdot H \cdot \lambda \quad (7.6)$$

(7.5) hat den Nachteil, daß z_{0H} für ΔH gegen Null nicht in das z_0 der un-
 gestörten Oberfläche übergeht (siehe dünne Kurve in Abb. 40, hier ist $z_{0eff} =$
 z_{0H} gegen H/L für eine sinusförmige Orographie dargestellt, hierbei ist $H/L =$
 2λ und $L = \text{const.}$ (knapp 2000 m, das entspricht ungefähr der Grenzschichthöhe
 z_i)).

³Aus den experimentellen Ergebnissen von NIKURADSE (1933) folgt für raue Oberflächen, die durch
 Aufkleben von Sandkörnern erzeugt wurden, daß das in der Meteorologie übliche z_0 (Nikuradse beschreibt
 das Windprofil noch nicht genau in dieser Form) ungefähr $\frac{1}{30}$ des Durchmessers der aufgeklebten Sandkörner
 war.

Diesen Nachteil hat nicht mehr das effektive z_0 , das in Anlehnung an die Beziehung von Kutzbach (7.5) anfangs im 'Europa-Modell' des Deutschen Wetterdienstes Verwendung (FRÜHWALD, 1990, persönliche Mitteilung) fand. Die genaue Beziehung dort lautete:

$$z_{0eff} = z_{0B} + 0,8 \cdot \frac{h_s^2}{L_R} \quad (7.7)$$

Hierbei ist z_{0B} eine von der Landnutzung abhängige Rauigkeit, die immer kleiner als 1 m ist. h_s^2 ist die Varianz der Orographie und L_R ist eine Konstante (= 40 km).

Die Varianz der Orographie wird über die mittlere Geländehöhe h am Gitterpunkt parametrisiert. Hierfür wird eine Regressionsbeziehung benutzt, die aus Geländedaten für den Alpenraum hergeleitet worden ist:

$$h_s = 23,68 + 0,1842 \cdot h \quad (7.8)$$

Z.B. ergibt eine mittlere Geländehöhe h von 2400 m einen Zuschlag von 4,34 m, der zu z_{0B} hinzugezählt werden muß, um z_{0eff} zu erhalten.

Die Regressionsbeziehung für h_s wurde für das ganze Modellgebiet verwendet. Das 'Europamodell' ist relativ unempfindlich gegen z_{0eff} , da die gesamte atmosphärische Grenzschicht nur durch ca. 5 Schichten in der Vertikalen repräsentiert wird. Das Problem, daß eine grobe vertikale Auflösung die Rückwirkung des z_{0eff} auf die gesamte troposphärische Strömung nahezu verhindert, wird auch bei MASON (1987a) diskutiert. Abb. 37 zeigt die anfangs verwendete effektive Rauigkeit im 'Europamodell' (multipliziert mit g).

7.4 Berechnung der effektiven Rauigkeitslänge

Nach den empirischen Ansätzen zur Bestimmung von z_{0eff} im vorhergehenden Unterkapitel, soll nun versucht werden, die effektive Rauigkeitslänge als Funktion des (Druck-) Widerstandsbeiwertes herzuleiten, um den Parametrisierungsansatz für den Druckwiderstand aus dem Kapitel 5 jetzt mit dem Konzept der effektiven Rauigkeitslänge zu verbinden. Nach dem in Kapitel 7.2 gesagtem gelten die folgenden Umrechnungen nur für den Anteil Formwiderstand am Druckwiderstand. Daher wird auch neutrale Schichtung vorausgesetzt.

Hierzu werden zwei verschiedene Ansätze vorgestellt:

- die Hindernisse befinden sich innerhalb einer Prandtl-Schicht mit (nahezu) höhenkonstantem vertikalen turbulenten Impulsfluß, wobei sich dieser Impulsfluß in einen Reibungsanteil und einen Druckwiderstandsanteil aufteilt;
- die Hindernisse befinden sich in einer Ekman-Schicht, in der sich oberhalb der Hindernisse im horizontalen Mittel ein logarithmisches Windprofil einstellt, sodaß die Voraussetzungen für die Anwendung der Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie erfüllt sind.

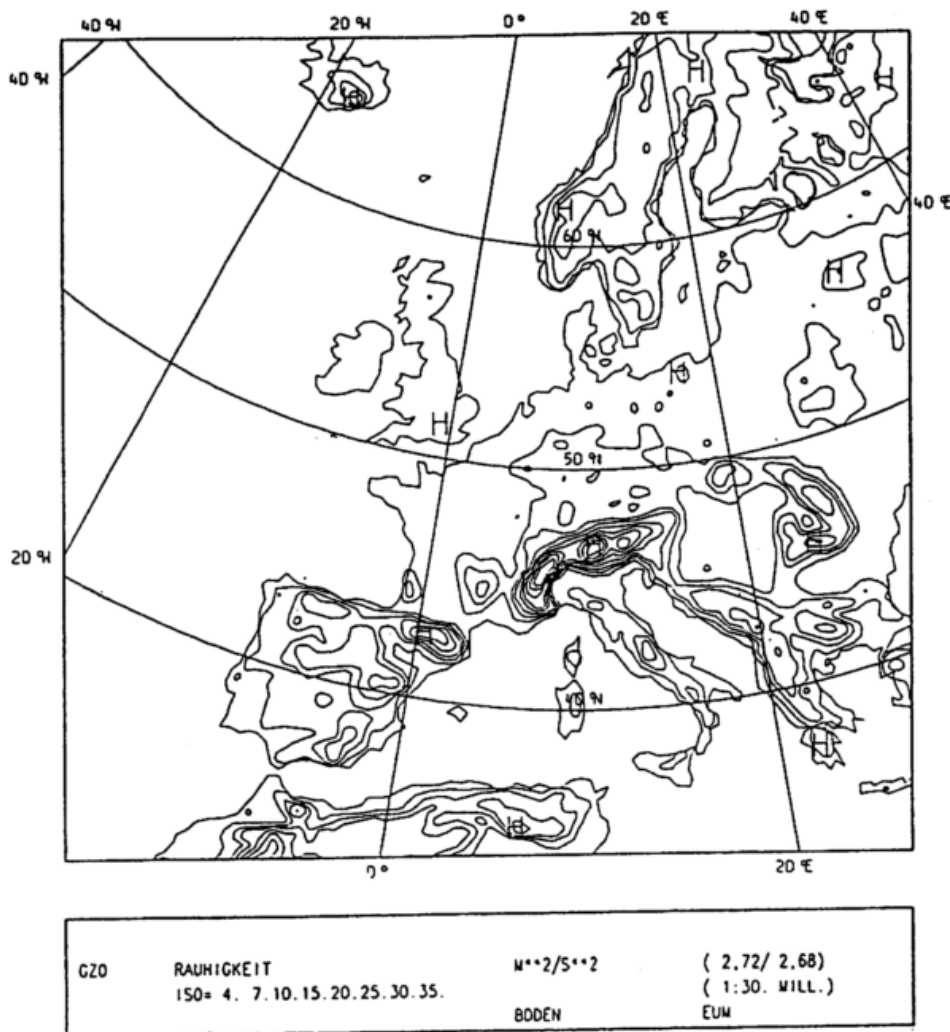


Abbildung 37: Anfangs verwendete effektive Rauheitslänge im Europamodell des DWD multipliziert mit g . Einheit m^2/s^2 .

Für beide Ansätze ist das prinzipielle Vorgehen gleich: Zuerst wird eine effektive Schubspannungsgeschwindigkeit definiert:

$$u_{*eff} = \sqrt{u_{*0}^2 + \frac{W_D}{\rho}} \quad (7.9)$$

dann wird durch Normierung mit einer Anströmgeschwindigkeit U ein Widerstandsbeiwert gebildet ($X = W$ oder D):

$$C_{Xeff} = \frac{u_{*eff}}{U} \quad (7.10)$$

Danach wird das Widerstandsgesetz (in der Version (7.1a) oder (7.1b)) mit den effektiven Größen z_{0eff} und C_{Xeff} formuliert und durch die ursprüngliche Version für die homogene Grenzschicht dividiert. Dieses Vorgehen liefert z_{0eff}

als Funktion von z_0 , C_X und $C_{X_{eff}}$. Die Größe der viskosen Reibung an der Oberfläche u_{*0} wird in erster Näherung als unabhängig vom Druckwiderstand betrachtet. u_{*0} ist somit nur eine Funktion der Rauigkeit z_0 der Geländeoberfläche (EMEIS, 1987).

7.4.1 Prandtl-Schicht Ansatz

Für die Prandtl-Schicht bezeichnen wir die Widerstandsbeiwerte mit C_W und normieren mit $U(z)$. Die Beiwerte sind daher von der Wahl der Referenzhöhe z abhängig:

$$C_{W0} = \frac{u_{*0}}{U_1(z)} \quad ; \quad C_{W_{eff}} = \frac{u_{*eff}}{U_2(z)} \quad ; \quad C_{WD} = \sqrt{\frac{2W_D}{\rho U_2^2(z)}} \quad (7.11)$$

Da $U(z)$ eine Funktion der Bodenschubspannung ist, verringert sich die Windgeschwindigkeit in der Höhe z , wenn sich die Bodenschubspannung erhöht. Es gilt daher, daß $U_1(z) \geq U_2(z)$ wenn $u_{*eff} \geq u_{*0}$. Man kann also setzen: $U_1(z) = U_2(z) + \Delta U(z)$.

Einsetzen in das Widerstandsgesetz der Prandtl-Schicht (7.1a) und Division durch die entsprechende Gleichung für eine ebene Oberfläche ergibt:

$$z_{0eff} = z_0 \cdot e^{(\frac{\kappa}{C_{W0}(z)} - \frac{\kappa}{C_{W_{eff}}(z)})} \quad (7.12)$$

Einsetzen der Definitionen (7.9) bis (7.11) in (7.12) führt auf:

$$z_{0eff} = z \cdot e^{-\frac{\kappa}{\sqrt{C_{W0}^2(z) + \frac{1}{2}C_{WD}^2(z)}}} \quad (7.13)$$

Eine (7.13) entsprechende Formel für die effektive Rauigkeitslänge wird auch von GRANT und MASON (1990) (dortige Gleichung 9) unter Bezugnahme auf MASON (1985) angegeben. Für sinusförmige Orographie soll (7.13) nach MASON (1985) gut mit numerischen Simulationsergebnissen übereinstimmen, wenn man für $C_W = 0,3 \cdot H/2L$ einsetzt.⁴

Häufig setzt man in (7.11) bis (7.13) für z die Hindernishöhe H ein. Gegen die Verwendung des Windes in Hindernishöhe, aber auch in jeder anderen Höhe in der Prandtl-Schicht, sprechen aber mehrere Gründe:

- Dieser Wind ist ein interner Parameter der Grenzschicht, der in großskaligen Modellen nicht zur Verfügung steht.
- Schon die Arbeit von JACKSON und HUNT (1975) hat gezeigt, daß ein Wind in der Höhe $o(L)$ bestimmend für die Vorgänge an einem Hindernis ist, die numerischen Experimente in Kapitel 5 (siehe dortige Fußnote 1) haben gebracht, daß für die hier benutzten sinusförmigen Hindernisse der Wind in der Höhe $z = 0,3 \cdot L$ maßgebend ist.

⁴(7.12) kann durch Einsetzen für $C_{W_{eff}}(z)$ umgeformt werden in

$$z_{0eff} = z_0 \cdot e^{(\frac{\kappa U_2(z)}{u_{*0}} (1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{W_D}{\rho u_{*0}^2}}}) + \frac{\kappa \Delta U(z)}{u_{*0}})} \quad (7.1)$$

z_{0eff} aus (7.1) bleibt von z unabhängig, da sich Änderungen in $U(z)$ und $\Delta U(z)$ kompensieren.

- Für Täler kann dieser Wind überhaupt nicht definiert werden.
- Wie in (7.11) gesehen, ist der Wind in der Referenzhöhe von der Bodenschubspannung abhängig.
- Die Variable Verdrängungshöhe d in (7.1a) wurde hier vernachlässigt. Sie muß aber bei enger zusammenstehenden Hindernissen mit berücksichtigt werden. Siehe hierzu auch am Ende des Kapitels 7.

Aus den genannten Gründen ist in den numerischen Experimenten in dieser Arbeit kein mit diesem internen Parameter normierter Widerstandsbeiwert bestimmt worden und daher dieser Ansatz nicht weiter verfolgt worden.

7.4.2 Ekman-Schicht Ansatz

Wenn das Hindernis aus der Prandtl-Schicht heraus in die Ekman-Schicht hineinreicht, wie es in den numerischen Simulationen in den Kapiteln 5 und 6 der Fall war, so muß versucht werden, mit dem Widerstandsgesetz der Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie (7.2a) für den neutralen Fall eine effektive Rauhlängigkeit als Funktion der externen Parameter zu berechnen.

Dieses Vorgehen hat den großen Vorteil, daß jetzt der geostrophische Wind, ein externer Parameter, zur bestimmenden Windgeschwindigkeit wird. Für Hindernisse, deren Breite L so klein ist, daß $z = 0,3 \cdot L$ innerhalb der Ekman-Schicht liegt⁵, kann die Bestimmung der maßgeblichen Anströmgeschwindigkeit über das Winddefekt-Gesetz an den geostrophischen Wind angebunden werden.

Um den Druckwiderstand nun in die Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie einzubringen, werden jetzt eine effektive Schubspannungsgeschwindigkeit aus Bodenreibung und Druckwiderstand (wie zuvor) und ein effektiver Widerstandsbeiwert gebildet:

$$u_{*eff} = \left(u_{*0}^2 + \frac{W_D}{\rho} \right)^{1/2}, \quad C_{Deff} = \frac{u_{*eff}}{G}, \quad (7.14)$$

G ist der Modulus des geostrophischen Windes.

Diese effektiven Werte werden in das Widerstandsgesetz (7.2a) eingesetzt. Nach Division mit dem entsprechenden Gesetz für die homogene Grenzschicht erhalten wir:

$$z_{0eff} = z_0 \cdot \frac{C_{Deff}}{C_D} \cdot e^{\sqrt{\frac{\kappa^2}{C_D^2} - B^2} - \sqrt{\frac{\kappa^2}{C_{Deff}^2} - B^2}} \quad (7.15)$$

Die effektive Rauhlängigkeit ist somit eine Funktion des Druckwiderstands. Hier ist $B = 3,7$ gewählt worden.

Gleichzeitig mit (7.15) muß auch die Beziehung für den Ablenkungswinkel zwischen dem Bodenwind und dem geostrophischen Wind für dasselbe C_{Deff} erfüllt sein:

$$\alpha = \arcsin\left(-\frac{B}{\kappa} C_{Deff}\right) \quad (7.16)$$

⁵Siehe Kapitel 5, Fußnote 1.

7.4.3 Vereinfachter Ekman-Schicht Ansatz

Um den komplizierten Ausdruck (7.15) zu vereinfachen, kann man anstelle von (7.2) in Anlehnung an JENSEN (1978) eine Näherung für das Rossbyzahl-Ähnlichkeitsgesetz einführen:

$$\ln Ro_s = A^* + \frac{\kappa}{C_D} \quad (7.17)$$

Hierbei ist:

$$A^* = A - \ln C_D \quad (7.18)$$

eine neue "Konstante", die aufgrund der relativ geringen Variation von $\ln C_D$ kaum unsicherer ist als die Wahl von A selbst.⁶ (7.17) kann einfacher als (7.2) nach z_0 aufgelöst werden:

$$z_0 = \frac{G}{f} \cdot e^{-(\frac{\kappa}{C_D} + A^*)} \quad (7.19)$$

Für z_{0eff} erhält man entsprechend:

$$z_{0eff} = \frac{G}{f} \cdot e^{-(\frac{\kappa}{C_{Deff}} + A^*)} \quad (7.20)$$

Division von (7.20) durch (7.19) liefert:

$$z_{0eff} = z_0 \cdot e^{(\frac{\kappa}{C_D} - \frac{\kappa}{C_{Deff}})} \quad (7.21)$$

oder mit Rückeinsetzen für C_{Deff} aus (7.14):

$$z_{0eff} = z_0 \cdot e^{(\frac{\kappa G}{u_{*0}} (1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{W_D^2}{\rho u_{*0}^2}}}))} \quad (7.22)$$

was strukturell mit den für die Prandtl-Schicht gültigen (7.12) und (7.4.1) übereinstimmt, aber noch einfacher ist, da G ein externer Parameter ist, unabhängig von u_* .

⁶(7.2) läßt sich umschreiben in:

$$C_D = \frac{u_*}{G} = \frac{\kappa}{\sqrt{(\ln(\frac{u_*}{f z_0}) - A)^2 + B^2}} \quad (7.6.1)$$

oder:

$$C_D = \frac{u_*}{G} = \frac{\kappa}{\sqrt{(\ln(\frac{G}{f z_0}) + \ln C_D - A)^2 + B^2}} \quad (7.6.2)$$

Der Vorschlag von JENSEN (1978) lautete, $\ln C_D$ und B^2 gleichzeitig zu vernachlässigen und dafür κ durch $\frac{1}{2}$ zu ersetzen. Dies führt auf:

$$\frac{u_*}{G} = \frac{0,5}{\ln Ro - A} \quad (7.6.3)$$

Daraus läßt sich C_D recht zuverlässig bestimmen, aber (7.6.3) kann nicht nach z_0 aufgelöst werden, da das resultierende z_0 dann um den Faktor $\frac{G}{u_*}$ falsch wäre.

Um nun doch einen einfachen Ausdruck zu haben, der auch nach z_0 aufgelöst werden kann, muß man in (7.6.2) im Nenner die Ersetzung (7.18) einführen. A^* hat einen Wert von ungefähr 4 ($A = 1,2$ und $\ln C_D \approx -3$). Wenn man nun wie zuvor B^2 vernachlässigt und dafür eine untere Abschätzung für A^* einsetzt, erhält man:

$$\frac{u_*}{G} = \frac{\kappa}{\ln Ro - A^*} \quad (7.6.4)$$

bzw. nach Umstellung die Formel (7.17).

7.5 Parametrisierung des Druckwiderstands in der Ekman-Schicht

Um nun die effektive Rauigkeit in Abhängigkeit von den in (3.13) genannten externen Parametern darzustellen, müssen die numerisch-empirischen Ergebnisse (5.16a) oder (5.16b) über (7.14) in (7.15) oder (7.21) eingesetzt werden. Abb. 38 verdeutlicht dieses Verfahren für eine zweidimensionale, unendlich ausgedehnte, sinusförmige Orographie. Auf der linken Seite sieht man den mit dem Staudruck normierten Druckwiderstand, wie er in Kapitel 5 aus der numerischen Empirie erhalten wurde.

Oben ist der Staudruck mit dem geostrophischen Wind gebildet, unten mit dem Wind in der ungestörten Anströmung in der Höhe $0,3 \cdot L$, wobei L die halbe Breite eines sinusförmigen Hindernisses ist (der Abstand zweier Rücken dieser sinusförmigen Orographie ist $2L$). Der Wind in der Höhe $0,3L$ ist der skalierende Wind für den Druckwiderstand (EMEIS, 1990a). Die verbleibende Variation auf dem Bild links unten ist auf den Einfluß der Bodenrauigkeit zurückzuführen, der spürbar wird, wenn Ro_0 einen gewissen Wert (ca. 10^6) unterschreitet.

In Abhängigkeit von Ro_0 sieht man auf den beiden linken Bildern folgende Effekte (von rechts nach links): Solange die skalierende Geschwindigkeit für den Druckwiderstand aus einer Höhe innerhalb der Grenzschicht gewählt werden muß, nimmt der Druckwiderstand mit breiter werdenden Hindernissen (Ro_0 nimmt ab) zu, proportional zum Anstieg der skalierenden Windgeschwindigkeit mit der Höhe (links unten ist dieser Effekt nicht sichtbar, da er durch die gewählte Normierung genau kompensiert wird). Unterhalb einer Rossbyzahl Ro_0 von 100 nimmt der Druckwiderstand mit abnehmender Krümmung der Stromlinien (bei konstantem H/L und wachsendem L wächst der Krümmungsradius der Stromlinien an) wieder ab, bis unterhalb von Ro_0 von ca. 20 der Einfluß der Erdrotation spürbar wird. Aufgrund der jetzt auftretenden Trägheitsschwingungen nimmt der Druckwiderstand wieder zu.

Dieser eben beschriebene Druckwiderstand führt durch (7.15) zu der in den beiden rechten Bildern der Abb. 38 dargestellten effektiven Rauigkeitslänge. Man sieht in dem oberen Bild, wie die effektive Rauigkeitslänge für kleiner werdende Hindernisse gegen die ursprüngliche Oberflächenrauigkeit z_0 konvergiert. Das weitere Anwachsen der mit der Hindernisbreite normierten Rauigkeitslänge in dem unteren Bild ist dann nur noch auf das Wachsen des Verhältnisses z_0/L zurückzuführen.

Für andere Werte des Parameters H/L (mittlere Neigung des Geländes) ist das Verhalten der dargestellten Werte ähnlich, nur der absolute Wert der effektiven Rauigkeitslänge steigt mit wachsendem H/L zunächst erst einmal an.

Wie diese Abhängigkeit von H/L genauer aussieht, zeigt Abb. 39. In der linken Hälfte ist wieder der mit dem Wind aus der ungestörten Anströmung in der Höhe $0,3L$ normierte Druckwiderstand für zwei verschiedene Rossbyzahlen Ro_0 aufgetragen.

Man sieht, daß der Widerstand bis zur mittleren Neigung von ca. 0,4 ansteigt, dann aber wieder abfällt. Der Anstieg erfolgt anfangs quadratisch mit

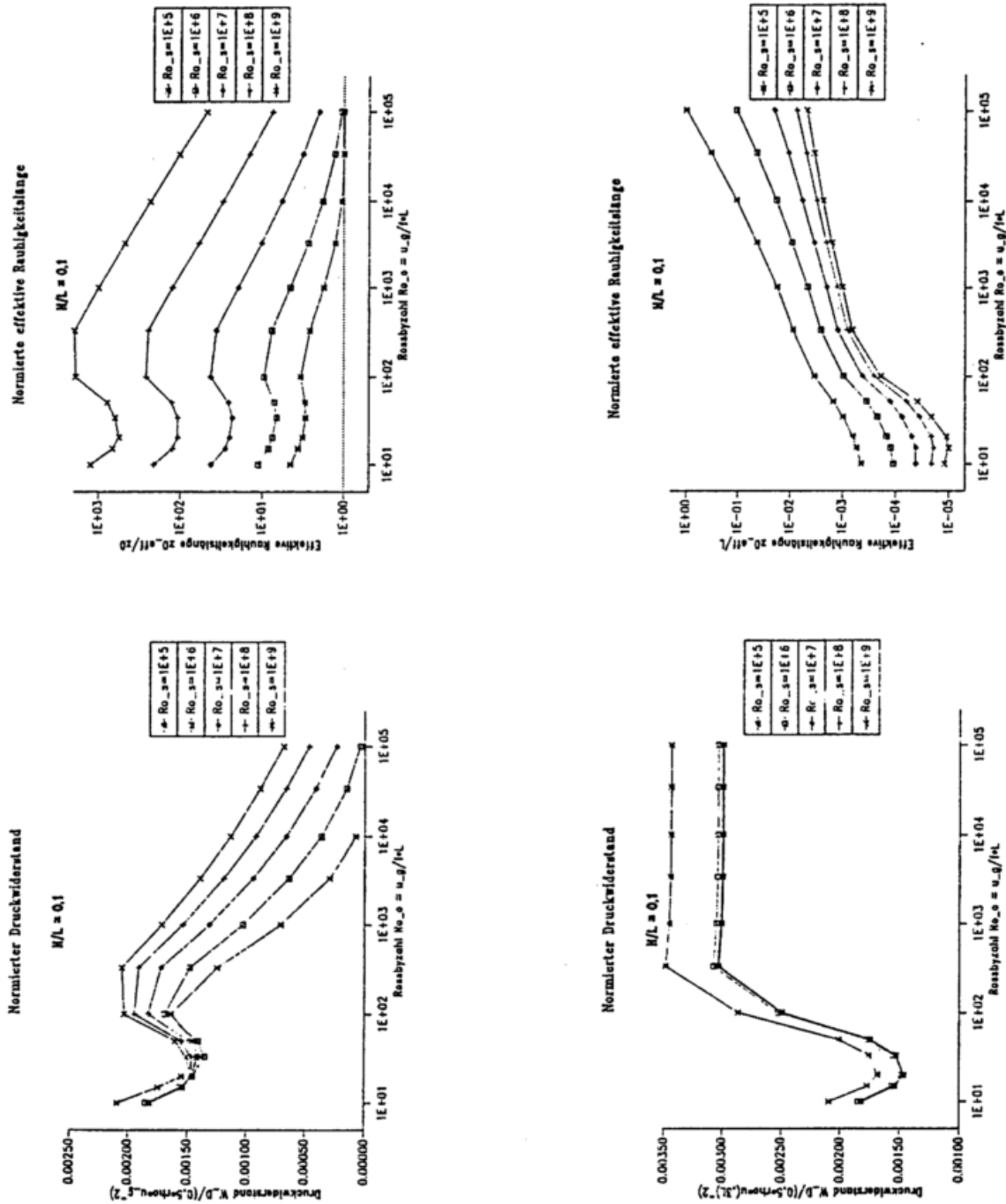


Abbildung 38: Normierter Druckwiderstand (links) und normierte effektive Rauheitslänge (rechts), aufgetragen gegen die Rossbyzahl $Ro_o = u_g / (f \cdot L)$ für $u_g = 10 \text{ ms}^{-1}$ und $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Scharparameter ist die Boden-Rossbyzahl $Ro_s = u_g / (f \cdot z_0)$. Die mittlere Neigung H/L ist konstant ($= 0,1$). Links oben: Druckwiderstand normiert mit dem Staudruck aus dem geostrophischen Wind, links unten: Druckwiderstand normiert mit dem Staudruck aus der ungestörten Anströmung in der Höhe $0,3 \cdot L$, rechts oben: effektive Rauheitslänge normiert mit der Oberflächenrauigkeit, rechts unten: effektive Rauheitslänge normiert mit der halben Hindernisbreite.

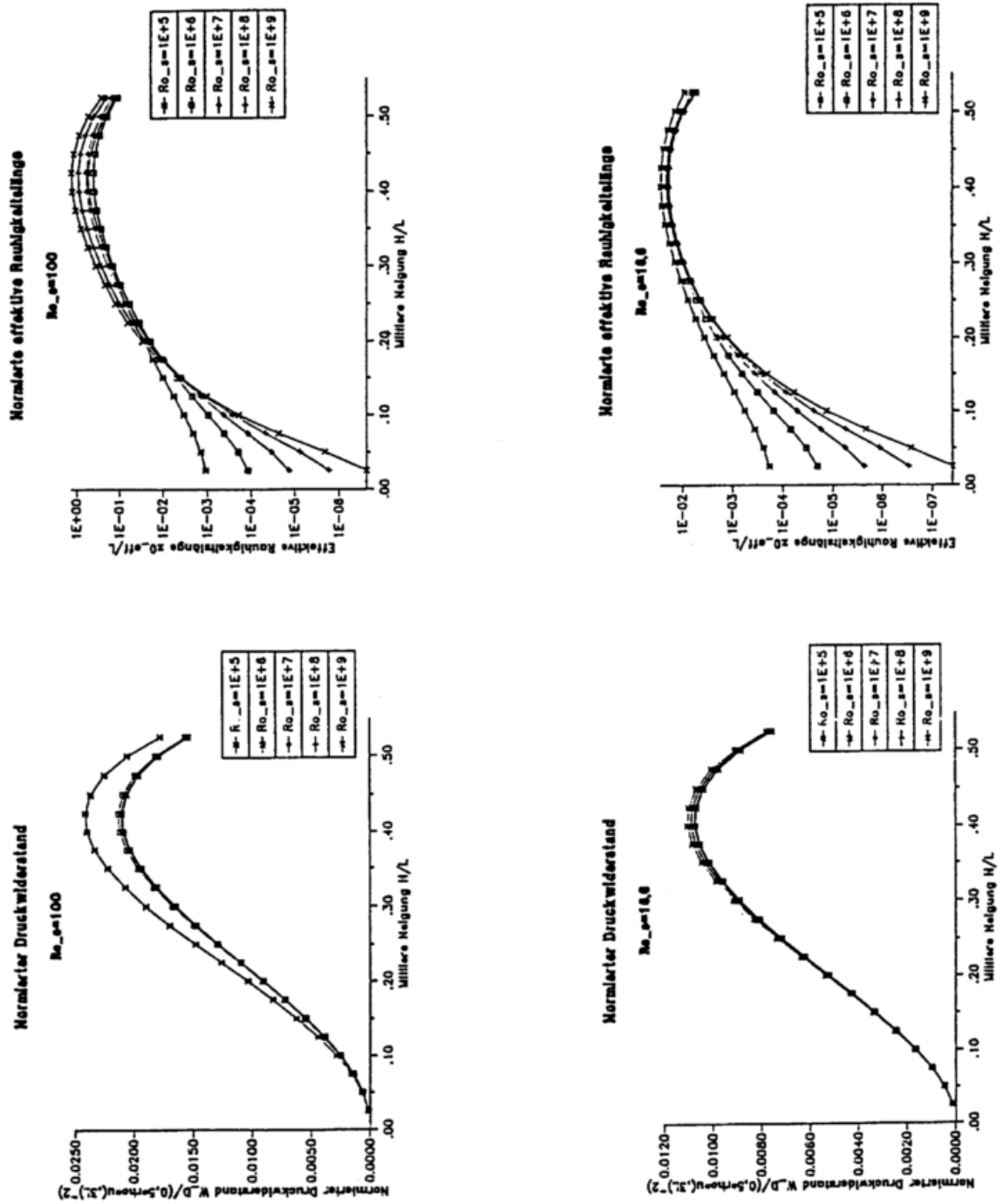


Abbildung 39: Normierter Druckwiderstand (links) und normierte effektive Rauiglängelänge (rechts), aufgetragen gegen die mittlere Neigung H/L für $u_g = 10 \text{ ms}^{-1}$ und $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Scharparameter ist die Boden-Rossbyzahl $Ro_s = u_g / (f \cdot z_0)$. Links oben: Druckwiderstand normiert mit dem Staudruck aus der ungestörten Anströmung in der Höhe $0,3 \cdot L$ für $Ro_s = 100$, links unten: Druckwiderstand normiert mit dem Staudruck aus der ungestörten Anströmung in der Höhe $0,3 \cdot L$ für $Ro_s = 16,7$ rechts oben: effektive Rauiglängelänge normiert mit der halben Hindernisbreite für $Ro_s = 100$, rechts unten: effektive Rauiglängelänge normiert mit der halben Hindernisbreite für $Ro_s = 16,7$.

H/L . Für $H/L > 0,4$ stehen die Hindernisse einer sinusförmigen Orographie bereits so dicht, daß die Strömung aus den Zwischenräumen zwischen den Hindernissen wieder herausgedrängt wird. Wie in Abb. 38 links unten, ist für Ro_s größer als ca. 10^6 keine Abhängigkeit von mehr von der Bodenrauigkeit festzustellen.

In der rechten Hälfte von Abb. 39 ist die mit der halben Hindernisbreite normierte effektive Rauigkeitslänge für diesselben Parameter wie links dargestellt. Für größere H/L verschwindet die Abhängigkeit von Ro_s , weitgehend (vor allem für breitere Hindernisse), für kleine H/L jedoch bleibt sie dominierend (hier ist der zusätzliche Druckwiderstand klein gegenüber dem Impulsfluß aufgrund der Oberflächenrauigkeit).

Für $Ro_o = 100$ nimmt z_{0eff}/L oberhalb von $H/L = 0,3$ unrealistisch hohe Werte an. Hier stößt die zur Beschreibung der effektiven Rauigkeitslänge benutzte Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie an ihre Grenzen (siehe hierzu auch im nächsten Unterkapitel). Andererseits sieht man aber auch, daß einer Verdoppelung des Druckwiderstands ungefähr eine Verzehnfachung der effektiven Rauigkeitslänge entspricht, die effektive Rauigkeitslänge also stark von der genauen Parametrisierung des Druckwiderstands abhängt. Es sei hier noch einmal an die im Unterkapitel 2.4 erwähnte Abhängigkeit des Druckwiderstands in einem numerischen Modell von der gewählten Turbulenzparametrisierung erinnert.

Um für kleine H/L die Abhängigkeit von Ro_s zu eliminieren, muß man z_{0eff} anstatt mit l mit z_0 normieren. Das ist in Abb. 40 für die gleichen Parameter wie in Abb. 39 rechts dargestellt. Hier konvergieren die Kurven für kleines H/L gegeneinander, hängen aber für großes H/L stark von Ro_s ab.

In Abb. 40 oben ist der Versuch einer einfacheren Parametrisierung von z_{0eff} eingezeichnet. Die gepunkteten Linien erhält man, wenn man einen linearen Zusammenhang zwischen $\ln(z_{0eff}/z_0)$ und H/L ansetzt. Der Proportionalitätsfaktor wurde so gewählt, daß für $H/L = 0,1$ die gepunkteten Linien mit den ausgezogenen Kurven zusammenfallen. Der Faktor variiert zwischen 12,2 für $Ro_s = 10^5$ und 75,5 für $Ro_s = 10^9$. Diese Parametrisierung entspricht der bereits in EMEIS (1987) vorgestellten. Dort war der Proportionalitätsfaktor 20 für $Ro_s = 2 \cdot 10^5$ angegeben worden. Wir haben also:

$$\ln\left(\frac{z_{0eff}}{z_0}\right) = f_1(Ro_s, Ro_o) \cdot \frac{H}{L} \quad (7.23)$$

Division von Ro_s durch Ro_o führt auf L/z_0 als Parameter, somit erhält (7.23) die Form:

$$\ln\left(\frac{z_{0eff}}{z_0}\right) = f_2(L/z_0) \cdot \frac{H}{L} \quad (7.23a)$$

(7.23a) kann mit Gleichung (10) in TAYLOR et al. (1989) verglichen werden. Dort war mit einem, nur Eigenschaften der Prandtl-Schicht berücksichtigenden Ansatz und ebenfalls mit numerischer Empirie eine Abhängigkeit von $(H/L)^2$ und von $\ln(L/z_0)$ gefunden worden.

Abb. 41 oben zeigt, als Ausschnitt aus der linken unteren Ecke von Abb. 40 oben, daß eine quadratische Abhängigkeit von H/L nur für sehr kleine Werte

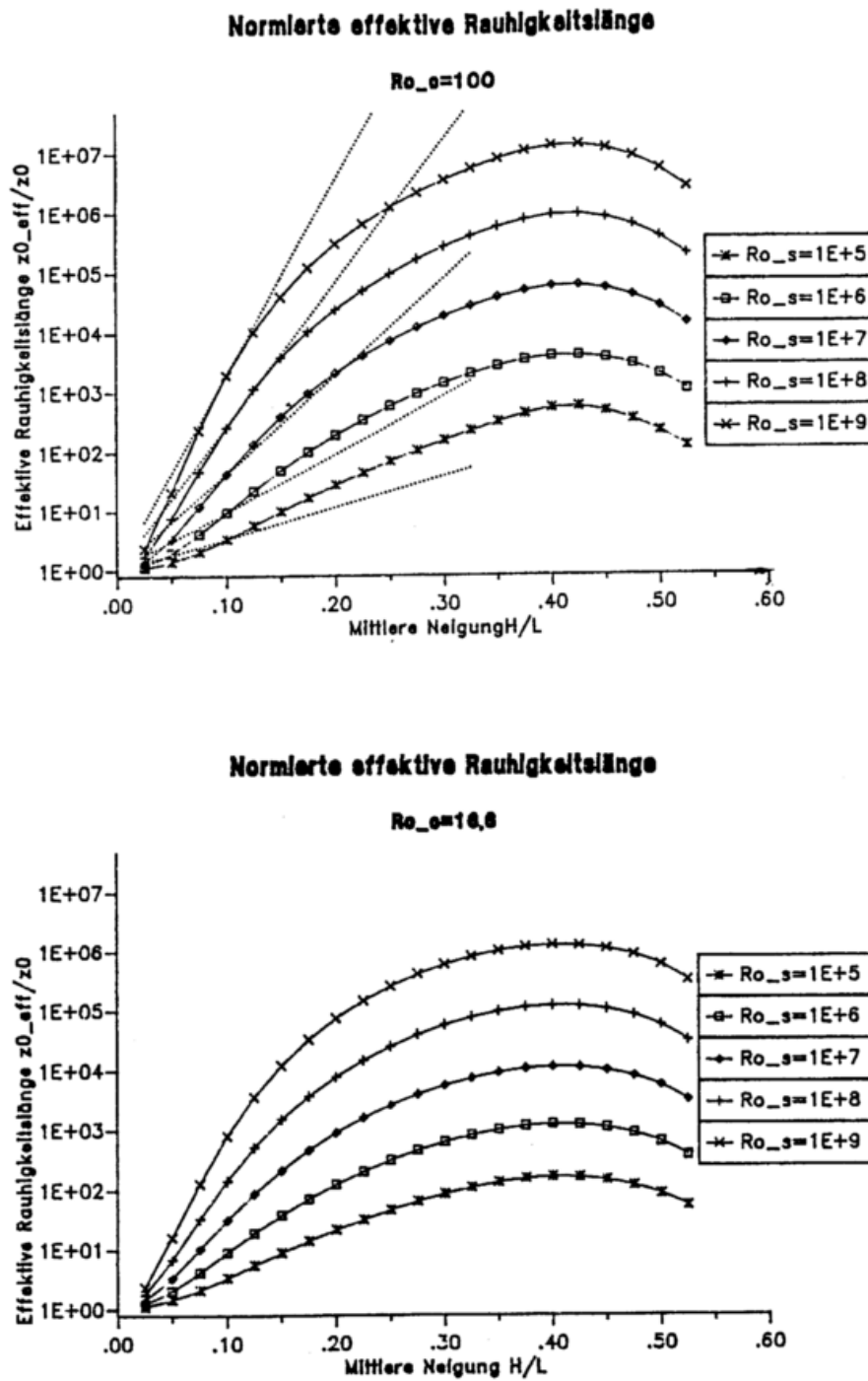


Abbildung 40: Normierte effektive Rauheitslänge, aufgetragen gegen die mittlere Neigung H/L für $u_g = 10 \text{ m s}^{-1}$ und $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Scharparameter ist die Boden-Rossbyzahl $Ro_s = u_g / (f \cdot z_0)$. Oben: effektive Rauheitslänge normiert mit der Oberflächenrauigkeit für $Ro_o = 100$, gepunktete Linien haben die Steigungen $\ln(z_{0,eff}/z_0)/(H/L)$ 12,2, 22,5, 37,6, 55,6 und 75,5, unten: effektive Rauheitslänge normiert mit der Oberflächenrauigkeit für $Ro_o = 16,7$.

der mittleren Neigung besteht.

Die gepunkteten Linien stellen jetzt Funktionen

$$\ln\left(\frac{z_{0eff}}{z_0}\right) = f_3(Ro_s) \cdot \left(\frac{H}{L}\right)^2 \quad (7.24)$$

dar. Hierbei variiert f_3 zwischen 133,4 für $Ro_s = 10^5$ und 1215,2 für $Ro_s = 10^9$. f_3 ist so gewählt, daß für $H/L = 0,05$ die gepunkteten Linien und die ausgezogenen Kurven zusammenfallen.

Die Betrachtung der Abbn. 40 und 41 zeigt, daß Parametrisierungen der Art:

$$\ln\left(\frac{z_{0eff}}{z_0}\right) = f(Ro_s, Ro_o) \cdot \left(\frac{H}{L}\right)^p \quad (7.25)$$

für festes p immer nur für bestimmte Bereiche von H/L möglich sind. p sinkt mit zunehmendem H/L von 2 auf Werte unter 0 für H/L größer als 0,425.

Um den Vorfaktor $f_1(Ro_s, Ro_o)$ in (7.23) zu bestimmen, und um zu testen, ob die Abhängigkeit von Ro_s und Ro_o gut durch $Ro_s/Ro_o = L/z_0$ beschrieben werden kann, ist in Abb. 41 unten für $H/L = 0,1$ die effektive Rauigkeitslänge gegen L/z_0 aufgetragen. Es zeigt sich, daß für kleinere L/z_0 die verschiedenen Kurven gut zusammenfallen. Die eingezeichneten Kurven sind die an einer vertikalen Linie gespiegelten Kurven aus Abb. 38 rechts oben. Die weitgepunktete Linie geht durch die Bereiche der Kurven, die kleinere Hindernisse repräsentieren (skalierende Windgeschwindigkeit innerhalb der Ekman-Schicht), die enggepunktete Linie geht durch Bereiche der Kurven, die größeren Hindernissen entsprechen (skalierende Windgeschwindigkeit ist der geostrophische Wind und der Rotationseinfluß ist spürbar).

Somit werden für den Bereich um $H/L = 0,1$ ($0,05 \leq H/L \leq 0,2$), $B/L \geq 10$ und $Ro_s \leq 10^8$ folgende Parametrisierungsvorschläge für die effektive Rauigkeitslänge gemacht:

- für $Ro_o \geq 100$:

$$\ln\left(\frac{z_{0eff}}{z_0}\right) = 0,57 \cdot \frac{H}{L} \cdot \left(\ln\left(\frac{L}{z_0}\right)\right)^{1,8} \quad (7.26)$$

- für $Ro_o \leq 10$:

$$\ln\left(\frac{z_{0eff}}{z_0}\right) = 0,21 \cdot \frac{H}{L} \cdot \left(\ln\left(\frac{L}{z_0}\right)\right)^{2,0} \quad (7.27)$$

In Abb. 42 ist wie in Abb. 40 eine Kurve für $Ro_s = 2 \cdot 10^5$ ($z_0 = 0,5$ m) noch einmal dargestellt und wird mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Die ausgezogene Kurve und die weiteren Symbole kennzeichnen bisher in der Literatur angegebene Werte für z_{0eff} (siehe LETTAU, 1969, KUSTAS und BRUTSAERT, 1986, NAPPO, 1977, NOILHAN et al., 1982, THOMPSON, 1978 und MASON, 1987a)⁷.

⁷Von den hier genannten Arbeiten bestimmen vier (KUSTAS und BRUTSAERT, NAPPO, NOILHAN et al. und THOMPSON) ein z_{0eff} aus Windprofilen, die in orographisch gegliedertem Gelände erhalten wurden. Nur in der Studie von NAPPO wird ein mittleres Windprofil aus Einzelprofilen berechnet, die an verschiedenen

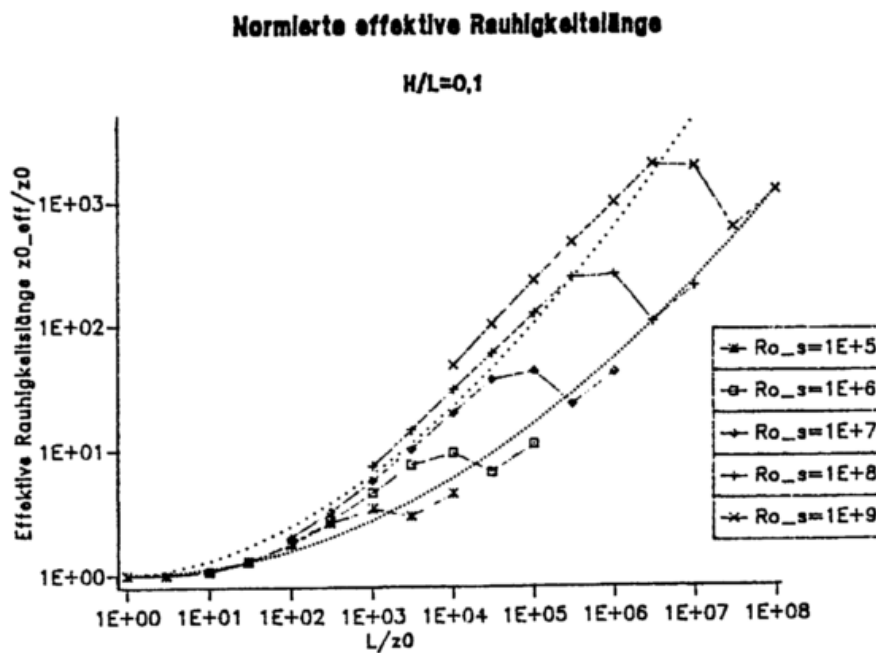
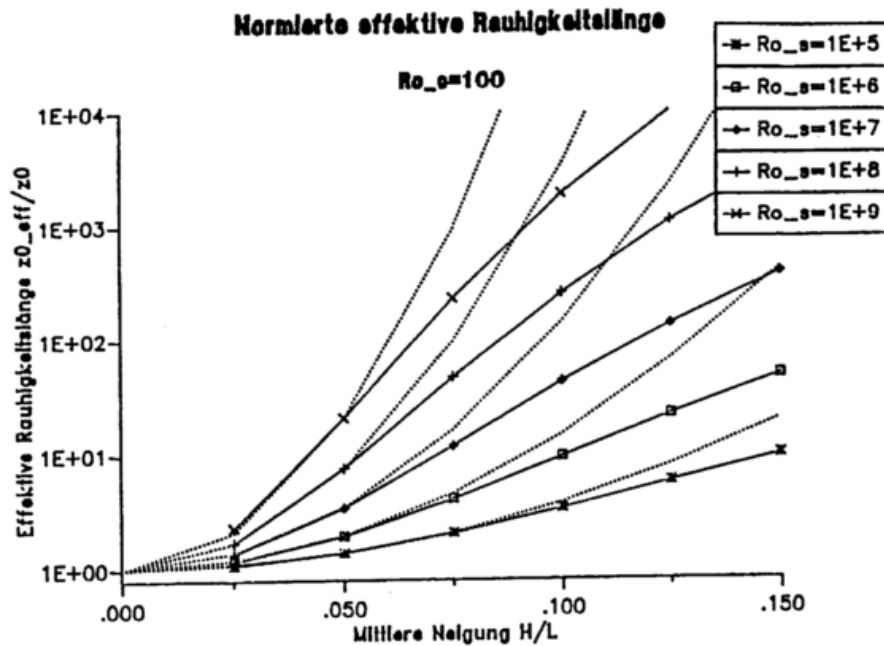


Abbildung 41: Oben: Ausschnitt aus Abb. 40 oben. gepunktete Parabeln haben die Steigungen $\ln(z_{0_eff}/z_0)/(H/L)^2$ 133,4, 269,4, 497,3, 813,8 und 1215,2. Unten: Effektive Rauigkeitslänge, normiert mit der Oberflächenrauigkeit für $H/L = 0,1$ aufgetragen gegen L/z_0 . Gepunktete Linien sind durch (7.26) und (7.27) gegeben.

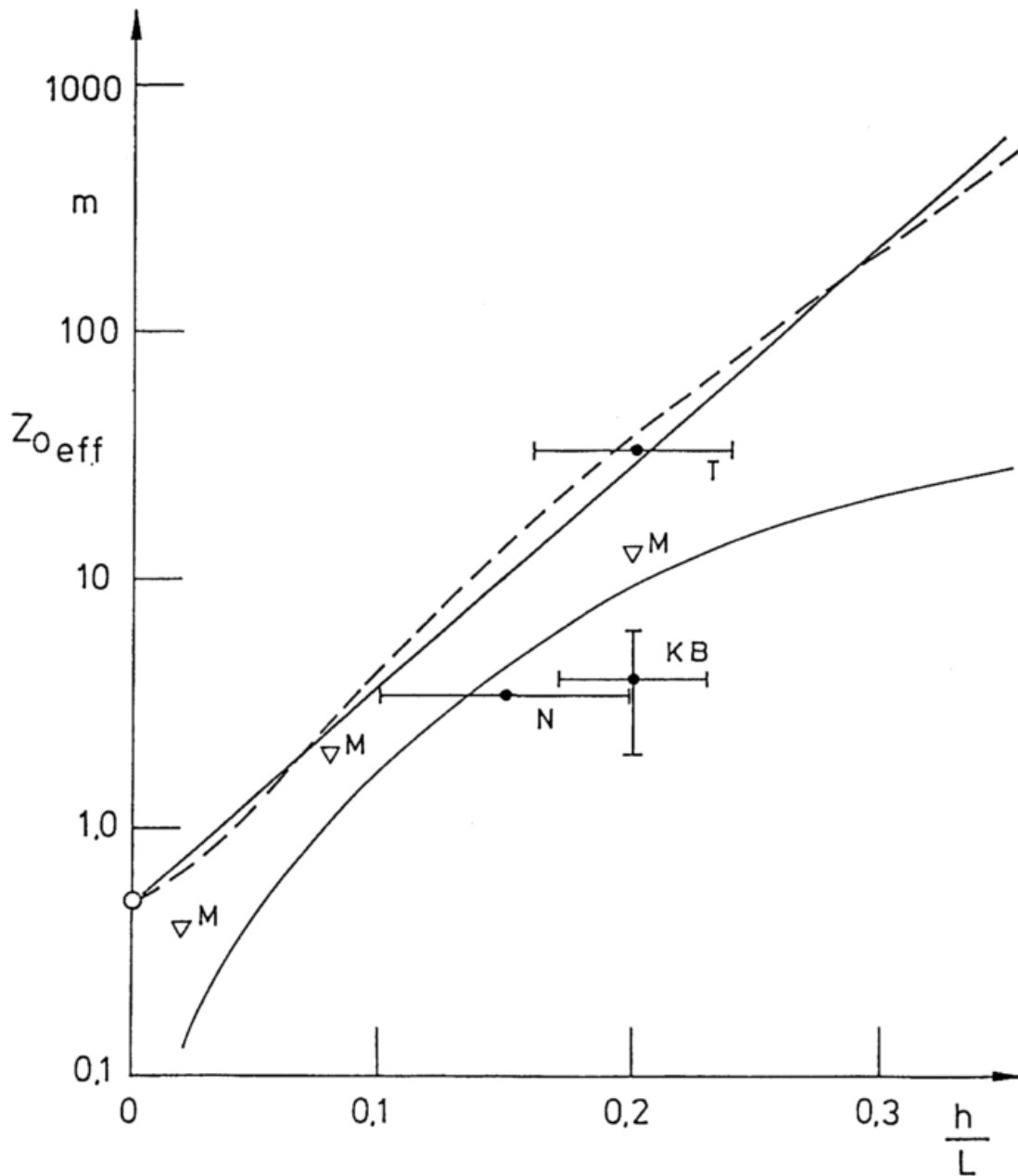


Abbildung 42: Effektive Rauigkeitslänge für $Ro_o = 2 \cdot 10^5$ ($z_0 = 0,5$ m) (gestrichelt nach (7.15), Gerade nach (7.23) mit $f_1 = 20$) als Funktion der mittleren Neigung einer sinusförmigen Orographie. Punkte mit Balken: aus Naturmessungen abgeleitete Werte nach KUSTAS und BRUTSAERT (KB), NAPPO (N) und THOMPSON (T). Dreiecke: numerische Ergebnisse nach MASON (1987a) für $z_0 = 0,1$ m. Kurve: modifiziert nach LETTAU (1969) (siehe (7.5): $z_{0\text{eff}} = 0,25 H^2/L$ für $Ro_o = 33$).

Wählt man z.B. $H/L = 0,15$, $z_0 = 0,5$ m und $Ro_o = 30$, so findet man $z_{0eff} = 13$ m.⁸ In Abb. 43 ist das mittlere Windprofil über einer sinusförmigen Orographie mit der mittleren Neigung 0,15 dem Windprofil über einer ebenen Fläche mit der Rauheitslänge 13 m gegenübergestellt. u_{*eff} ist in (7.14) gegeben. Die Höhe der Grenzschicht und die Drehschicht wird exakt reproduziert, das mittlere Windprofil unterhalb der Ekman-Schicht ist nahezu logarithmisch und weicht nur wenig von dem Profil über einer homogenen Oberfläche mit entsprechender Rauigkeit ab. Unterhalb der Gipfelhöhe der sinusförmigen Orographie ist das mittlere Windprofil gestrichelt wiedergegeben. Hier gleicht sich das mittlere Profil dem der Rauigkeit der Hindernisoberfläche entsprechenden Windprofil ($z_0 = 0,5$ m) an. Für flache Hindernisensembles in der neutral geschichteten Grenzschicht läßt sich das mittlere Windprofil und die Höhe der Grenzschicht mit z_{0eff} und u_{*eff} skalieren.

Abb. 44 zeigt für dasselbe z_0 und Ro_o die Gültigkeit von (7.16) für den horizontal über einer sinusförmigen Orographie gemittelten Ablenkungswinkel α . Man sieht eindeutig, daß für $z \rightarrow z_0$ α mit wachsendem H/L (und damit mit wachsendem C_{Deff}) zunimmt. (7.16) mit $B = 3,7$ ergibt für $H/L = 0,05$, 0,10 und 0,15 $\alpha = 26^\circ, 9$, $31^\circ, 2$ und $38^\circ, 3$ in recht guter Übereinstimmung mit Abb. 44.

Die Ergebnisse in Abb. 42 können mit der Arbeit von MASON (1987a) verglichen werden, da diese Ergebnisse auch auf einer Simulation des Druckwiderstands mit einem numerischen Modell und dem Widerstandsgesetz beruhen. Es wurde hier eine Turbulenzschließung 2. Ordnung benutzt (NEWLEY, 1985). NEWLEY findet (umgerechnet auf sinusförmige Orographie:

$$\frac{C_{Deff}}{C_D} \simeq 1 + 16\left(\frac{H}{L}\right)^2 \quad (7.28)$$

was MASON in:

$$\ln\left(\frac{z_{0eff}}{z_0}\right) \simeq 6,25 \cdot \ln\left(\frac{C_{Deff}}{C_D}\right) \quad (7.29)$$

einsetzt.⁹ (7.28) gilt für $H/L \leq 0,2$. Die Werte für z_{0eff} aus (7.29) für $z_0 = 0,5$ m liegen nur wenig oberhalb der Geraden, die aus (7.23) mit $f_1 = 20$ folgt. In Abb. 42 sind einige Werte aus (7.29), allerdings für $z_0 = 0,1$ m, eingetragen. MASON benutzt diesen Ansatz nur für flache Hindernisse mit weichen Konturen. Für größere Hindernisse, an denen Strömungsablösung auftritt, verwendet er Prandtl-Schicht Ansätze für 'bluff bodies'.

Standorten in dem betrachteten Gelände gemessen wurden. In den anderen drei Arbeiten wurden nur Profile von einem Standort betrachtet.

In den Arbeiten von NAPPO und NOILHAN et al. wird auch der Ablenkungswinkel α dargestellt, aber nicht mit theoretischen Ansätzen wie (7.16) verglichen. Bei NOILHAN et al. beeinflussen die nahe gelegenen Pyrenäen die Windrichtungsdaten stark. In der Arbeit von KUSTAS und BRUTSAERT wird zusätzlich zu z_{0eff} auch die Verdrängungsdicke d bestimmt (allerdings nur aus einer empirischen Beziehung zur Dichte der Hindernisse, nicht aus dem Windprofil (siehe auch Kapitel 7.7). Zur Studie von THOMPSON siehe auch die Bemerkungen am Ende von Kapitel 7.6.

⁸ z_{0eff} hängt allerdings recht deutlich von der Wahl der Konstanten A und B ab. Der hier angegebene Wert von 13 m gilt für $A = 1,2$ und $B = 3,7$. Für $A = 1,7$ und $B = 4,5$ folgt $z_{0eff} \simeq 19$ m.

⁹ Hier ist offensichtlich eine Vereinfachung des Widerstandsgesetzes benutzt worden, nicht (7.15). Ein Vergleich mit (7.15) zeigt, daß man (7.29) erhält, indem man die Exponentialfunktion in (7.15) mit 6,25 abschätzt.

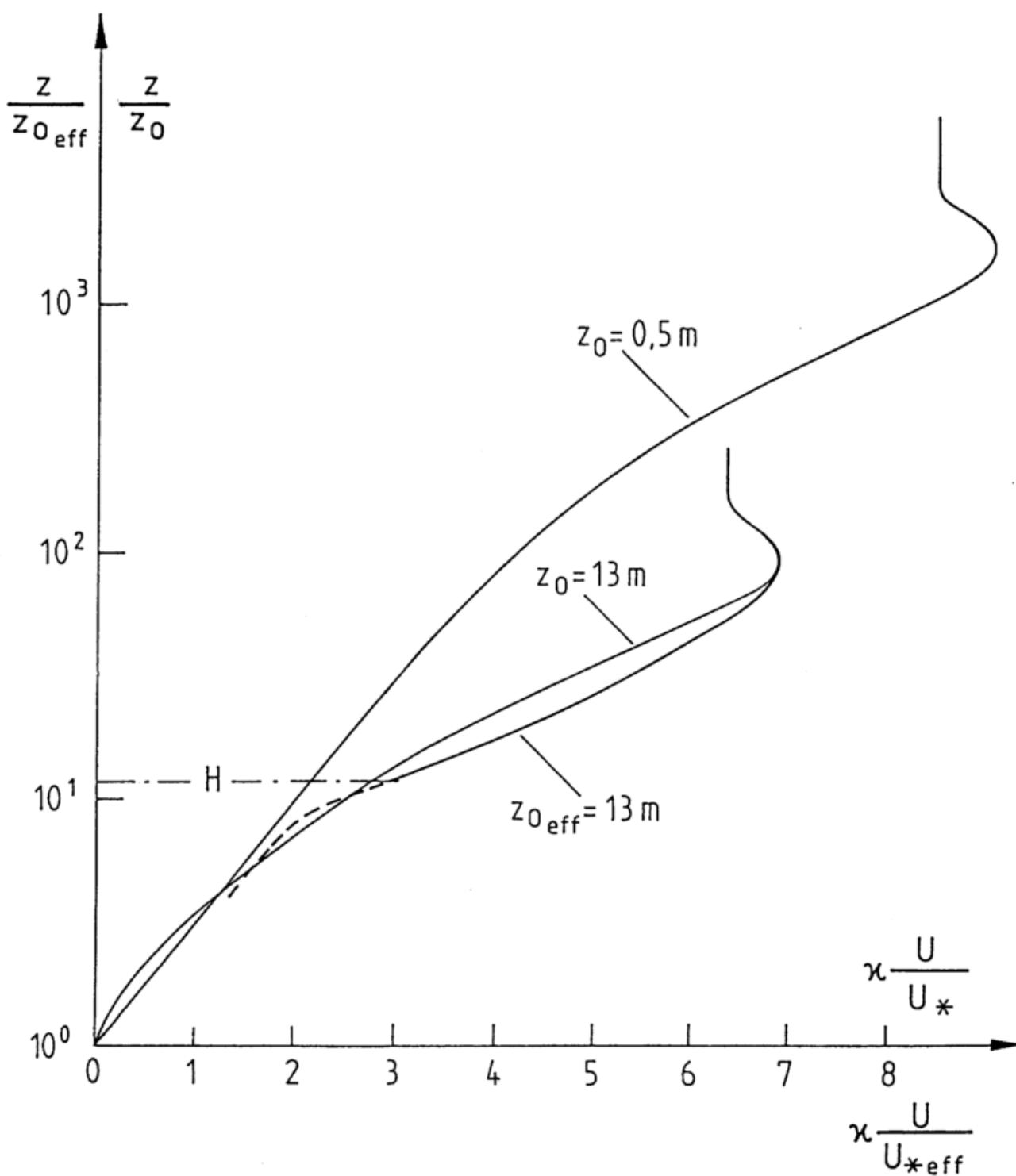


Abbildung 43: Windprofile in der homogenen Grenzschicht ($z_0 = 0,5 \text{ m}$ und 13 m , normiert mit z_0 und u_*) und horizontal gemittelttes Windprofil über sinusförmiger Orographie mit mittlerer Neigung $H/L = 0,15$ ($z_{0\text{eff}} = 13 \text{ m}$, normiert mit $z_{0\text{eff}}$ und u_{*eff}) bei neutraler Schichtung.

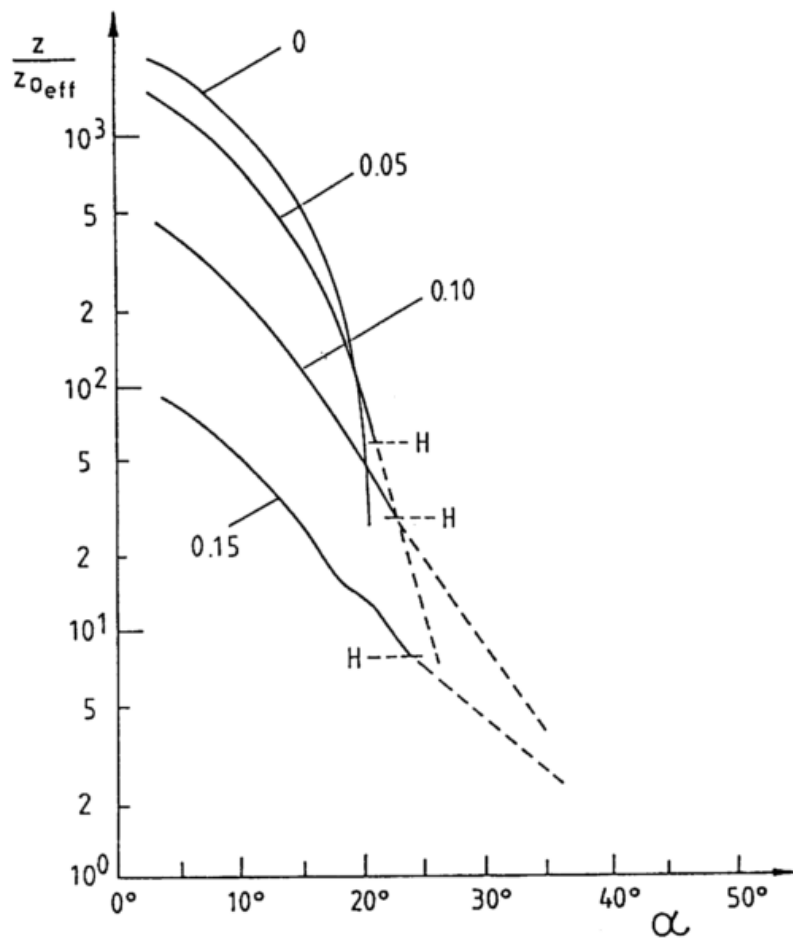


Abbildung 44: Horizontal gemittelter Ablenkungswinkel α über sinusförmiger Orographie mit verschiedenen Neigungen H/L . Neigung 0 bedeutet ebenes Gelände. Unterhalb der Gipfelhöhe H sind die Kurven gestrichelt.

7.6 Prinzipielle Einschränkungen für z_{0eff}

In diesem Abschnitt sollen die Grenzen der Anwendbarkeit der Bestimmung der effektiven Rauigkeitslänge aus der Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie diskutiert werden. Die Parametrisierung des Orographieeinflusses auf den Impulshaushalt analog zur Bodenreibung mithilfe einer Rauigkeitslänge und einer Schubspannungsgeschwindigkeit impliziert, daß sich im horizontalen Mittel über der Orographie wieder ein logarithmisches Windprofil einstellt, wie es in Abb. 43 wiedergegeben ist. Typischerweise findet man ein logarithmisches Profil von einer Höhe $10 \cdot z_0$ bis hinauf zu einer Höhe $1/10 \cdot z_i$. D.h., das Verhältnis z_{0eff}/z_i sollte den Wert 0,01 nicht überschreiten. In Abb. 45 ist die Abhängigkeit von z_{0eff}/z_i von u_{*eff} als Funktion der Bodenrossbyzahl Ro_* aufgetragen. z_i ist mit $\kappa u_{*eff}/f$ parametrisiert, z_{0eff} ist aus (7.14) und (7.15) berechnet worden.

Wenn für $Ro_s = 10^5 u_{*eff}$ um mehr als 50% gegenüber u_{*0} anwächst, erreicht z_{0eff}/z_i den Wert von 0,01 und es gibt keinen Bereich mehr, in dem sich ein logarithmisches Windprofil einstellen könnte. Erreicht u_{*eff} sogar etwas mehr als das Doppelte von u_{*0} , so versagt (7.15), da dann der Radikand der rechten Wurzel in dieser Formel negativ wird. Abb. 45 gilt für neutrale Schichtung. Für größere Bodenröszbyzahlen werden diese Grenzen nicht so schnell erreicht.

Aus diesen Überlegung heraus erscheint der Wert von THOMPSON (1978) in Abb. 42, 35 m für die effektive Rauigkeitslänge, als unrealistisch hoch. Wahrscheinlich befand sich die von ihm vermessene Strömung noch nicht im Gleichgewicht mit dem Untergrund. Er bemerkt selber, daß die Anwendung der Beziehung von LETTAU (7.5) nur zu gut 8 m Rauigkeitslänge führt. Seine Orographie hatte eine Höhe von ca. 180 m. Daß der Wert von THOMPSON in Abb. 42 gut mit den numerischen Werten dieser Arbeit übereinstimmt, liegt daran, daß hier eine Widerstandsreduktion durch Hindernisumströmung nicht berücksichtigt ist.

Eine weitere obere Grenze für z_{0eff} sollte dadurch gegeben sein, daß der Wert für eine dichte Anordnung von Rauigkeitselementen mit steilen Flanken (Neigung über 45 Grad):

$$z_0 \simeq 0,1 \cdot h \quad (7.30)$$

nicht überschritten werden sollte (MASON, 1987a). h ist die mittlere Höhe der Rauigkeitselemente.

7.7 Berücksichtigung einer Verdrängungdicke

Bei enger zusammenstehenden Hindernissen muß für die Beschreibung des mittleren Windprofils über den Hindernissen neben z_0 auch noch die Verdrängungsdicke d berücksichtigt werden.

Für die Verdrängungsdicke gilt genauso wie für die Rauigkeitslänge, daß sie nicht direkt aus einer Vermessung der Strömungshindernisse, sondern nur aus dem Windprofil bestimmt werden kann. Die Verdrängungsdicke ist die um z_0 verminderte Höhe über der Oberfläche, auf der die Hindernisse stehen, in welcher das horizontal gemittelte logarithmische Windprofil über den Hindernissen den Wert Null erreicht. In der Nähe der Hindernisgipfel weicht der wahre horizontal gemittelte Wind allerdings deutlich vom idealisierten logarithmischen Windprofil ab. Somit kann die Verdrängungsdicke, genauso wie die Rauigkeitslänge, erst in einiger Höhe über den einzelnen Hindernissen zur Beschreibung des mittleren Windprofils verwendet werden.

Ein Verfahren zur Bestimmung der Verdrängungsdicke aus dem horizontal gemittelten Windprofil ist in DE BRUIN und MOORE (1985) angegeben. Nach Bestimmung der Hilfsgrößen:

$$z_m = \int_0^{z_f} \frac{u(z)}{u(z_f)} dz \quad (7.31)$$

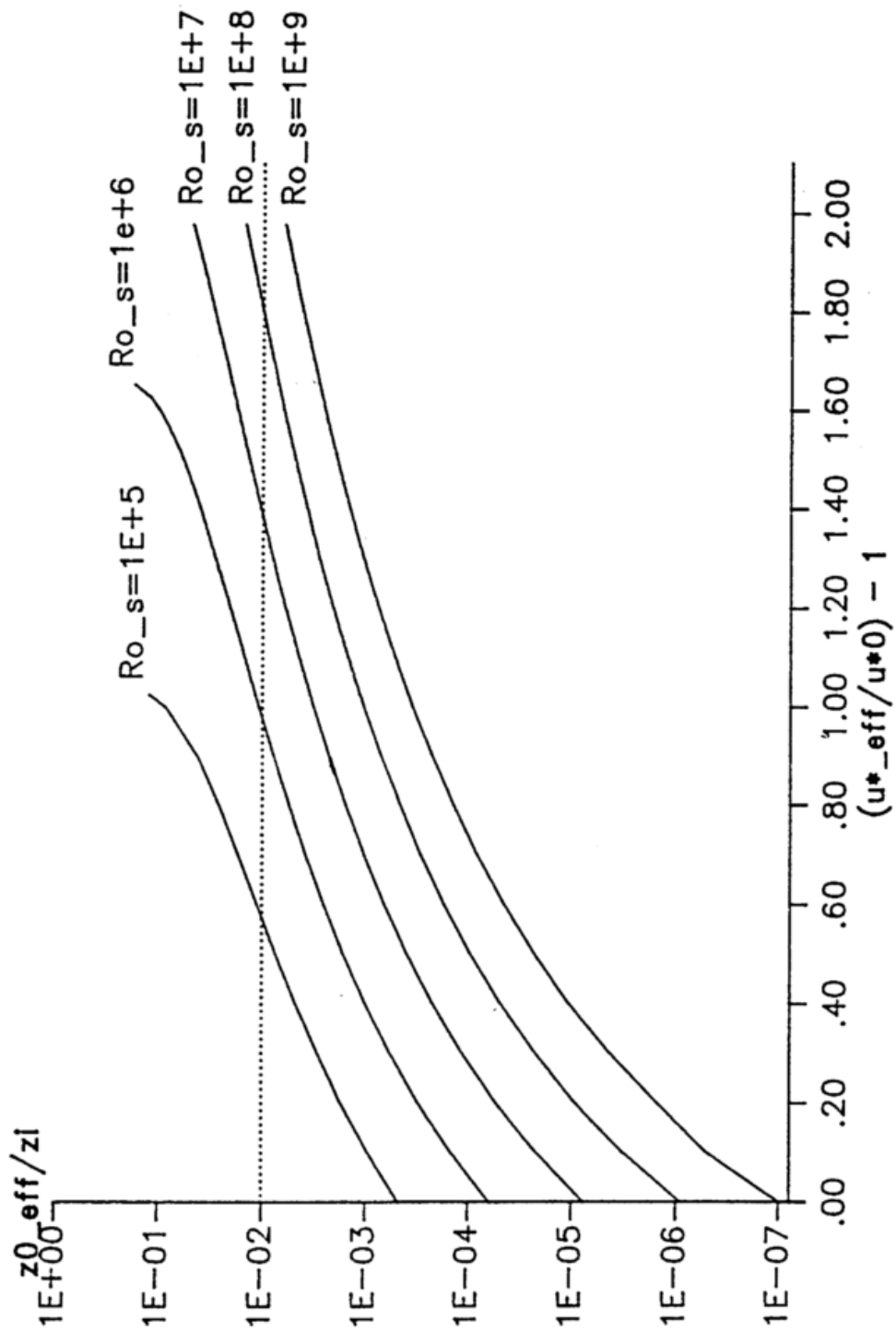


Abbildung 45: Widerstandsgesetz der Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie. Abhängigkeit des Quotienten aus der effektiven Rauigkeitslänge und der Höhe der Grenzschicht z_i von der effektiven Schubspannungsgeschwindigkeit am Boden und der Rossbyzahl $Ro_s = u_g/(f \cdot z_0)$.

$$y_f = \frac{\kappa u(z_f)}{u_*} \quad (7.32)$$

$$A = 1 - \frac{1 - e^{-y_f}}{y_f} \quad (7.33)$$

wobei z_f eine Höhe ist, in der das wahre horizontal gemittelte Windprofil dem idealisierten logarithmischen Windprofil entspricht¹⁰, folgt für die Rauigkeitslänge und die Verdrängungsdicke:

$$z_0 = \frac{z_m}{A} \cdot e^{-y_f} \quad (7.34)$$

$$d = z_f - \frac{z_m}{A} \quad (7.35)$$

Anstelle der aus (7.15) folgenden effektiven Rauigkeitslänge von 13 m für eine sinusförmige Orographie mit mittlerer Neigung $H/L = 0,15$, ergibt sich aus (7.34) und (7.35) für dieselbe Orographie aus dem horizontal gemittelten Windprofil eine Rauigkeitslänge von 2,28 m und eine Verdrängungsdicke von 67,15 m¹¹.

Die Benutzung von (7.34) und (7.35) führt zu einer genaueren Beschreibung des wahren horizontal gemittelten Windprofils über komplexem Terrain, als nur die Benutzung einer effektiven Rauigkeitslänge. Abb. 46 zeigt horizontal gemittelte Windprofile und Ablenkungswinkel über sinusförmiger Orographie für verschiedene Neigungen H/L , wobei nun im Gegensatz zu den Abbn. 43 und 44 nicht die Vertikalkoordinate z/z_0 , bzw. z/z_{0eff} benutzt wurde, sondern $(z - d)/z_0$ nach (7.34) und (7.35). Es zeigt sich, daß oberhalb der Vertikalkoordinate 100 die Windprofile sehr gut aufeinanderfallen, und auch die Ablenkungswinkel skalieren besser mit dieser Vertikalkoordinate, als mit der in Abb. 44.

Obwohl die Benutzung einer Verdrängungsdicke zu einer besseren Beschreibung des horizontal gemittelten Windprofils über komplexem Terrain führt, so ist sie doch zur Beschreibung des vertikalen effektiven turbulenten Impulsflusses u_{*eff} nach (7.14) oder zur Bestimmung der Höhe der Grenzschicht ($=\kappa u_{*eff}/f$) nicht notwendig. Es erweist sich darüberhinaus als auch nicht möglich, die Verdrängungsdicke in das Widerstandsgesetz (7.2) mit aufzunehmen.

Ersetzt man alle Höhen z im Defekt-Gesetz der Ekman-Schicht und im logarithmischen Windprofil der Prandtl-Schicht durch $z - d$ und führt dann die Herleitung des Widerstandsgesetzes aus, die auch auf (7.2) führte, so fällt die Verdrängungsdicke heraus und man erhält wieder (7.2).

Behält man dagegen im Defekt-Gesetz die Höhenkoordinate z bei, da d sehr viel kleiner als z ist, und führt $z - d$ nur im logarithmischen Windprofil der

¹⁰Die nachfolgenden Ergebnisse für z_0 und d sollten von der genauen Wahl von z_f unabhängig sein, solange das horizontal gemittelte Windprofil in der Höhe z_f logarithmisch von der Höhe abhängt. Durch Variation von z_f kann somit getestet werden, ob wirklich ein logarithmisches Windprofil über dem komplexen Terrain vorliegt.

¹¹Diese Verdrängungshöhe ist nur wenig größer als die am Ende von Kapitel 7.2 zitierte, die einer Envelope-Orographie äquivalent ist.

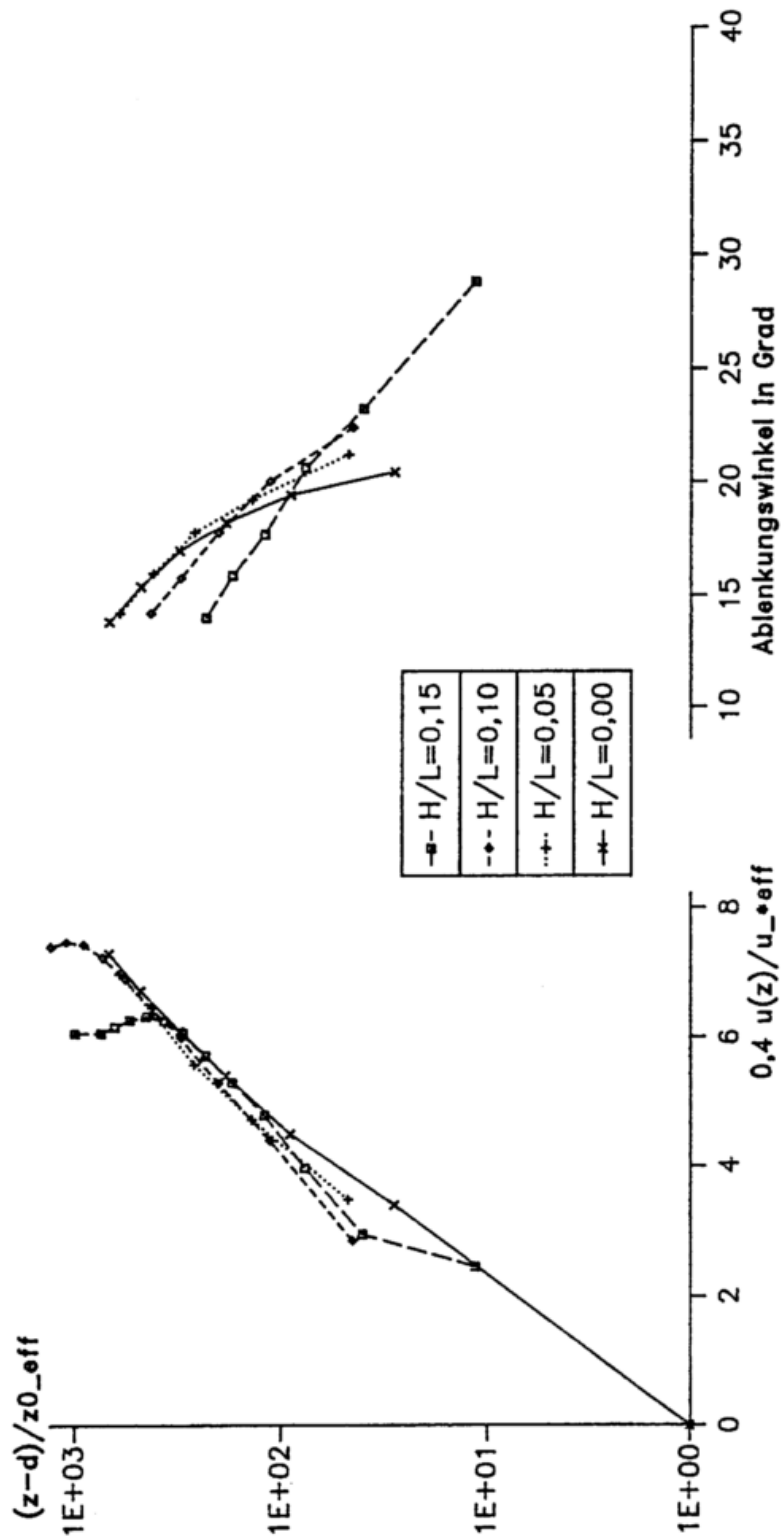


Abbildung 46: Normierte horizontale gemittelte Windprofile über sinusförmiger Orographie (links) und horizontal gemittelte Ablenkungswinkel (wie in Abb. 42, rechts) aufgetragen gegen $(z-d)/z_{0_{eff}}$ aus (7.43) und (7.44).

Prandtl-Schicht ein, so tritt ein Zusatzglied im Widerstandsgesetz auf, das neben d allerdings auch z enthält:

$$\ln Ro_s = A(\mu) - \ln C_D + \left(\frac{\kappa^2}{C_D^2} - B^2(\mu) \right)^{1/2} - \ln \left(1 - \frac{d}{z} \right) \quad (7.36)$$

(7.36) ist keine eindeutige Beziehung mehr zwischen dem vertikalen Impulsfluß w_*^2 und dem Oberflächenparameter z_0 bei gegebenem geostrophischen Wind, da die Höhe z nicht genauer festgelegt werden kann¹². Außerdem hat man selbst bei festem z und gegebenem C_D zwei Unbekannte (z_0 und d), die nicht beide gleichzeitig aus (7.36) bestimmt werden können. Eine zu (7.14) und (7.15) analoge Herleitung ist daher nicht mehr möglich. Allerdings konvergiert (7.36) für $d \rightarrow 0$ gegen (7.2).

Eine Kombination von (7.36) mit entweder (7.34) oder (7.35) hilft auch nicht weiter, da in die beiden letztgenannten Beziehungen nur das Windprofil, nicht aber Parameter, die die Geometrie der Orographie beschreiben, eingehen.

¹²Für die Höhe z muß im Prinzip das gelten, was in Fußnote 10 für z_f gefordert worden ist. Dies ist aber nach (7.36) nicht möglich, da entweder bei festgehaltenem z_0 d mit z , oder bei festgehaltenem d z_0 mit z wächst, auch wenn z in einem logarithmischen Bereich des Windprofils gewählt wird.

8 Schlußbemerkungen

Es ist untersucht worden, wie der Druckwiderstand bei der Überströmung von orographischen Hindernissen in größerskaligen numerischen Simulationsmodellen für die atmosphärische Strömung parametrisiert werden kann. Speziell ist ein Anteil des Druckwiderstands, der Formwiderstand, betrachtet worden. Da er, wie die Reibung einer Luftströmung an einer ebenen Oberfläche, auf viskosen Kräften beruht, ist die Herleitung einer effektiven Rauigkeitslänge zur Parametrisierung dieses Druckwiderstandsanteils versucht worden. Eine solche Rauigkeitslänge soll eine reine Oberflächeneigenschaft sein. Sie hängt somit nur von geometrischen Parametern der Orographie ab und nicht vom Zustand der Atmosphäre. Somit war es ausreichend, eine neutrale atmosphärische Schichtung anzunehmen. Die Parametrisierung der anderen Anteile des Druckwiderstands ist bereits an anderer Stelle erfolgt (siehe Kap. 7.2).

Zuerst wurde der Formwiderstand bei neutraler Schichtung als Funktion der geometrischen Parameter aus theoretischen Überlegungen und numerischer Empirie hergeleitet. Die Gleichungen (5.16a) und (5.16b) zeigen den Formwiderstand als Funktion der mittleren Neigung (H/L) der Orographie, ihrer Breite in Strömungsrichtung (Re_t bzw. Ro_o , beide Parameter, die über (5.5) verknüpft sind, enthalten diese Länge L), der räumlichen Dichte der Hindernisse (λ) und der Oberflächenrauigkeit (Ro_s , enthält die Rauigkeitslänge z_0).

Dann wurde diese Abhängigkeit mittels des Widerstandsgesetzes der Ekman-Schicht (7.2) in eine Abhängigkeit der effektiven Rauigkeitslänge von den genannten geometrischen Oberflächenparametern übersetzt (7.15). Graphische Auswertung von (7.15) (Beispiele hierfür sind in den Abbn. 38 bis 41 gezeigt) führte für eine zweidimensionale sinusförmige Orographie auf die Beziehungen (7.26) und (7.27). In (7.26) und (7.27) ist die effektive Rauigkeitslänge z_{eff} normiert mit der Oberflächenrauigkeit z_0 als Funktion des Verhältnisses L/z_0 , der mittleren Neigung H/L und der Hindernisbreite Ro_o gegeben. Der Parameter räumliche Hindernisdichte λ erscheint nicht separat, da er für eine sinusförmige Oberfläche fest mit der mittleren Neigung verknüpft ist ($\lambda = H/2L$).

Die in (5.16a) und (5.16b) gefundenen Beziehungen für den Formwiderstand bleiben auch beim Abweichen von der neutralen Schichtung gültig, solange keine Schwerewellen auftreten. Kap. 6.1 zeigt, daß in diesem Fall Re_t über das darin enthaltene ν_t als Funktion der Schichtung angesetzt werden muß.

Wenn Schwerewellen die Strömung dominieren, verlieren (5.16a) und (5.16b) ihre Gültigkeit. Die in Kap. 6.2.2 dokumentierten numerischen Simulationen deuten vielmehr darauf hin, daß der Formwiderstand in diesem Fall proportional zum Widerstand durch Schwerewellen ist (ungefähr ein Drittel von diesem).

Eine mögliche Erklärung hierfür ist, daß die mit den Schwerewellen verbundenen, über dem Gipfel und auf der Leeseite von Hindernissen auftretenden großen (übergeostrophischen) Windgeschwindigkeiten jetzt die Größenordnung des Formwiderstands bestimmen. Der Formwiderstand ist in diesem Fall von der geostrophischen Anströmung entkoppelt.

Für die eben beschriebene Parametrisierungsaufgabe war die Aufteilung des Druckwiderstands an orographischen Hindernissen in verschiedene, physikalisch unterschiedliche Anteile notwendig. Nur aus der Natur jedes einzelnen Anteils kann eine sinnvolle Parametrisierung hergeleitet werden. Bei dieser Betrachtung helfen auch Vergleiche mit bereits bekannten Strömungstypen. Die wesentlichen Gemeinsamkeiten sind im folgenden noch einmal zusammengefaßt.

Die hier untersuchten Strömungen und Druckwiderstände über mesoskalig gegliedertem Gelände können mit bereits bekannten Strukturen aus der experimentellen Hydraulik (Plattengrenzschichten) und der globalen Zirkulation der Erdatmosphäre verglichen werden. Zusätzlich wird bei diesem Vergleich die mathematisch einfache, stark idealisierte Potentialströmung mit angeführt. Der obere Teil der Abb. 47 vergleicht die Strömungsformen, die Eigenschaften des strömenden Mediums Luft, die für den jeweiligen Vorgang wichtig sind und Einflüsse des Untergrunds auf die Strömung. So spielt der Untergrund bei der Potentialströmung keine Rolle, da es keine Haftbedingung gibt. Bei einer überströmten Platte läßt sich dagegen unterscheiden, ob die Oberfläche der Platte hydraulisch glatt oder rauh ist. Über der rauhen Platte steigt der Widerstandsbeiwert (der Reibung) mit zunehmender Rauigkeit an, über einer glatten Platte verharrt er bei seinem minimalen Wert, der nur durch die molekulare Viskosität des strömenden Mediums bestimmt ist.

Die Entsprechung zu den Rauigkeitselementen einer rauhen Plattenoberfläche sind die Hindernisse bei einer mesoskaligen Orographie. Der Widerstandsbeiwert (der Summe aus Reibung und Druckwiderstand) steigt mit zunehmender Größe der Hindernisse an, über einer Ebene ohne Hindernisse bleibt er ebenfalls bei einem minimalen Wert, der nur durch die turbulente Viskosität des strömenden Mediums bestimmt ist.

Bei der globalen Zirkulation entsprechen den Rauigkeitselementen die großen Gebirge, der Widerstandsbeiwert hängt von der Höhe dieser Gebirge ab. Bei Fehlen dieser Gebirge verbleibt eine Reibung, die alle Effekte kleinerer Hindernisse und der rauhen Erdoberfläche beinhaltet. Für die Größe des Widerstandsbeiwerts der Gebirge spielt hier eine, wie auch immer geartete, Viskosität der Luft keine Rolle.

Analogien zu dem Unterschied zwischen laminarer und turbulenter Strömung über einer rauhen Platte bestehen in dem Fehlen und dem Vorhandensein von Strömungsablösungen bei der Strömung über mesoskaliger Orographie und der globalen Zirkulation.

In dem unteren Teil von Abb. 47 sind die einzelnen, den Widerstand erzeugenden Mechanismen aus Abb. 1 zusammengestellt worden. Zusätzlich werden einige gängige Benennungen in der Literatur miteinander verglichen. Die Potentialströmung spielt hier wieder eine Sonderrolle, da in ihr der Strömung

	Definition der Oberfläche		Eigenschaft des strömenden Mediums	Art der Strömung	
Potentialströmung	wird nicht benötigt, keine Haftbedingung		keine Viskosität	laminare Strömung	
Strömung über Platte (Nikuradse/Prandtl)	glatt	rau	molekulare Viskosität	laminare Strömung	turbulente Strömung
Strömung über mesoskalige Orographie	rau ohne Hindernisse	rau mit Hindernissen	turbulente Viskosität	turbulent ohne Ablösung	turbulent mit Ablösung
planetarische Wellen (Rossby-Wellen)	rau ohne Gebirge	rau mit Gebirgen	Viskosität spielt keine Rolle	keine abgeschlossenen Druckgebilde	abgeschlossene Druckgebilde

Phänomen	Reibung	Deformation der Strömung durch Überströmung	Turbulenz-erzeugung durch Reibung an der Unterlage	Turbulenz-erzeugung durch Strömungsablösung	Schwerewellen	Trägheitswellen	Rossbywellen	Blockierung kälterer Luftmassen / unterschiedlicher therm. Aufbau der Atmosphäre
Nomenklatur in dieser Arbeit	Reibung	viskoser Formwiderstand	mikroturbulenter Formwiderstand	makroturbulenter Formwiderstand	Wellenwiderstände		hydrostatischer Widerstand	
Potentialströmung	>	- - - - -	- - - - -	kein Widerstand	- - - - -	- - - - -	- - - - -	<
Strömung über Platte (Nikuradse/Prandtl)	Reibung	> kommt nicht vor	< > Reibung mit Turbulenz-erzeugung	- - -	<> kommt über einer Ebene nicht vor	- - -	- - -	<
Mesoskalige Strömungen:								
(DAVIES, 1986b)	Reibung	> - - - - -	form drag	- - - - -	<> - - - - -	wave drag	<	
(DEARDORFF et al., 1984)	Reibung	> shallow-water	form-drag	- - - - -	<		thermal-anomaly form-drag	
(SMITH, 1978)				> - a - - - - -	<> - b, c - - - - -		> - d, e - - - - -	<
globale Strömungen:								
(Newton, 1971)	>	- - - - -	- - - - -	Reibung	- - - - -	- - - - -	<> - Bergdrehimpuls- (mountain torque)	<

Abbildung 47: Oben: Gegenüberstellung von Potentialströmung, Strömungen über Platten, Strömungen über mesoskaliger Orographie und globaler Zirkulation nach Eigenschaften des Untergrunds, Eigenschaften des strömenden Mediums und Strömungsformen. Unten: Mechanismen des Strömungswiderstands und seine Benennungen in verschiedenen Untersuchungen.

überhaupt kein Widerstand entgegengesetzt wird.

Der Begriff Reibung (ganz links) meint den Strömungswiderstand über einer hydraulisch glatten Oberfläche bzw. über einer Ebene ohne Hindernisse nur aufgrund der Deformation der Strömung durch die Haftbedingung am Untergrund.

Der (turbulent-) viskose Formwiderstand durch die Deformation der Strömung beim Überqueren des Hindernisses hat in der Plattengrenzschicht keine Entsprechung. Der mikroturbulente und der makroturbulente Formwiderstand entsprechen der Vergrößerung des Reibungswiderstands in der Plattengrenzschicht bei hydraulisch rauhen Oberflächen. Die Trennung zwischen diesen beiden Anteilen des Formwiderstands ist durch die Auflösung des numerischen Modells bedingt. Die in Kapitel 5.1.2 angeführten Abhängigkeiten der Widerstände von der Reynoldszahl bestätigen diese Analogie. Dabei spielt die turbulente Reynoldszahl Re_t bei mesoskaligen Strömungen dieselbe Rolle wie die "klassische" Reynoldszahl Re in der Plattengrenzschicht.

Wellenwiderstände kommen in der Plattengrenzschicht nicht vor. Bei mesoskaligen Strömungen treten Schwerewellen und Trägheitswellen auf, bei der globalen Zirkulation Rossbywellen. Überhaupt werden bei der Betrachtung von globalen Strömungen häufig alle Effekte, die hier links von den Rossbywellen stehen, unter dem (verallgemeinerten) Begriff Reibung zusammengefaßt.

Statische Widerstände (ganz rechts) sind in der Plattengrenzschicht ebenfalls nicht möglich. Bei mesoskaligen Strömungen gehören hierzu die Blockierung kälterer Luftmassen (z.B. Kaltluftausflüsse und Kaltfronten), aber auch statische Drücke auf die Hindernisse durch horizontale Inhomogenitäten im thermischen Aufbau der Grenzschicht (z.B. durch unterschiedliche Tagesgänge über verschiedenen Oberflächen). Bei der globalen Zirkulation gehört hierhin ebenfalls der unterschiedliche thermische Aufbau der Atmosphäre auf beiden Seiten der großen Gebirge, der aber nicht nur durch lokale Effekte, sondern auch durch wandernde Störungen (Zyklonen) in der Atmosphäre verursacht wird.

Die vorgestellten numerischen Simulationen benutzen ein zweidimensionales mesoskaliges Modell. Für dreidimensionale Situationen kommt kein neuer widerstandserzeugender Prozeß mehr hinzu. Vielmehr kann die jetzt mögliche Umströmung des Hindernisses in der horizontalen Ebene, insbesondere bei stabiler Schichtung, zu einer deutlichen Reduktion des Widerstands führen. Für ein Verhältnis der Längenskala des Hindernisses quer zur Anströmung zu der in Anströmungsrichtung von mehr als 10 (SMITH, 1989) behalten die hier vorgestellten Ergebnisse aber weitestgehend ihre Gültigkeit.

Weiterhin muß beachtet werden, daß komplexes Terrain in der Regel anisotrop ist, d.h. L und B richtungsabhängig sind. Die geometrischen Parameter in (5.16a) und (5.16b) sowie in (7.26) und (7.27) müssen also als Funktion der Windrichtung für eine numerische Anwendung bereitgestellt werden.

Ebenfalls gelten (7.26) und (7.27) nur, wenn im gröberskaligen Modell, in das diese Parametrisierung eingesetzt wird, das entsprechende Bergland bisher gar nicht repräsentiert ist. Eine mögliche Aufteilung in skalige und subskalige Anteile, wie in den Kap. 5.2.2 und 5.2.3 kurz vorgestellt, ist in die Parametrisierung nicht eingegangen, da die durchgeführten numerischen Experimente

keinen sinnvollen Weg hierfür aufgezeigt haben.

Eine Reihe von Fragen ist in dieser Arbeit noch ungeklärt geblieben, oder ist neu aufgetreten. Einige seien hier aufgeführt:

- Alle bisherigen Untersuchungen haben Lösungen für den stationären Fall geboten. Wie wirken sich der Tagesgang der Temperatur, des Windes, der Grenzschichthöhe, der Schichtung und der Bodeneigenschaften auf den Strömungswiderstand aus? Wenn man Corioliskräfte vernachlässigt, ist die Strömung vermutlich dennoch immer nahe dem stationären Gleichgewicht. Die Zeitskala, in der sich eine viskose Strömung auf ein neu auftauchendes Hindernis einstellt, kann mit $H \cdot L/\nu_t$ abgeschätzt werden. Das ergibt eine typische Zeitskala für den in dieser Arbeit behandelten Formwiderstand von ca. 3 Stunden. Oder anders gesagt, wenn die Zeitskala der Änderungen der äußeren Bedingungen größer als 3 Stunden ist, ist die viskose Grenzschichtströmung immer nahezu im stationären Gleichgewichtszustand.
- Der Parameterbereich von (Natur-)Messungen ist immer noch sehr begrenzt. Das betrifft insbesondere die horizontale Skala der Hindernisse, die Komplexizität der Orographie und die atmosphärische Schichtung. Zur Validierung der numerischen Modelle in den noch nicht abgedeckten Bereichen ist man immer noch auf Plausibilitätsbetrachtungen angewiesen.
- Die hier diskutierte effektive Rauigkeitslänge ist nur für den Impulshaushalt hergeleitet worden. Die Ergebnisse können nicht auf den Wärme- und Feuchtehaushalt übertragen werden, da es in diesen keine 'großskaligen' Kräfte analog zu den Druckkräften an den Hindernissen gibt.
- Die hier vorgestellten Druckwiderstände beschreiben nur den Impulsverlust der Atmosphäre an ihrem Unterrand. Welchem Höhenbereich der Atmosphäre dieser Impuls entzogen wird, bleibt offen. Für eine vollständige Parametrisierung des Impulsverlustes über subgridskaligem inhomogenen Gelände müßte aber dies immer dann bekannt sein, wenn ein effektives z_0 nicht mehr angegeben werden kann. Nur im Rahmen des Konzeptes der effektiven Rauigkeitslänge ist über das angenommene logarithmische Windprofil die 'Quellregion' des Impulses eindeutig definiert. Für den Wellenwiderstand finden sich Angaben, von wo der Impuls entnommen wird, z.B. in SHUTTS (1986), PALMER et al. (1986) und MILLER und PALMER (1986).

Es ergibt sich somit folgender Vorschlag für die Parametrisierung des gesamten Druckwiderstands in größerskaligen numerischen Modellen der Atmosphäre: Der Formwiderstand wird durch eine effektive Rauigkeitslänge als untere Randbedingung erfaßt, der Wellenwiderstand und der hydrostatische Widerstand werden beispielsweise wie beim EZMW-Modell (MILLER et al., 1989) parametrisiert.

A Das numerische Modell KAMM

A.1 Beschreibung des numerischen Modells

Das numerische mesoskalige Simulationsmodell für die Troposphäre über gegliedertem Gelände, das in dieser Arbeit benutzt wird, ist die zweidimensionale Version von KAMM (Karlsruher atmosphärisches mesoskaliges Modell), das am Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe und des Kernforschungszentrums Karlsruhe entwickelt worden ist (DORWARTH, 1986, ADRIAN und FIEDLER, 1991).

KAMM ist ein prognostisches, nichthydrostatisches, anelastisches, inkompressibles Gitterpunktsmodell, das auf den primitiven Gleichungen (Navier-Stokes-Gleichungen) aufbaut. Die Gleichungen sind in skalierten Druckform (Exnerfunktion anstelle des Drucks, PIELKE, 1984, S. 54ff) geschrieben.

Der horizontale Gitterpunktsabstand ist konstant, der vertikale variabel, das Koordinatensystem folgt der Orographie. Durch eine Transformation der vertikalen Koordinate wird erreicht, daß die Grenzschicht deutlich höher aufgelöst wird, als die obere Troposphäre. Die Rechnungen in dieser Arbeit sind in der Regel mit 30 vertikalen Schichten über 8000 m Höhe gemacht worden, sodaß der vertikale Gitterpunktsabstand zwischen ca. 14 m in Bodennähe und einigen hundert Metern am Oberrand variiert.¹ In der horizontalen werden 61 oder 122 Gitterpunkte benutzt, der Gitterabstand wird zwischen einigen hundert und einigen tausend Metern gewählt. Der Zeitschritt wird automatisch durch das Modell kontrolliert, um das Friedrich-Courant-Levy-Kriterium einzuhalten. Üblicherweise liegt der Zeitschritt zwischen 3 und 10 Sekunden.

Die Schließung zur Turbulenz erfolgt mit einem Zwei-Gleichungs-Modell zur Wirbelviskosität in Anlehnung an MELLOR und YAMADA (1982), ist aber von DORWARTH (1986) so modifiziert worden, daß es als zweite prognostische Gleichung eine Gleichung für die Mischungsweglänge enthält (siehe Abb. 9).² Eine Grenze der Anwendbarkeit dieser Schließung wird im Anhang B behandelt. Dort wird ebenfalls die Beschreibung der horizontalen turbulenten Flüsse angesprochen.

Randbedingungen sind eine Haftbedingung am Unterrand (=Orographie), Ausstrahlungsbedingungen an den Seitenrändern und eine Dämpfungsschicht am undurchlässigen Oberrand. Schallwellen werden durch die Forderung nach der Divergenzfreiheit des Windfeldes eliminiert.

¹Die Transformation erfolgt durch Abbilden der linearen vertikalen Koordinate (Gerade) auf eine Parabel.

²MELLOR und YAMADA gehen zwar von einem Mittleren-Reynolds-Stress-Modell (Schließung 2. Ordnung) aus, aber ihr Modell (in ihrer Terminologie Level $2\frac{1}{2}$) ist nach allen gemachten Annahmen nur noch ein Zwei-Gleichungs-Modell (Schließung 1. Ordnung)

Angetrieben wird das Modell durch eine äußere Kraft auf der synoptischen Skala, dargestellt durch einen vorgegebenen geostrophischen Wind. Der Wind weht in der Regel senkrecht zum Hindernis in x-Richtung. Der geostrophische Wind wird als vertikal konstant angenommen, die Simulationen gelten also für barotrope Schichtungen. Das Hindernis wird in der y-Richtung als unendlich ausgedehnt angenommen.

Das Modell rechnet mit den Abweichungen von einem hydrostatischen, horizontal homogenen Anfangszustand (Grundzustand) ohne Hindernis. Der Anfangszustand wird aus einem eindimensionalen Modell mit gleicher Physik erhalten und ist durch den geostrophischen Wind, das vertikale Temperaturprofil, die Bodenrauigkeit und die Bodentemperatur bestimmt. Diese Version des Modells berücksichtigt die Feuchte und die Strahlung nicht.

Das numerische Modell wird solange iteriert, bis die Lösung weitestgehend stationär geworden ist. Die dann erhaltene Bodendruckverteilung und die Wind- und Temperaturfelder sind Ausgangsmaterial für die Berechnung des gesamten Druckwiderstands und seiner einzelnen Komponenten. Die Frage, ob diese stationären Lösungen stetig von den externen Parametern abhängen, wird weiter unten in den folgenden Unterkapiteln diskutiert.

Für neutrale Schichtung und mesoskalige Hindernisse, für die die Corioliskraft keine große Rolle spielt, wird Stationarität schon nach 2 bis 4 Stunden Simulationszeit erreicht. Für nicht neutrale Schichtungen ist das Erreichen der Stationarität nicht ohne weiteres zu erwarten, da dem Modell dann über den Boden laufend Energie entzogen (stabile Schichtung) oder zugeführt wird (labile Schichtung). Siehe hierzu z.B. LÜTHI, SCHÄR und DAVIES (1989). Trotzdem stellt sich nach einigen Stunden (mindestens 4) in den meisten Fällen eine Quasistationarität ein, die es erlaubt, die dann erhaltenen Werte als repräsentativ für die gewählten äußeren Parameter zu betrachten. Je stärker die thermische Schichtung von der neutralen Schichtung abweicht, desto länger dauert es, bis dieser quasistationäre Zustand erreicht wird.

Man sollte aber auch bedenken, daß bei realen Situationen in der Atmosphäre die äußeren Bedingungen und Kräfte nie über längere Zeit vollständig konstant sind und daher stationäre Gleichgewichtszustände in der Natur meistens nicht erreicht werden.

Über die eben erwähnten physikalischen Parameter hinaus treten beim numerischen Simulationsmodell noch modellinterne Parameter hinzu. Dies sind hauptsächlich die Länge des Zeitschritts, die Gitterweite und einige geometrische Verhältnisse wie Höhe zu Breite des Modellgebiets, Breite des Modellgebiets zu der Hindernisbreite u. ä. .

In dieser Arbeit ist immer dafür gesorgt worden, daß jede Hindernisflanke durch mindestens 5 Gitterpunkte in horizontaler Richtung aufgelöst worden ist, und daß die Seitenränder mindestens 5 Hindernisbreiten vom Hindernisfuß entfernt waren.

Die Form des Hindernisses wird durch eine Sinusfunktion gegeben:

$$h(x) = \begin{cases} \frac{H}{2}(\sin(\frac{|x-x_m|}{L} + \frac{1}{2})\pi + 1) & \text{für } \frac{|x-x_m|}{L} \leq 1 \\ 0 & \text{für } \frac{|x-x_m|}{L} > 1 \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

L ist die halbe Breite des Hindernisses und H ist die Hindernishöhe.

A.2 Stationäre Lösungen des numerischen Modells

Im folgenden soll der Einfluß der Wahl des Zeitschrittes auf die Modelllösung an zwei Beispielen demonstriert werden. Durch ein erweitertes CFL-Kriterium, in das neben Windgeschwindigkeit und Gitterweite auch die Diffusionskoeffizienten und der Dämpfungskoeffizient an der Modellobergrenze eingehen, ist der Zeitschritt nach oben hin im Modell begrenzt. Ändern sich diese Parameter während der Simulation, so wird der Zeitschritt, wenn notwendig, vom Modell automatisch herabgesetzt. Ein Wiederheraufsetzen des Zeitschritts, wenn möglich, ist im Modell nicht vorgesehen. Der Zeitschritt kann unterhalb des CFL-Kriteriums frei gewählt werden. Allerdings sollte er nicht zu klein gewählt werden, da sonst die numerische Diffusion zu groß wird.

Das erste Beispiel zeigt ein Ergebnis aus dem eindimensionalen Modell, das zur Initialisierung des zweidimensionalen Modells verwendet wird (Abb. A.1). Hier ist die Windgeschwindigkeit (u - und v -Komponente auf Abzisse und Ordinate) in ca. 14 m Höhe über Grund (z_1) dargestellt, wie sie sich im Laufe der Simulation auf ihren endgültigen Wert einschwingt. Vor dem ersten Zeitschritt waren die geostrophischen Werte ($u_g = 8,5 \text{ m s}^{-1}$, $v_g = 0,0 \text{ m s}^{-1}$) als 'first-guess' vorgegeben worden. Die Rauigkeitslänge beträgt 0,5 m.

Die Kurven (ausgezogen: Zeitschritt $\Delta t = 10 \text{ s}$ während der gesamten Simulationszeit, gestrichelt: $\Delta t = 20 \text{ s}$ während der gesamten Simulationszeit. Beide Werte liegen unterhalb des CFL-Kriteriums und werden daher vom Modell nicht verändert.) beginnen nach ca. 800 min Simulationszeit, zeigen die typischen Trägheitsschwingungen mit der Periode eines Pendeltages (ca. 17 Stunden für $f = 1 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) und nähern sich einem stationären Wert, der nach ca. 5 Tagen erreicht wird. Zwei Geraden, die sich im Punkte des stationären Werts schneiden, können als Einhüllende dieses Einschwingvorganges angesehen werden.

Abb. A.1 zeigt deutlich, daß der stationäre Punkt von der Wahl des Zeitschrittes abhängt. Auch bei beliebig langer Simulation werden die Punkte nicht zur Deckung kommen. Für den hier gezeigten Fall sind die Werte für beide Windkomponenten für den verdoppelten Zeitschritt $\Delta t = 20 \text{ s}$ um jeweils ca. 0,2% niedriger, als für den Zeitschritt $\Delta t = 10 \text{ s}$, der standardmäßig im Modell benutzt wird. Für den Vorgang der Initialisierung des zweidimensionalen Modells hat diese Frage aber keine Bedeutung. Vergleichsrechnungen haben gezeigt, daß die Lösung des zweidimensionalen Modells (zumindest im neutralen Fall, hierfür wurde es getestet) nicht von kleinen Störungen des Anfangszustands abhängt.

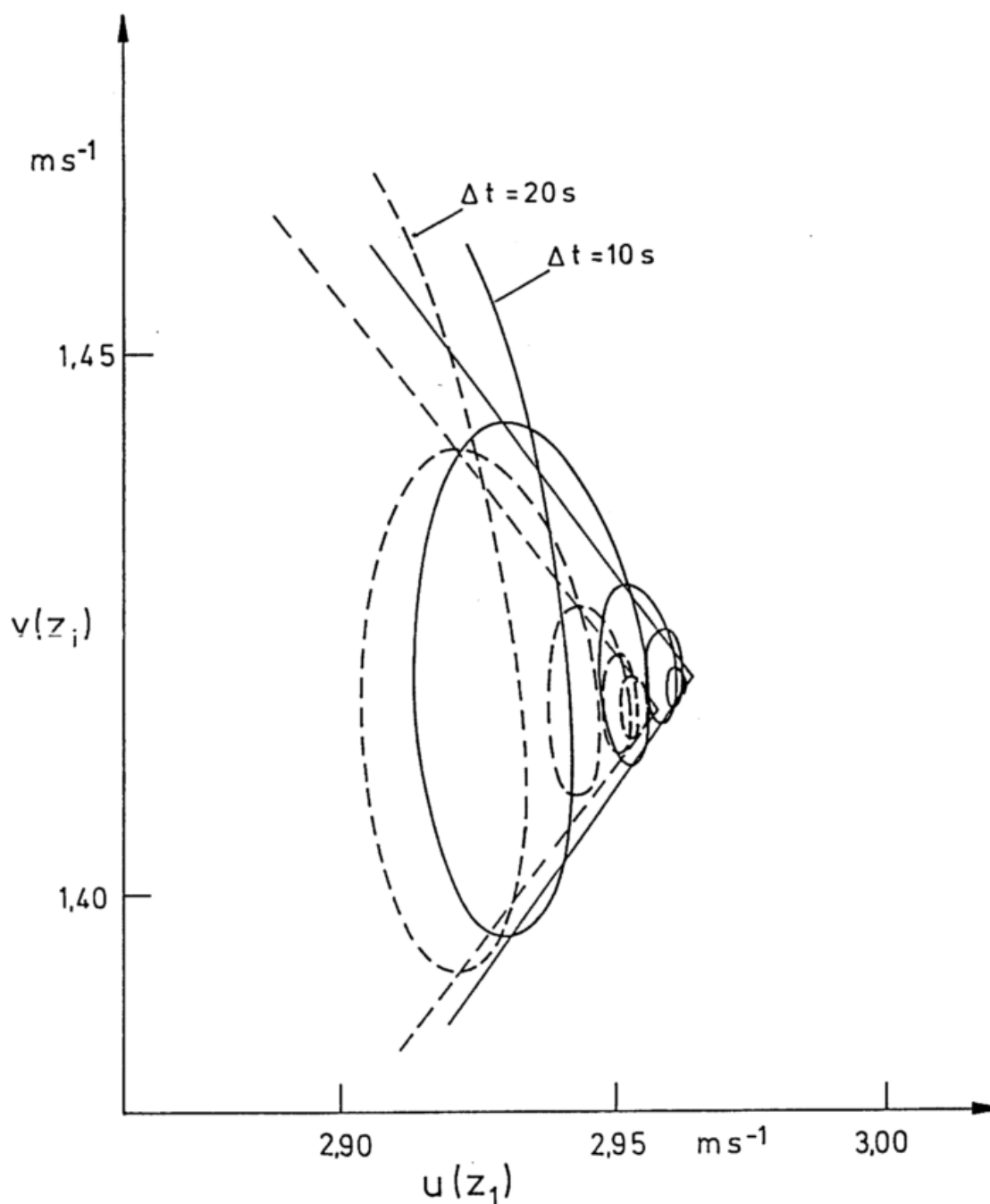


Abb. A.1: Einschwingvorgang der Lösung für u und v des 1D-Modells am Gitterpunkt z_1 (ca. 14 m über Grund) für zwei verschiedene lange Zeitschritte Δt .

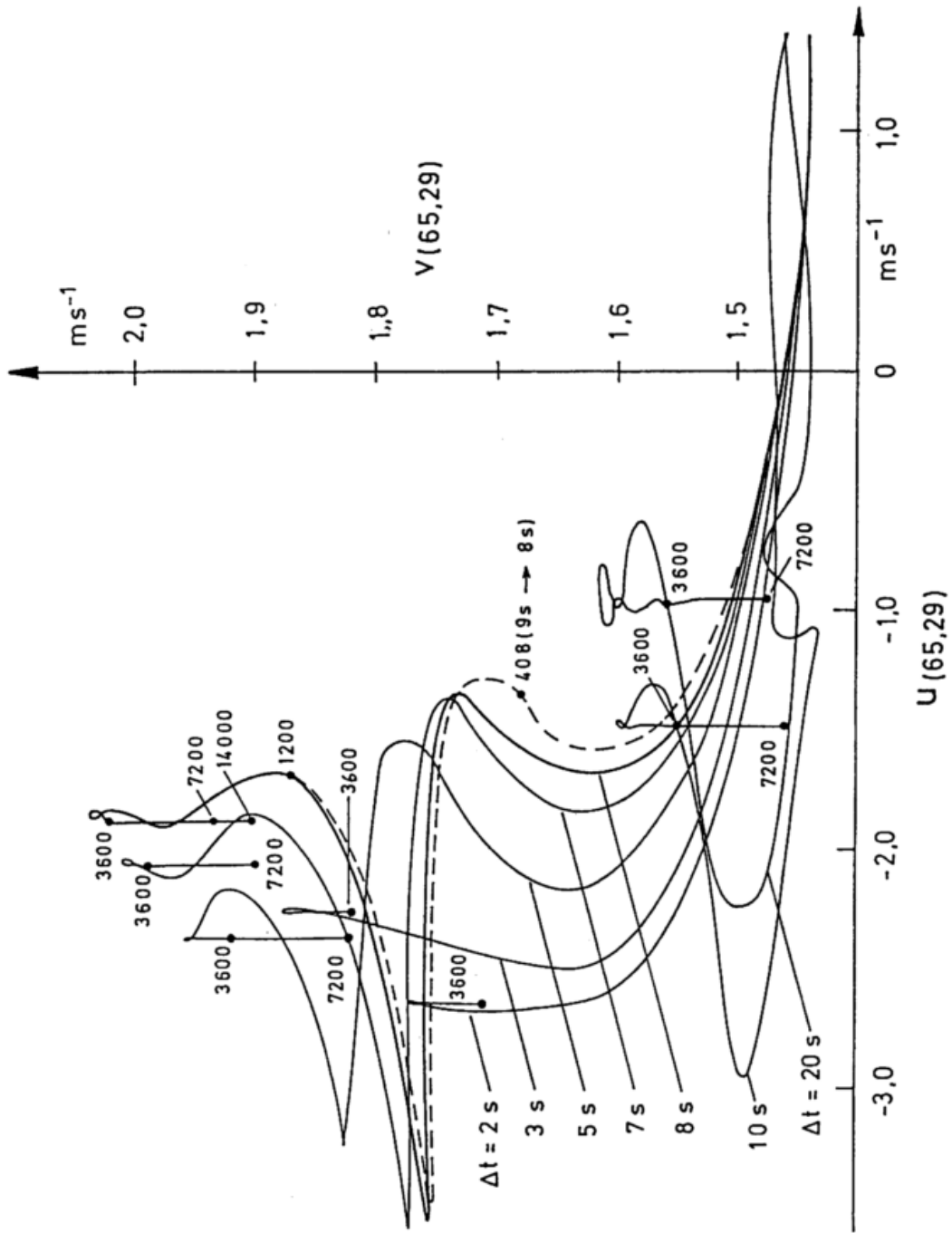


Abb. A.2: Einschwingvorgang der Lösung für u und v des 2D-Modells am Gitterpunkt (65,29) (ca. 14 m über Grund im Lee eines Hindernisses) für verschiedene lange Zeitschritte Δt . Die Zahlen an den Kurven geben die Simulationszeit in Sekunden an.

Das zweite Beispiel (Abb. A.2, aus einer zweidimensionalen Simulation entnommen), zeigt die Windkomponenten an einem Gitterpunkt in ca. 14 m Höhe, der am Leeang eines Berges im Ablösegebiet liegt. Der Berg ist 400 m hoch, die Bergflanke ist 1000 m breit, die Rauheitslänge z_0 beträgt 0,5 m und der geostrophische Wind weht mit $8,5 \text{ ms}^{-1}$ senkrecht zum Hindernis. Die Zahlen an den Kurven geben die verflossene Simulationszeit in s an. Man sieht, daß sich die Ablösung bereits nach wenigen Minuten ausbildet und nach etwa 2 Stunden Simulationszeit ändern sich die Windkomponenten an diesem Gitterpunkt kaum noch. Trägheitsschwingungen aufgrund der Corioliskraft spielen auf dieser räumlichen Skala ($L = 1000 \text{ m}$) keine Rolle.

Wieder sieht man, daß die Lösung von der Wahl des Zeitschritts abhängt. Die dick ausgezogene Kurve zeigt die Simulation mit einem Zeitschritt von 8 s. Dies ist der größtmögliche Zeitschritt, der vom Modell nicht mehr automatisch nach unten korrigiert wurde (Gitterweite $\Delta x = 200 \text{ m}$). Die gestrichelte Kurve zeigt eine Simulation, die mit einem Zeitschritt von 9 s gestartet wurde, der aber vom Modell bis zur 408. Sekunde auf 8 s korrigiert wurde. Diese nachträgliche Korrektur hat keinen Einfluß auf das Endergebnis, nach ca. 20 min können die beiden Lösungen nicht mehr voneinander unterschieden werden. Für kleinere Zeitschritte weicht die stationäre Lösung jedoch erheblich von der für $\Delta t = 8 \text{ s}$ ab. Hier beeinflußt die numerische Diffusion das Ergebnis. Der jeweilige stationäre Zustand wird umso schneller erreicht, je kürzer der gewählte Zeitschritt ist. Schaltet man die Zeitschrittautomatik im Modell ab, lassen sich auch Simulationen mit größeren Zeitschritten durchführen. Es werden jedoch keine stationären Lösungen mehr erreicht und die Modelllösung wird nach einiger Zeit instabil.

Der Einfluß der numerischen Diffusion zeigt sich auch im gesamten Druckwiderstand. Für $\Delta t = 10 \text{ s}$ (Zeitschrittautomatik abgeschaltet) ist er ca. 3% höher als für $\Delta t = 8 \text{ s}$. Für $\Delta t = 3 \text{ s}$ ist er knapp 30%, für $\Delta t = 2 \text{ s}$ ist er sogar knapp 40% niedriger als für $\Delta t = 8 \text{ s}$. Die Abnahme des Druckwiderstands erklärt sich damit, daß mit abnehmender Zeitschrittlänge der sich ausbildende Ablösewirbel sehr viel kleiner wird, auch wenn die Rückströmgeschwindigkeit in Bodennähe noch nicht stark geändert wird. Für $\Delta t = 8 \text{ s}$ ist der Ablösewirbel ungefähr 300 m hoch und 1500 m lang, für $\Delta t = 4 \text{ s}$ ist er nur noch gut 100 m hoch und 500 m lang (siehe Abb. A.3a, b).

In dieser Abbildung ist der Ablösewirbel durch einen numerischen Tracer im Modell sichtbar gemacht worden. Hierzu ist eine zusätzliche Transportgleichung für einen passiven Spurenstoff in das Modell eingefügt worden. Die Advektion des Spurenstoffes zu jedem Zeitschritt erfolgt allerdings nur mit den mittleren Windkomponenten, eine turbulente Diffusion ist nicht berücksichtigt. Somit kann das Ergebnis nicht mit Schadstoffausbreitungsmodellen verglichen werden. Es dient lediglich der Sichtbarmachung der Strömung. Es ist in Anlehnung an die Sichtbarmachung mit Rauch, Tinte oder Blasen in der experimentellen Hydrodynamik entwickelt worden. Eine ausführliche Beschreibung mit Angabe der zugehörigen Literaturstellen findet sich in EMEIS (1989).

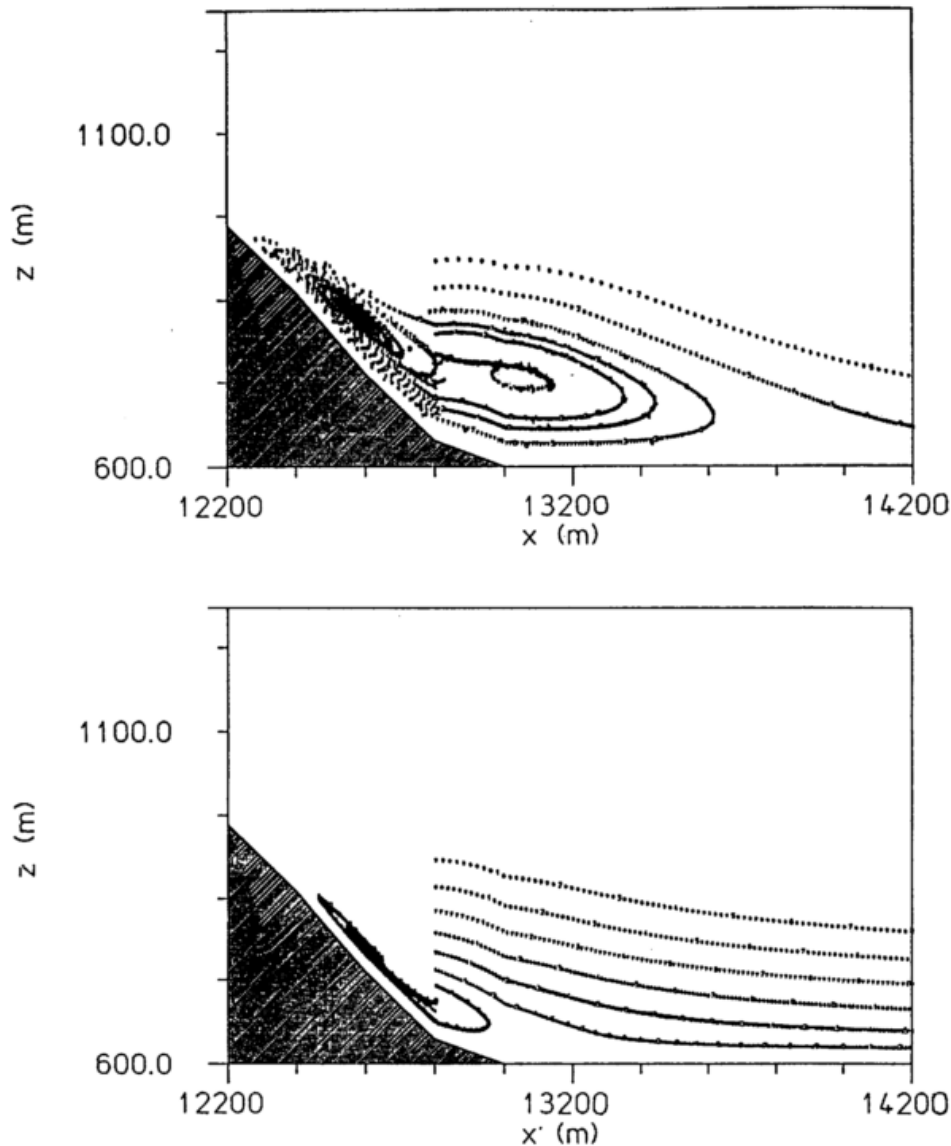


Abb. A.3: Ablösewirbel im Lee eines Hindernisses mit der mittleren Neigung $H/L = 0,4$. a) $\Delta t = 8$ s, b) $\Delta t = 4$ s. Dargestellt sind Streichlinien, die mit einem numerischen Tracer erzeugt wurden (siehe Text).

A.3 Einfluß der Hindernisneigung auf den Druckwiderstand und die Strömungsablösung

Für eine lückenlose Parametrisierung des Druckwiderstands aus den Simulationsergebnissen heraus sollte man jedoch nicht nur die Existenz einer stationären Lösung garantiert haben, sondern diese Lösung sollte auch stetig von den externen Parametern abhängen. Im folgenden soll am Beispiel der Ausbildung der Strömungsablösung hinter einem Hindernis gezeigt werden, daß diese Voraussetzungen nicht immer erfüllt sind.

Während in Kapitel 5.1.1 (Abb. 21) die Abhängigkeit des Druckwiderstands

vom Parameter H/L (mittlere Hinderneigung) aus relativ wenigen Stützstellen über einen weiten Bereich von H/L hergeleitet wurde, sollen nun hier mit einer hohen Auflösung bezüglich H/L die Umschlagpunkte zwischen anliegender und abgelöster Strömung betrachtet werden. Hierzu wird eine neutrale Strömung betrachtet, die Rauheitslänge wird konstant mit $z_0 = 0,5m$ angenommen, der geostrophische Wind beträgt $8,5ms^{-1}$ und das sinusförmige Einzelhindernis hat eine halbe Breite $L = 1000$ m. Variiert wird die Hindernishöhe H und damit die mittlere Hangneigung H/L . Der Zeitschritt beträgt 10 s (für Neigungen größer als $H/L = 0,378$ muß er auf 8 s reduziert werden). Wählt man den Zeitschritt deutlich geringer, so nimmt die numerische Diffusion zu und der hier dargestellte Effekt verschwindet.

Betrachtet wird ein Widerstandsbeiwert C_W^* , der aus

$$C_W^* = \frac{C_W}{0,358 \cdot \left(\frac{H}{L}\right)^{2,17}} \quad (A.2)$$

bestimmt wird. Dabei kommt C_W aus (5.2) mit $U = u_g$. Der Nenner wurde in EMEIS (1987) als Abhängigkeit für C_W von H/L für ein Einzelhindernis bei neutraler Schichtung gefunden, wenn man L in der Größenordnung der Grenzschichthöhe wählt (siehe auch Kapitel 5.1.1).

Abbildung A.4 zeigt C_W^* als Funktion der mittleren Hangneigung H/L . Markant sind die zwei sprunghaften Änderungen für den Widerstandsbeiwert C_W^* mit zunehmender Neigung bei $H/L = 0,2335$ und $H/L = 0,378$. Im ersten Fall steigt der Widerstandsbeiwert schlagartig um 11,6 %, im zweiten Fall sogar um 25,6 %. Ebenfalls eingezeichnet ist in Abb. A.4 eine Kurvenschar, die die Steigung andeuten soll, mit der C_W^* von H/L abhängen müßte, wenn C_W proportional mit $(H/L)^{2,00}$ zunehmen würde. Der Exponent 2,00 hatte sich in den Kapiteln 3 und 4 aus der Skalenanalyse und den analytischen Überlegungen ergeben, der Exponent 2,17 in (A.2) hatte sich in Kapitel 5.1.1 als Mittel über Fälle ohne und mit Strömungsablösung ergeben.

In Abb. A.4 erkennen wir jetzt, daß der Widerstandsbeiwert für kleine H/L ($H/L \leq 0,05$) proportional zu $(H/L)^{2,00}$ zunimmt. Für $0,05 \leq H/L \leq 0,2335$ wird die Überströmung des Hindernisses zunehmend asymmetrischer, das Druckminimum auf der Hindernisoberfläche verschiebt sich langsam ins Lee vom Hindernisgipfel und die Windgeschwindigkeit auf dem Leehang in direkter Bodennähe geht drastisch zurück. Am Fuße des Leehangs entsteht eine flache Strömungsablösung. Der Widerstandsbeiwert steigt schneller als $(H/L)^{2,17}$.

Für $H/L = 0,2340$ wandert der Ablösepunkt schlagartig etwas weiter den Leehang hinauf, die Rückströmung wird mehr als doppelt so stark, das Ablöse-

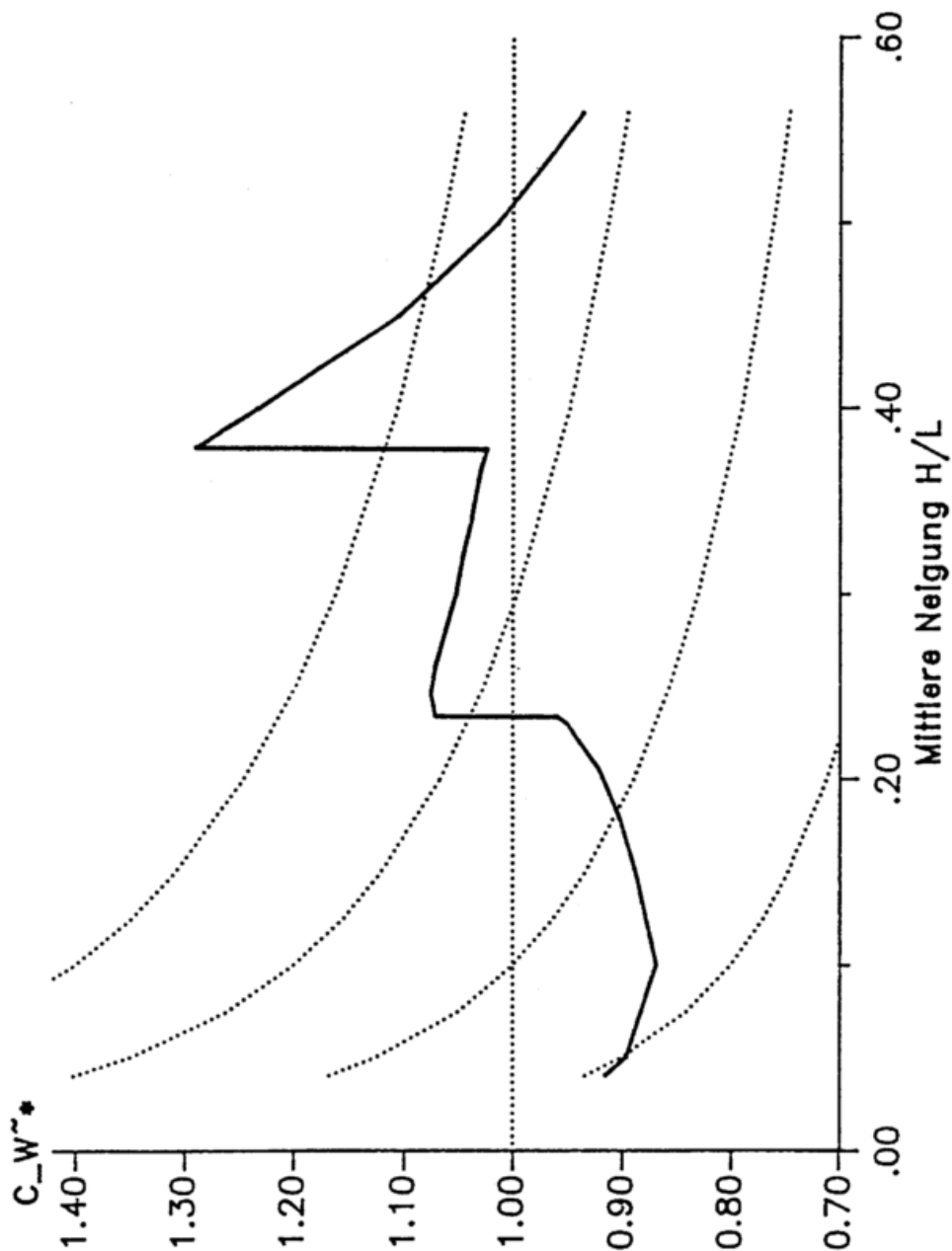


Abb. A.4: Widerstandsbeiwert C_W^* als Funktion der mittleren Hangneigung H/L . Die Schar der dünnen Kurven kennzeichnet die Proportionalität von C_W mit $(H/L)^{2,00}$ (siehe Text).

gebiet bleibt allerdings noch recht flach. Für $0,2340 \leq H/L \leq 0,3780$ steigt der Widerstandsbeiwert nahezu exakt mit $(H/L)^{2,00}$ an, die Rückströmung am Leehang wird kräftiger, und das immer noch flache Ablösegebiet beginnt sich allmählich ins Lee des Hindernisses auszudehnen.

Für $H/L = 0,3790$ wandert der Ablösepunkt wieder schlagartig ein weiteres Stück den Leehang hinauf, die Ablöseblase nimmt jetzt auch in der Vertikalen einen größeren Raum ein und erstreckt sich weit ins Lee des Hindernisses. Oberhalb von $H/L = 0,3790$ steigt der Widerstandsbeiwert nur noch mit weniger als der zweiten Potenz proportional zu der mittleren Neigung an. Grund hierfür ist, daß das eigentliche Hindernis jetzt nur noch einen Teil des für die Strömung wirksamen Hindernisses ausmacht. Das Gebiet, aus der die Überströmung durch das Ablösegebiet verdrängt wird ist jetzt von derselben Größenordnung wie das eigentliche Hindernis.

In den Abbildungen A.5 und A.6 ist die Windgeschwindigkeit in x-Richtung in ca. 14 m über Grund gegen die mit der halben Breite des Hindernisses normierte x-Koordinate aufgetragen. In Abb. A.5 ist die Änderung der Windgeschwindigkeit an der ersten Sprungstelle bezüglich H/L dargestellt. Man erkennt die Verlagerung und Verstärkung des Ablösegebiets. Die Änderung ist auf den Leehang beschränkt.

Abb. A.6 zeigt die Windgeschwindigkeit bei der zweiten Sprungstelle. Wieder verlagert und verstärkt sich das Ablösegebiet. Diesmal hat dies aber auch deutliche Rückwirkungen auf das gesamte Strömungsgebiet.

A.4 Die mittlere Neigung als Bifurkationsparameter

Das Ergebnis der numerischen Simulation mit KAMM2D besteht aus der Angabe der Werte für die Variablen u , v , w und Θ an allen Gitterpunkten (hier sind 61 mal 30 Gitterpunkte benutzt worden). Das Modellergebnis kann also als ein Punkt in einem 7320-dimensionalen Phasenraum dargestellt werden. Die Entwicklung der Modellösung während der Simulationszeit ist eine Trajektorie in diesem Phasenraum, die auf die (soweit vorhanden) stationäre Lösung zuläuft. Allerdings bewegt sich die Trajektorie nur in einem Unterraum dieses 7320-dimensionalen Phasenraums, da über die Modellgleichungen sowohl die Lösungen an verschiedenen Gitterpunkten als auch die Lösungen für die verschiedenen Variablen aneinander gekoppelt sind³.

Abbildung A.7 zeigt Projektionen dieser Trajektorien auf einen zweidimensionalen Unterraum, der durch die beiden horizontalen Geschwindigkeitskomponenten am Gitterpunkt (35,29) aufgespannt wird. Dieser Gitterpunkt am Fuße des Leehanges in ca. 14 m Höhe über Grund befindet sich genau dort, wo bei $H/L \simeq 0,2$ die Strömungsablösung einsetzt. Scharparameter in Abb. A.7 ist die mittlere Hindernisneigung H/L . Dargestellt sind die Trajektorien für die ersten drei Stunden (= 10800 s) der Simulationszeit. Danach hat die Lösung nahezu

³Die zur Modellösung notwendige Druckgleichung, eine Poissongleichung, bewirkt sogar, das zu jedem Zeitschritt alle Werte für u und w an allen Gitterpunkten des Simulationsgebiets voneinander abhängen.

ihren stationären Punkt erreicht. Für $H/L = 0,150$ kommt es noch zu keiner Strömungsablösung.

Die nächsten beiden Trajektorien ($H/L = 0,2335$ und $H/L = 0,2340$) liegen vor und hinter der ersten Sprungstelle in Abb. A.4. Bis zur Simulationszeit $t = 500$ s sind die beiden Trajektorien nicht zu unterscheiden. Bei ca. $t = 1200$ s beginnen die beiden Trajektorien deutlich zu divergieren und streben dann schließlich zwei verschiedenen stationären Endzuständen zu, die in der v -Komponente nahezu identisch sind, sich aber in der u -Komponente um mehr als einen Faktor 2 unterscheiden.

Das gleiche Verhalten wiederholt sich bei den beiden Trajektorien für $H/L = 0,3780$ und $H/L = 0,3800$, die vor und hinter der zweiten noch ausgeprägteren Sprungstelle in Abb. A.4 liegen. Bis $t = 400$ s sind auch hier die beiden Trajektorien eng benachbart, dann divergieren sie rasch. Während die Trajektorie für $H/L = 0,3780$ recht schnell ihrem Endzustand zustrebt (mit nur noch kleinen Oszillationen), beschreibt die Lösung für $H/L = 0,3800$ noch einen weiten Weg im Phasenraum, ehe auch sie die Nähe des stationären Endzustands erreicht.

Die mittlere Hangneigung erweist sich somit als ein Bifurkationsparameter für den Verlauf der Trajektorien der Modellösungen im Phasenraum aller Lösungen des zweidimensionalen Strömungssimulationsprogramms KAMM2D.

A.5 Schlußfolgerungen für die Parametrisierung des Druckwiderstands

Prinzipiell ist das Auftreten dieser Sprungstellen in der Modellösung bezüglich des Parameters H/L für eine Parametrisierung hinderlich. Ihre genaue Lage bezüglich des Parameters H/L wird vermutlich modellabhängig sein. Dies zeigt sich z.B. daran, daß genaue Lage und Amplitude der Sprungstellen von der Länge des gewählten Zeitschritts abhängen. Wie bereits erwähnt, verschwinden diese Sprünge nahezu vollständig, wenn man den Zeitschritt halbiert. Grund hierfür ist die numerische Diffusion, da man sich beim Verkleinern des Zeitschritts von der Courant-Zahl 1 weg hin zu kleineren Courant-Zahlen bewegt. Die numerische Diffusion nimmt aber mit kleiner werdender Courant-Zahl zu. Hieraus folgt, daß die Verringerung des Zeitschritts kein Ausweg ist, mit dem die Unstetigkeiten beseitigt werden können.

Andererseits hängt die Lage der Sprungstellen auch von der Anzahl der Gitterpunkte, die das Hindernis auflösen, der Bodenrosszahl, der turbulenten Reynoldszahl und weiteren möglichen maßgebenden Parametern ab. Da die genaue Lage der Sprungstellen nicht allein aus der Kenntnis der externen Parameter heraus bestimmt werden, sondern nur aus expliziten Strömungssimulationen erhalten werden kann, muß angestrebt werden, eine mittlere Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes von H/L für eine gewisse Bandbreite der anderen externen Parameter zu finden. Dies ist in EMEIS (1987) und in den Kapiteln 5 und 6 geschehen. In diesem Sinne hat sich die im Nenner von (A.2) stehende Ab-

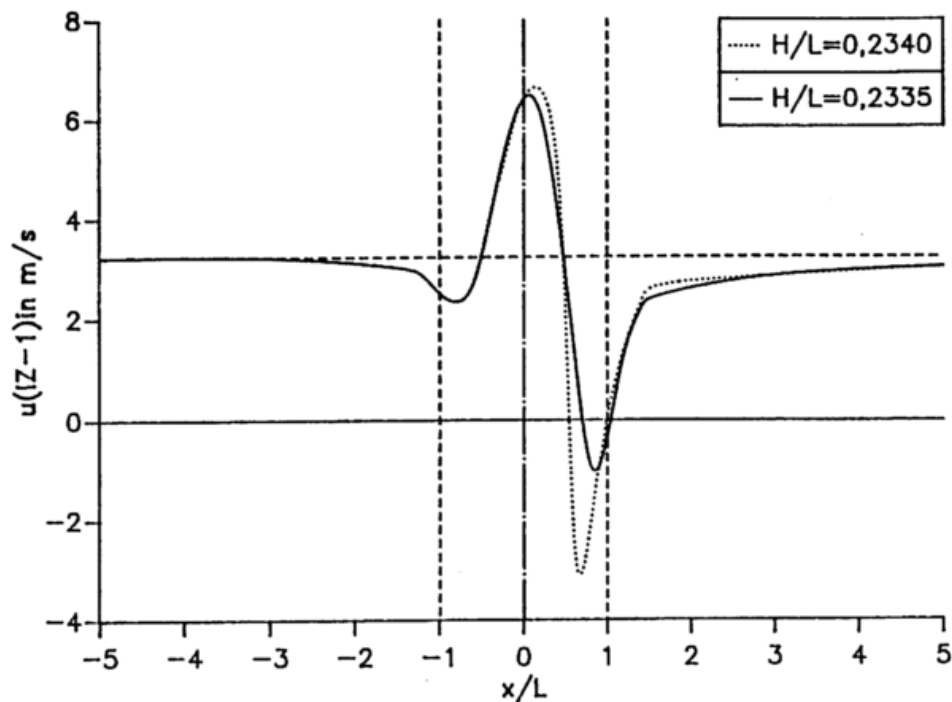


Abb. A.5: U-Komponente der Windgeschwindigkeit ca. 14 m über Grund gegen $\hat{x} = x/L$ aufgetragen. Das Hindernis befindet sich zwischen $\hat{x} = -1$ und $\hat{x} = 1$. Die Kurven werden für die Hangneigungen 0,2335 und 0,2340 erhalten.

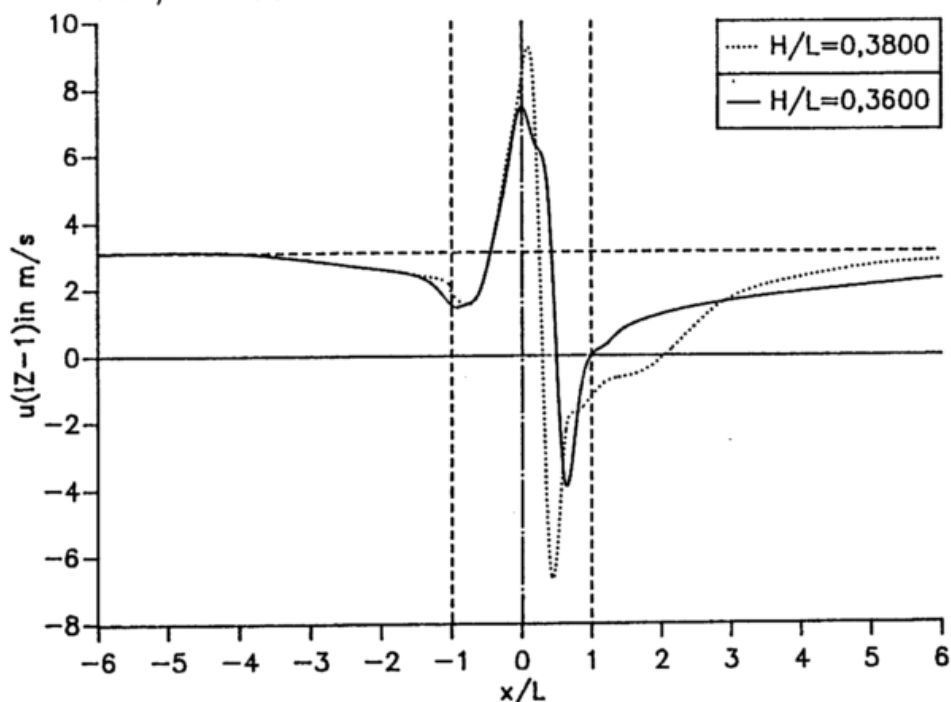


Abb. A.6: U-Komponente der Windgeschwindigkeit ca. 14 m über Grund gegen $\hat{x} = x/L$ aufgetragen. Das Hindernis befindet sich zwischen $\hat{x} = -1$ und $\hat{x} = 1$. Die Kurven werden für die Hangneigungen 0,3600 und 0,3800 erhalten.

hängigkeit von C_w von $(H/L)^{2,17}$ bewährt. Ein Blick auf Abb. A.4 zeigt auch, daß von wenigen Ausnahmen abgesehen, C_w^* nicht mehr als 10% von 1 abweicht.

Somit bleibt schließlich die Erkenntnis, daß die in diesem Anhang besprochenen Phänomene das Vorgehen im Hauptteil dieser Arbeit nicht in Frage stellen.

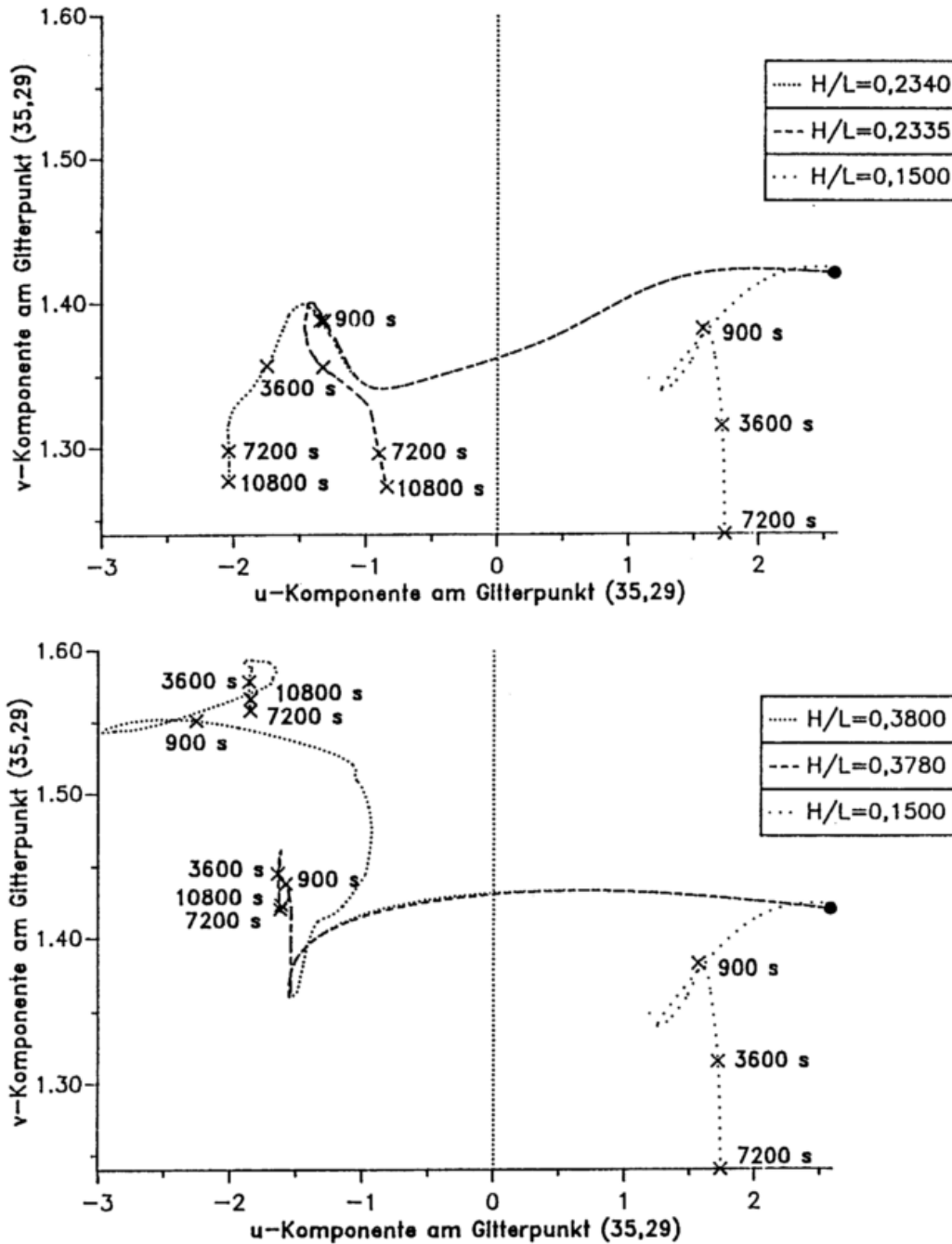


Abb. A.7: Trajektorie der Modellösung projiziert auf den Unterraum $u(35,29)$, $v(35,29)$ des Phasenraums der Lösungen von KAMM2D. Scharparameter ist H/L . Die Zahlen an den Kurven geben die Simulationszeit in Sekunden an. Näheres siehe Text.

B Parametrisierung der turbulenten Flüsse

Einer der wichtigsten Aspekte bei der Formulierung eines numerischen Simulationsmodells wie KAMM ist die Parametrisierung der Turbulenz. In Kap. 2.4 sind die hierbei auftretenden Probleme bereits angesprochen worden. Auch in KAMM2D steigt der Wert des Druckwiderstands um einen Faktor 2, wenn man die Mischungsweghypothese anstelle eines Zwei-Gleichungsmodells zur Schließung für die Turbulenz benutzt. Hier soll jetzt ein weiterer Problemkreis betrachtet werden: der Fall, daß die Gitterweite des numerischen Modells gegen die Mischungsweglänge konvergiert oder sogar kleiner wird als sie.

B.1 Experimente an einem Hochwasserdamm und an einer Geländestufe

Die Überströmung eines Hochwasserdamms an der Murg ist mit KAMM2D nachgerechnet worden (siehe Kapitel 4.2.1). Der Damm ist 3,46 m hoch und hat eine halbe Breite L von ungefähr 11 m. Verglichen werden die Simulationen mit den Meßdaten, die im Teilprojekt A2 des SFB210 durch Klaus Heldt und Mitarbeiter erhoben worden sind. Ein wichtiges Kriterium für den Vergleich von Messung und Simulation ist der Druckverlauf auf der Dammoberfläche und die Ausbildung einer Strömungsablösung im Lee des Damms. Im Experiment ist die Ablösung gefunden worden, sie wurde durch mittels Rauchbomben auch sichtbar gemacht. Dieser Versuch ist photographisch dokumentiert. Die Messung des Druckverlaufs im Lee ist durch das Vorhandensein der Murg natürlich begrenzt gewesen. Die vorhandene Meßkurve (p' gegen x) reicht aber aus, um eindeutig auf Strömungsablösung zu schließen.

Ein weiteres Feldexperiment im Rahmen des Teilprojekts A2 des SFB210 fand im September und Oktober 1989 in Nordjütland an einer Geländestufe bei Hjardemål statt. Die Messungen waren integriert in ein Experiment des dänischen Forschungslaboratoriums Risø (COURTNEY, HØJSTRUP und JENSEN, 1990; JENSEN, TROEN und HØJHOLT, 1990). Die Geländestufe ist 16 m hoch, der Hauptanstieg (14,4 m) findet auf einer horizontalen Strecke von 25 m statt. Auch für dieses Experiment wird hier der simulierte Druck- und Geschwindigkeitsverlauf den Messergebnissen gegenübergestellt werden. Zu diesem Experiment liegt ein Datenbericht vor (EMEIS et al., 1993).

B.2 Die Modellierung der Experimente

Die Modellierung der Dammüberströmung wird mit vier verschiedenen Verfahren zur Parametrisierung der subskaligen turbulenten Flüsse durchgeführt:

- Mit der Parametrisierung, wie sie von MELLOR und YAMADA (1982) entwickelt worden ist und von DORWARTH (1986) modifiziert worden ist. Dies ist letztendlich ein Zwei-Gleichungs-Modell zur Schließung, vergleichbar dem $k - \epsilon$ -Modell von RODI (1978). Das $k - \epsilon$ -Modell bestimmt Austauschkoefizienten und ist somit ein Schließungsmodell 1. Ordnung. Anstelle der Gleichung für ϵ enthält die von DORWARTH modifizierte Version des Modells von MELLOR und YAMADA eine prognostische Gleichung für den Mischungsweg. An den unteren zwei Gitterpunkten (in der Höhe z_0 und eine Schicht darüber) gelten in Abweichung von dem vorstehendem die Ansätze für die Prandtl-Schicht. Diese Schließung wird im folgenden kurz als Schließung 'Dorwarth' bezeichnet.
- Mit der vorstehenden modifizierten Version des Modells von MELLOR und YAMADA bis zur Höhe z_0 hinunter. Der Ansatz für die Prandtl-Schicht entfällt. Diese Schließung wird als 'Mellor und Yamada' bezeichnet.
- Mit der vorstehenden modifizierten Version des Modells von MELLOR und YAMADA bis zur Höhe z_0 hinunter. Der Ansatz für die Prandtl-Schicht entfällt. Der maximal mögliche Mischungsweg wird auf $(\Delta x \cdot \Delta z)^{1/2}$ beschränkt. Diese Schließung wird als 'Mellor und Yamada (l begrenzt)' bezeichnet.
- Mit einer 'Large-Eddy-Simulation', in Anlehnung an das, was in WYNGAARD und BROST (1984) beschrieben ist. Sie wird im folgenden kurz als Schließung 'LES' bezeichnet.

Bei der Geländestufe werden die zweite und die vierte Version verglichen werden.

B.2.1 Die 'Large-Eddy-Simulation' (Schließung LES)

Grundlage für die Wahl dieser Parametrisierung ist die Annahme, daß für kleinere Gitterweiten die Trennung zwischen skaligen und subskaligen Flüssen im Modell von der Gitterweite abhängen muß, wenn die Modellauflösung in den Skalenbereich kommt, der durch die Turbulenzparametrisierung beschrieben wird.

Die prognostische Gleichung für TKE wird aus dem Modell 'Dorwarth' übernommen. Es gilt dann für die Austauschkoefizienten:

$$K_m = 0,1 \cdot l \cdot \bar{E}^{1/2} \quad (B.1)$$

Da die Dammüberströmung neutral gerechnet wird, wird K_h hier nicht gebraucht. \bar{E} ist die mittlere turbulente kinetische Energie (TKE). Die Mischungsweglänge wird durch die Gitterweite beschränkt:

$$l = \min(\Delta S, \kappa \cdot (z - z_0)) \quad (B.2)$$

hierbei ist:

$$\Delta S = (\Delta x \cdot \Delta z)^{1/2} \quad (B.3)$$

Weiterhin wird in der Gleichung für TKE

$$K_q = K_m \quad (B.4)$$

gesetzt. Die Dissipation von turbulenter kinetischer Energie wird:

$$\epsilon = \frac{C \cdot \bar{E}^{3/2}}{l} \quad (B.5)$$

mit

$$C = 0,19 + 0,51 \cdot \frac{l}{\Delta S} \quad (B.6)$$

Die Randbedingung für \bar{E} ist:

$$\bar{E}(z_0) = u_*^2 \cdot B_1^{2/3} \quad (B.7)$$

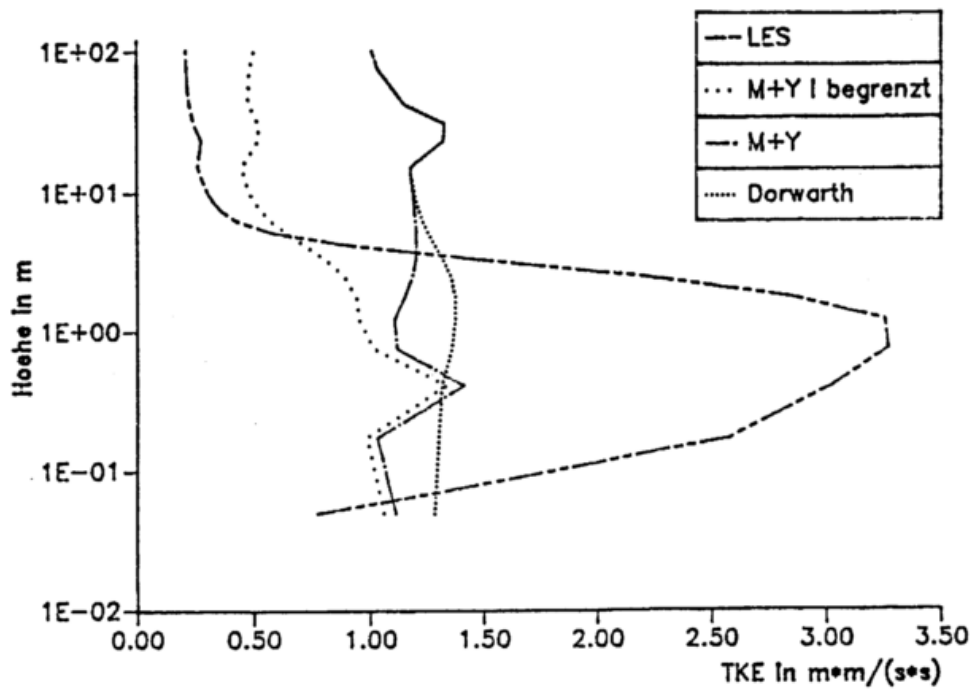
mit

$$B_1 = 16,6 \quad (B.8)$$

B.3 Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Messungen

Die numerischen Simulationen wurden mit 60 Gitterpunkten in der Vertikalen durchgeführt. Die Höhe des Modellgebiets betrug beim Damm 200 m, bei der Geländestufe 500 m. Beim Damm lagen somit in der Anströmung 8 Rechenflächen unter der Höhe der Dammkrone (3,46 m), die unterste Fläche lag bei $z = 0,173$ m. Bei der Stufe lagen in der Anströmung 11 Rechenflächen unter der Oberkante der Stufe (16 m), die unterste Fläche lag bei $z = 0,359$ m. Die Schichtung wurde als neutral vorausgesetzt und die Rauigkeitslänge betrug 0,05 m. Die horizontale Gitterweite betrug beim Damm 0,725 m und bei der Geländestufe 2,50 m. Die Länge des Zeitschritts für die Simulation der Dammüberströmung betrug bei den Versionen nach Mellor und Yamada 0,014 s, bei der Version *LES* 0,025 s. Bei den ersten drei Versionen wurde 0,375 min simuliert (= 1608 Zeitschritte), bei der Version *LES* 0,250 min (= 601 Zeitschritte). Für die Simulation der Strömung über die Stufe betrug die Länge des Zeitschritts für die Version nach Mellor und Yamada 0,064 s, bei der Version *LES* 0,116 s. In beiden Fällen wurde 0,5 min simuliert (= 468 bzw. 258 Zeitschritte).

TKE (Anstroemung)



turb. Diffusionskoeff. (Anstroemung)

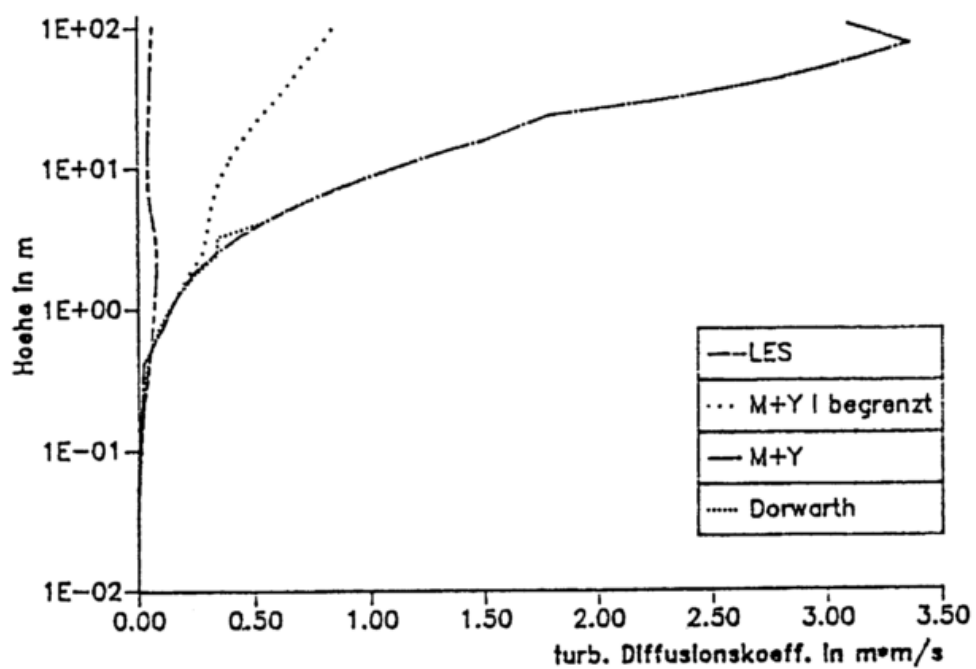
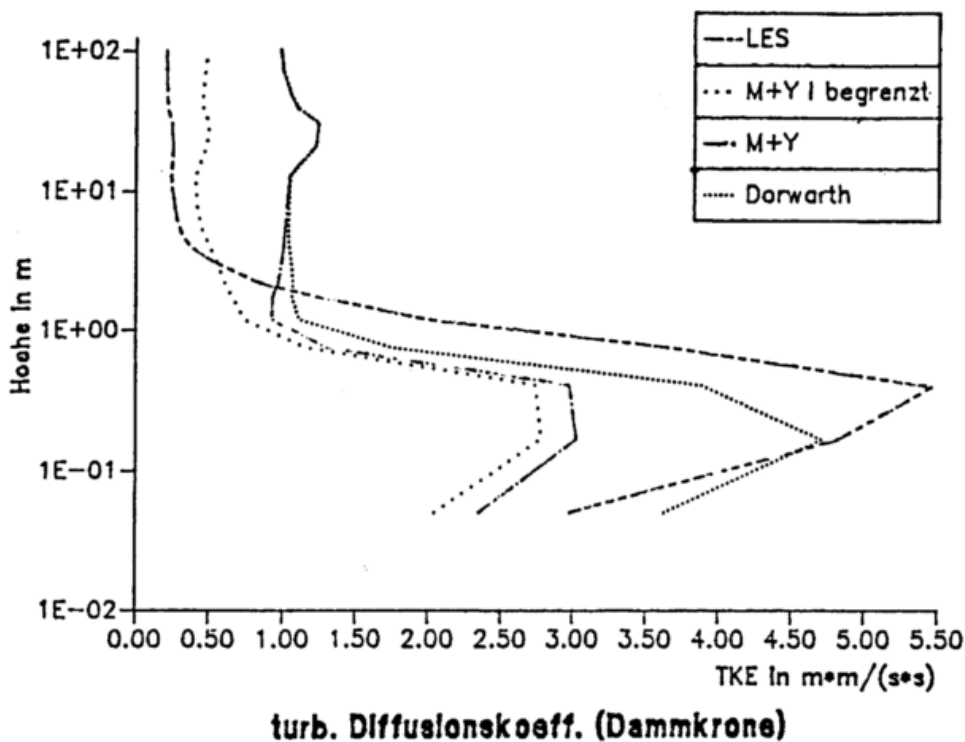


Abb. B1: Turbulente kinetische Energie (TKE) und vertikaler Austausch-
koeffizient für Impuls in der Anströmung für die vier verschiedenen
turbulenten Schließungen *Dorwarth*, *Mellor und Yamada*, *Mellor und
Yamada (l begrenzt)* und *LES*.

TKE (Dammkrone)



turb. Diffusionskoeff. (Dammkrone)

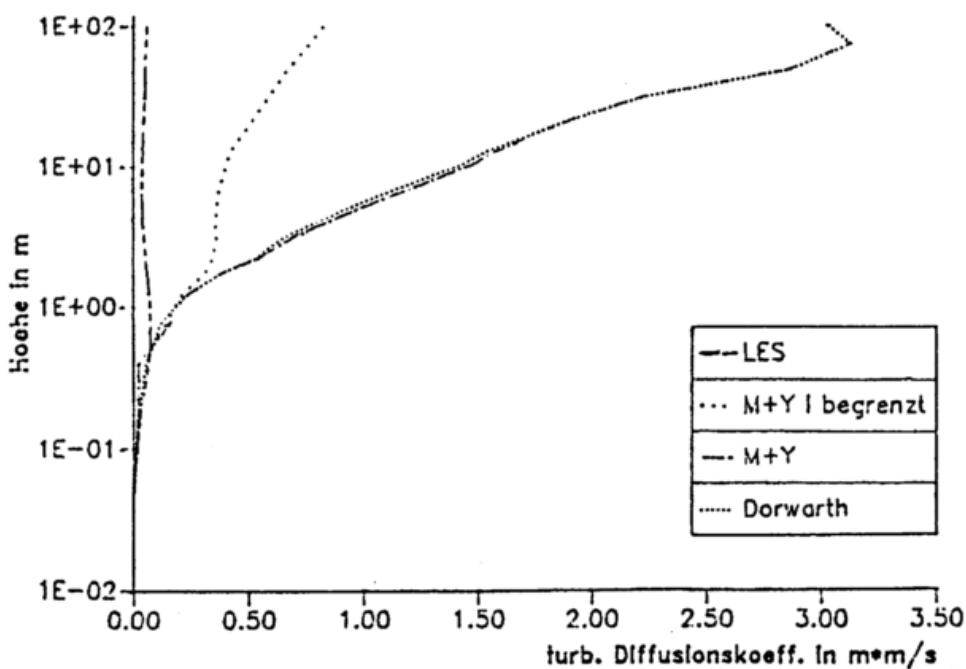


Abb. B2: Turbulente kinetische Energie (TKE) und vertikaler Austauschkoefizient für Impuls über der Dammkrone für die vier verschiedenen turbulenten Schließungen *Dorwarth*, *Mellor und Yamada*, *Mellor und Yamada (l begrenzt)* und *LES*.

B.3.1 Vergleich für den Hochwasserdamm

Die Simulationen werden nach drei Kriterien beurteilt:

- Bildet sich eine Strömungsablösung aus?
- Betrag und Verlauf der Windgeschwindigkeit in der Höhe z_0 über das Hindernis hinweg.
- Betrag und Verlauf des Drucks in der Höhe z_0 über das Hindernis hinweg.

Die Darstellungen zeigen die Profile von \bar{E} und $K_M(z)$ in der Anströmung und über der Dammkrone (Abb. B1 und B2) und $u(x, z = 0,173m)$ und $p(x, z_0)$ (Abb. B3) für die vier Simulationen mit den verschiedenen Schließungsansätzen. Das Dammprofil in x-Richtung ist in Abb. B3a oben skizziert.

Bei der Version *Dorwarth* erhält man eine geringe Ablösung am leeseitigen Fuß des Damms in der Höhe $z = 0,173m$. In darüberliegenden Niveaus ist diese Ablösung nicht mehr zu finden (nicht dargestellt).

Bei den Versionen *Mellor und Yamada* und *Mellor und Yamada (l begrenzt)* findet sich eine kleine Strömungsablösung direkt an der Hinterkante der Dammkrone, sowie ein Gebiet mit reduzierter Geschwindigkeit am leeseitigen Dammfuß. Bei der Version *LES* findet sich eine ausgeprägte Ablöseblase im Lee des Damms. Nur diese Version ist also in der Lage, die Strömungsablösung vollständig darzustellen. Hinzu kommt, daß die Druckverteilung in der Abb. B3d unten der gemessenen am nächsten kommt.

Insgesamt sind die Unterschiede der bodennahen Windgeschwindigkeit zwischen den verschiedenen Versionen viel größer als bei den Druckverläufen. Dies ist begründet durch die Eigenschaft des Druckes, ein vertikales Integral über die ganze darüberlastende Luftmasse darzustellen. Die Windgeschwindigkeit ist dagegen eine lokale Größe.

Hauptursache für diese Unterschiede ist die Größe des Austauschkoeffizienten für Impuls $K_m(z)$. Ein Vergleich zeigt, daß bei den ersten 3 Versionen K_m schnell mit der Höhe ansteigt und schon in 4 m Höhe Werte von 0,3 bis 0,5 m^2s^{-1} erreicht und darüber weiter ansteigt.

Bei der Version *LES* steigt K_m nur auf ca. 0,08 m^2s^{-1} in knapp 4 m Höhe und fällt dann auf 0,05 bis 0,06 m^2s^{-1} zurück. Hier ist der Austauschkoeffizient also so klein, daß das Modell einen Ablösewirbel ausbilden muß, um den überschüssigen Impuls zum Boden hin zu transportieren.

Der Grund für den kleinen Austauschkoeffizienten ist nicht nur in dem auf ΔS beschränkten Mischungsweg zu suchen. Auch in der Version *Mellor und Yamada (l begrenzt)* war der Mischungsweg in derselben Weise begrenzt. Daraus kann geschlossen werden, daß das Verfahren nach Mellor und Yamada (hier die ersten 3 Versionen) nicht geeignet ist, so kleine Strukturen wie den Hochwasserschutzdamm ($L \simeq 10 m$) zu simulieren. Die vierte Version, eine 'Large-Eddy-Simulation', liefert bei weitem realistischere Ergebnisse.

Die Ursache liegt auch in der Formulierung des Austauschkoeffizienten (B.1). Bei MELLOR und YAMADA (1982) dagegen gilt:

$$K_M = S_M \cdot l \cdot \bar{E}^{1/2} \quad (B.9)$$

S_M ist für neutrale Schichtung und Gleichgewicht von Produktion und Dissipation von turbulenter kinetischer Energie knapp 0,4 (siehe Abb. 4 in MELLOR und YAMADA, 1982). Bei gleicher turbulenter kinetischer Energie wird also K_M bei MELLOR und YAMADA viermal so groß wie bei WYNGAARD und BROST (1984). Zusätzlich kommt hinzu, daß die turbulente kinetische Energie bei der 'Large-Eddy-Simulation', mit Ausnahme der bodennächsten Schichten, deutlich niedriger herauskommt als bei der Methode nach MELLOR und YAMADA, da hier nur noch die nicht aufgelösten Wirbel berücksichtigt werden müssen.

Der Zahlenwert für den Vorfaktor vor $l \cdot \bar{E}^{1/2}$ in (B.9) kommt aus folgender Überlegung: Der Austauschkoeffizient in der Prandtl-Schicht ist:

$$K = c_0 \cdot l \cdot \bar{E}^{1/2} = c_0 \cdot \kappa \cdot z \cdot \bar{E}^{1/2} = u_* \cdot \kappa \cdot z \quad (B.10)$$

Daraus folgt:

$$c_0 = \frac{u_*}{\bar{E}^{1/2}} = u_* \sqrt{\frac{2}{\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2}} \quad (B.11)$$

Mit den bei PANOFISKY und DUTTON (1984, S. 160) angegebenen Werten für die Varianzen der turbulenten Geschwindigkeiten folgt $c_0 = 0,427$.¹

Damit also c_0 mit abnehmendem $\bar{E}^{1/2}$ abnimmt, muß man annehmen, daß u_* schneller als $\bar{E}^{1/2}$ abnimmt. Im Falle der 'Large-Eddy-Simulation' soll u_* auch nur den Anteil des nach unten gerichteten Impulsflusses beschreiben, der durch nicht aufgelöste Wirbel verursacht wird.

Wir finden also, daß die Methode nach MELLOR und YAMADA für kleine Gitterweiten und kleine Mischungsweglängen nicht gegen die 'Large-Eddy-Simulation' konvergiert. Vielmehr muß unterhalb einer gewissen Gitterweite von dem Zwei-Gleichungs-Modell auf die 'Large-Eddy-Simulation' umgeschaltet werden, um die turbulenten Flüsse richtig zu parametrisieren. Diese Unterschiede in den Parametrisierungsansätzen werden verständlich, wenn man weiß, daß MELLOR und YAMADA ihr Modell für gröbere Gitter konzipiert haben und die darin vorkommenden Konstanten nur mit quasi eindimensionalen Daten (Daten, die in horizontal homogenen Grenzschichten gemessen worden sind, wie z.B. bei dem Wangara-Experiment) festgelegt haben. Das Vorkommen von, von dem Modell aufgelösten, skaligen Turbulenzelementen war nicht vorgesehen. Vielmehr wurde der Austauschkoeffizient so groß angesetzt, daß er solche Wirbel immer mit beinhaltet hat. Daraus folgt dann auch, daß dieser Ansatz gar nicht gegen eine 'Large-Eddy-Simulation' konvergieren kann.

¹Für einen Hinweis hierauf danke ich Martin Claußen, MPI für Meteorologie, Hamburg.

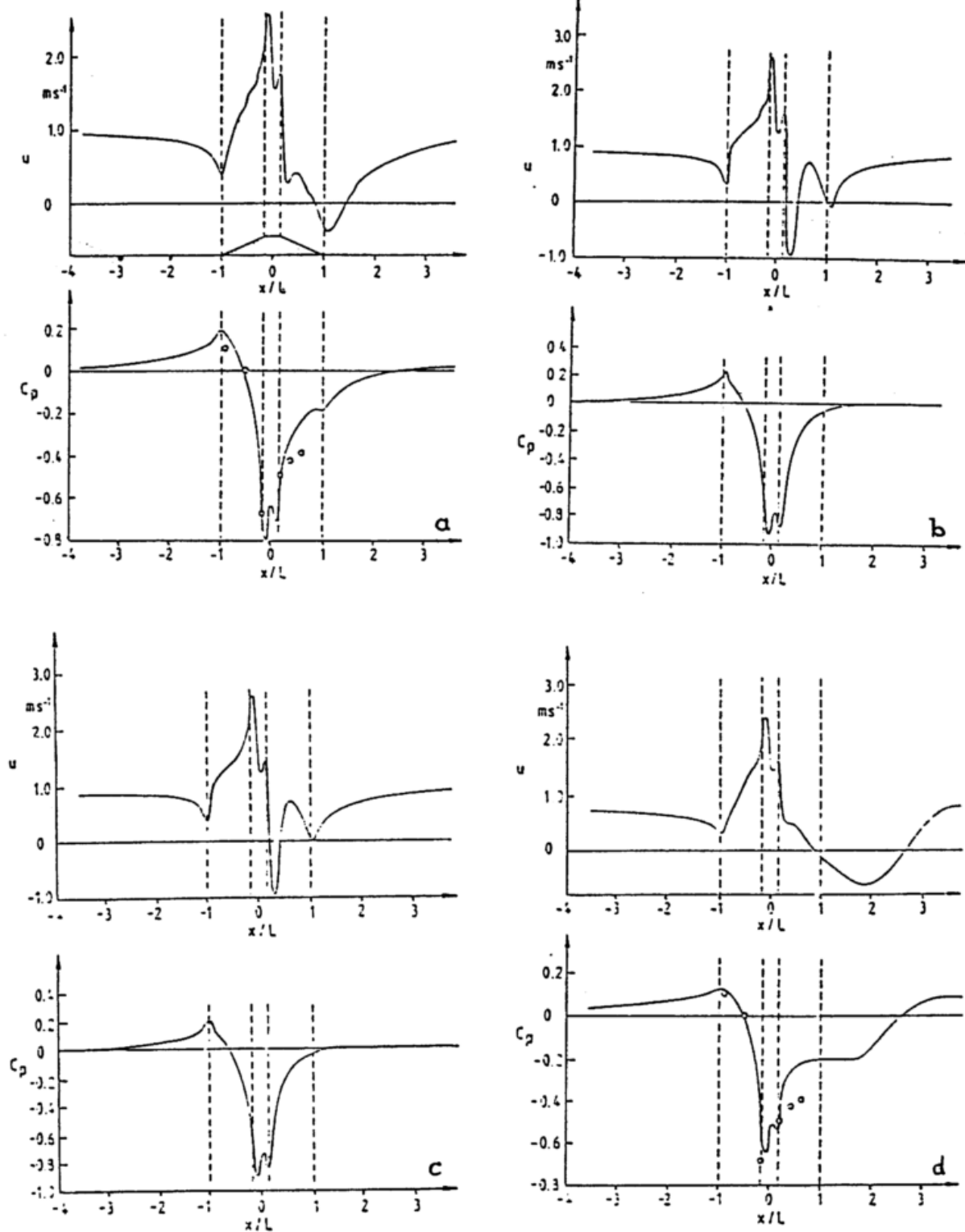


Abb. B3: $u(x, z = 0, 173\text{m})$ (oben) und $p(x, z_0)$ (unten) für die vier verschiedenen Schließungsansätze: a) Version *Dorwarth*, b) Version Mellor und Yamada, c) Version Mellor und Yamada, l begrenzt, d) LES. In Bild a) oben ist das Profil des Dammes eingezeichnet, die Kreise in den Bildern a) und d) unten sind Meßpunkte aus dem Feldexperiment.

Darüber hinaus ist die Version *LES* in der Lage, eine periodische Wirbelablösung zu simulieren. Die Frequenz beträgt 2 bis 3 pro Minute Simulationszeit. Abb. B4 zeigt einige Plots mit einem numerischen Tracer (EMEIS, 1989), der diese periodische Wirbelablösung deutlich macht. Bei einer charakteristischen Längenskala von $L = 20$ m und einer Anströmung $U(z = L) \simeq 5 \text{ m s}^{-1}$ ergibt sich mit der Frequenz $n = 0,05 \text{ s}^{-1}$ eine Strouhal-Zahl von:

$$S = \frac{n \cdot L}{U} = 0,2 \quad (\text{B.12})$$

Die Messungen am Damm (HELDT, 1989) ergaben für Frequenzen $n \leq 0,1 \text{ s}^{-1}$ um bis zu 2 Größenordnungen erhöhte Varianzen der Druck- und Windmessungen im Lee gegenüber den Varianzen im Luv. Diese niederfrequenten Fluktuationen sollten mit Ablösevorgängen in Verbindung stehen.

Der Druckwiderstand, normiert auf die Breite des Damms ($2L \simeq 23$ m) beträgt ca. 0,6 Pa.

B.3.2 Vergleich für die Geländestufe

Die Stufe wurde im numerischen Modell wie folgt angegeben: das Gelände steigt von $x = -42,5$ m bis $x = -25$ m von 0 m auf 1,6 m an, von $x = -25$ m bis $x = 0$ m von 1,6 m auf 16,0 m an und von $x = 0$ m bis $x = 125$ m von 16,0 m auf 22,0 m an.

Abbildung B5 zeigt den Druckverlauf am Boden, normiert mit dem Staudruck an der Stelle $x = 32$ m, $z = 10 \text{ m}^2$, aus der Modellsimulation (Version *LES*), sowie von einigen Messungen mit auf dem Boden verlegten Druckaufnehmern. Hierbei sind jeweils die zwei Messungen mit der niedrigsten und die zwei Messungen mit der höchsten Anströmgeschwindigkeit dargestellt. Bei der schwachen Anströmung betrug die Windgeschwindigkeit an dem Sonic-Anemometer $2,50$ bzw. $2,71 \text{ m s}^{-1}$, bei der stärkeren Anströmung $8,28$ und $8,66 \text{ m s}^{-1}$. Bei der numerischen Simulation wehte an dieser Stelle ein Wind mit $7,66 \text{ m s}^{-1}$. Bei den Sonic-Anemometer-Werten handelt es sich um Mittel über eine halbe Stunde. Die Druckwerte aus dem Feldexperiment sind ebenfalls über eine halbe Stunde gemittelt. Bei den Ergebnissen aus der numerischen Simulation handelt es sich dagegen um Momentanwerte der mittleren Windgeschwindigkeit und des Druckes nach 30 s Simulationszeit.

Die simulierten Druckwerte, die mit der Version *LES* erhalten wurden, liegen gut im Streubereich der gemessenen Werte. Lediglich der Druckwert bei $x = 52,4$ m liegt etwas zu hoch (er sollte näher an den beiden Werten für die hohe Anströmgeschwindigkeit liegen). Die simulierten Druckwerte aus der Version

²An dieser Stelle war ein Sonic-Anemometer installiert. Es liegen keine Windmessungen stromaufwärts der Stufe vor, die als ungestört von der Stufe betrachtet werden könnten (siehe COURTNEY, HØJSTRUP und JENSEN, 1990). Selbst der 10 m-Wind 400 m vor der Stufe erscheint nach ersten Auswertungen in der eben zitierten Quelle noch von der Stufe beeinflusst. Der hier zur Normierung herangezogene Windwert liegt nur 10 bis 15 % höher als der 10 m-Wind 400 m vor der Stufe.

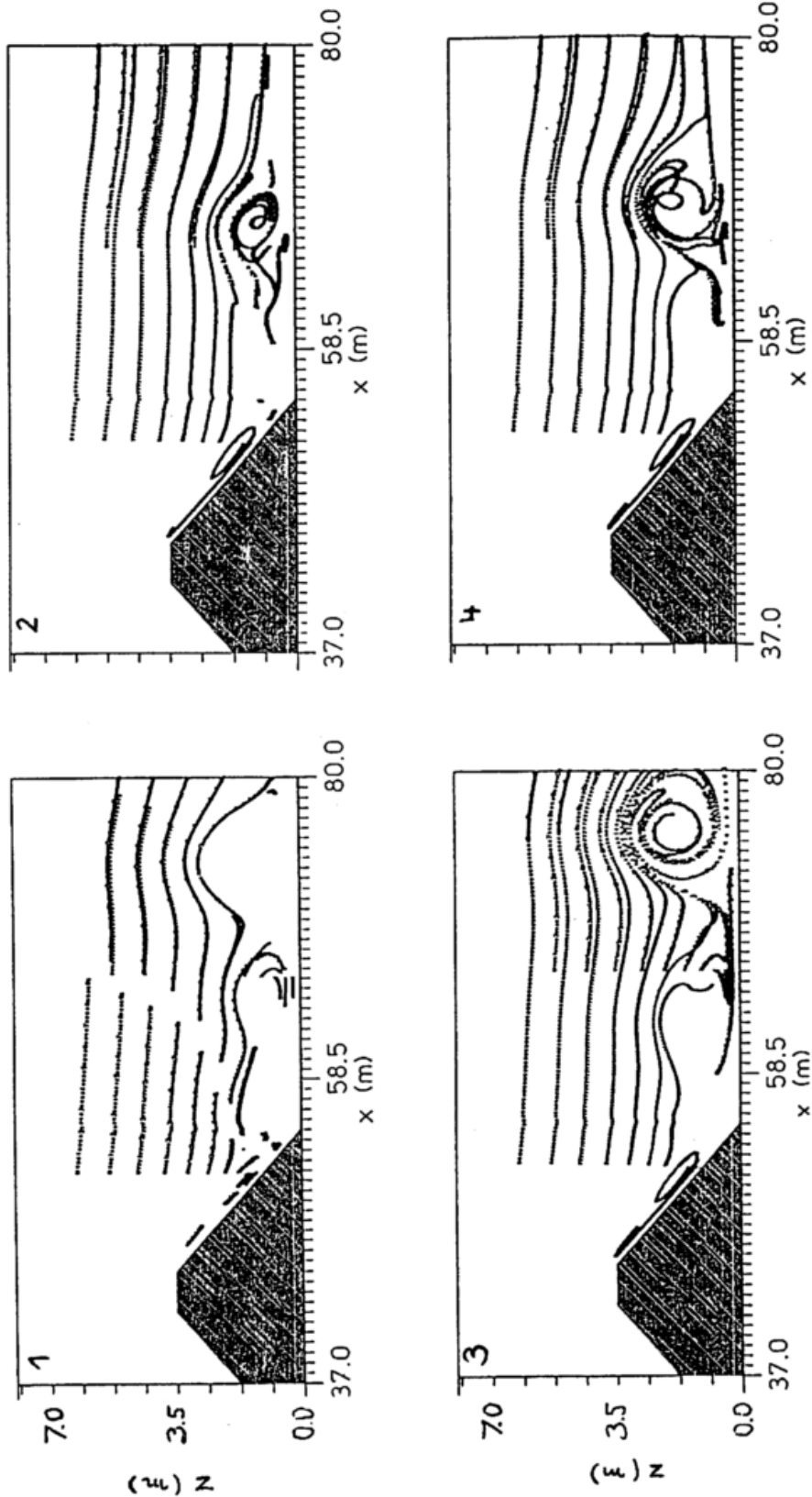


Abb. B4: Sichtbarmachung des Ablösewirbels hinter dem Hochwasserdamm mit einem numerischen Tracer (siehe EMEIS, 1989). Die Bilder haben einen zeitlichen Abstand von 12 Sekunden.

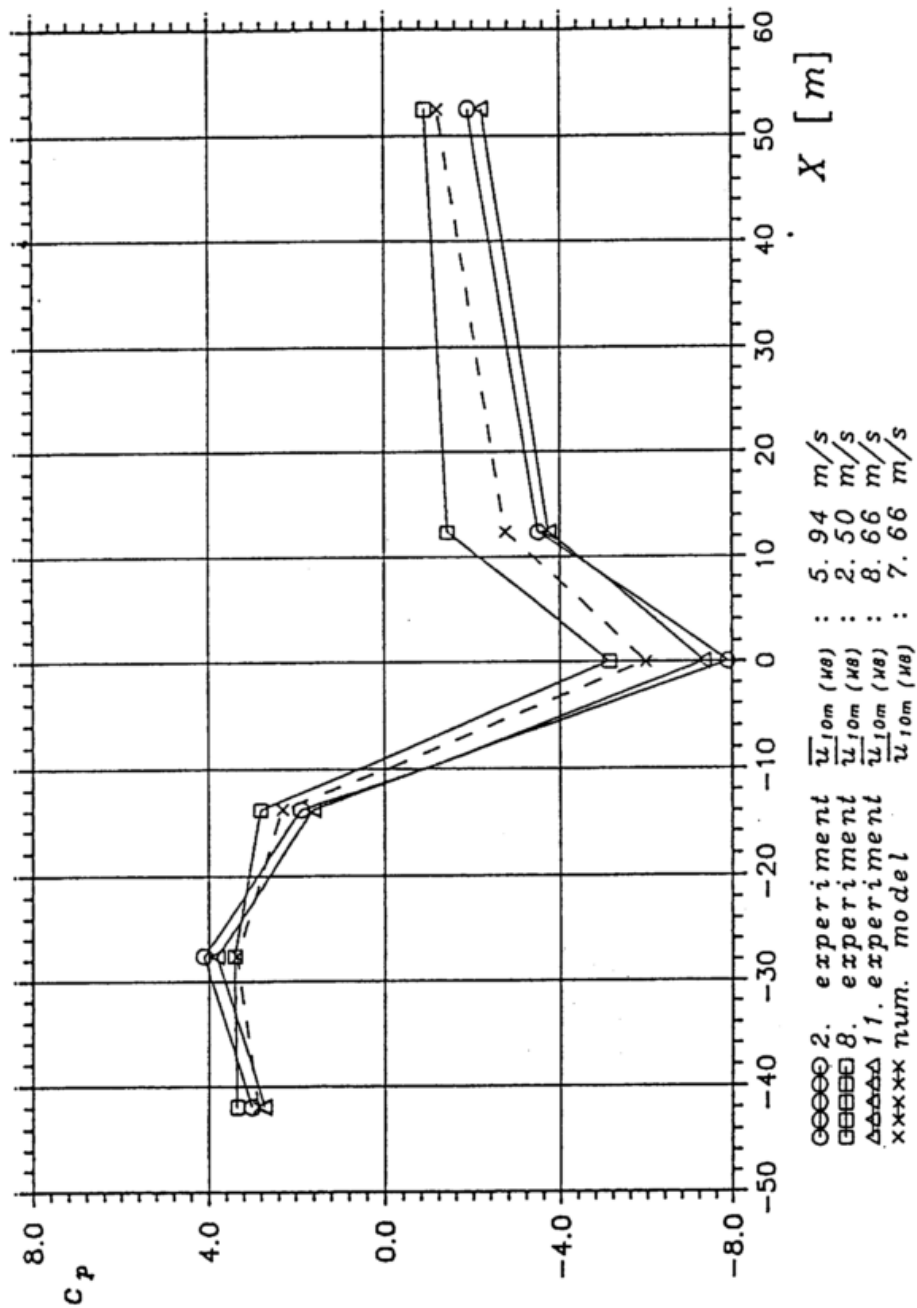


Abb. B5: Druckverlauf am Boden über der Geländestufe. Vergleich von Naturmessungen mit numerischen Simulationsergebnissen.

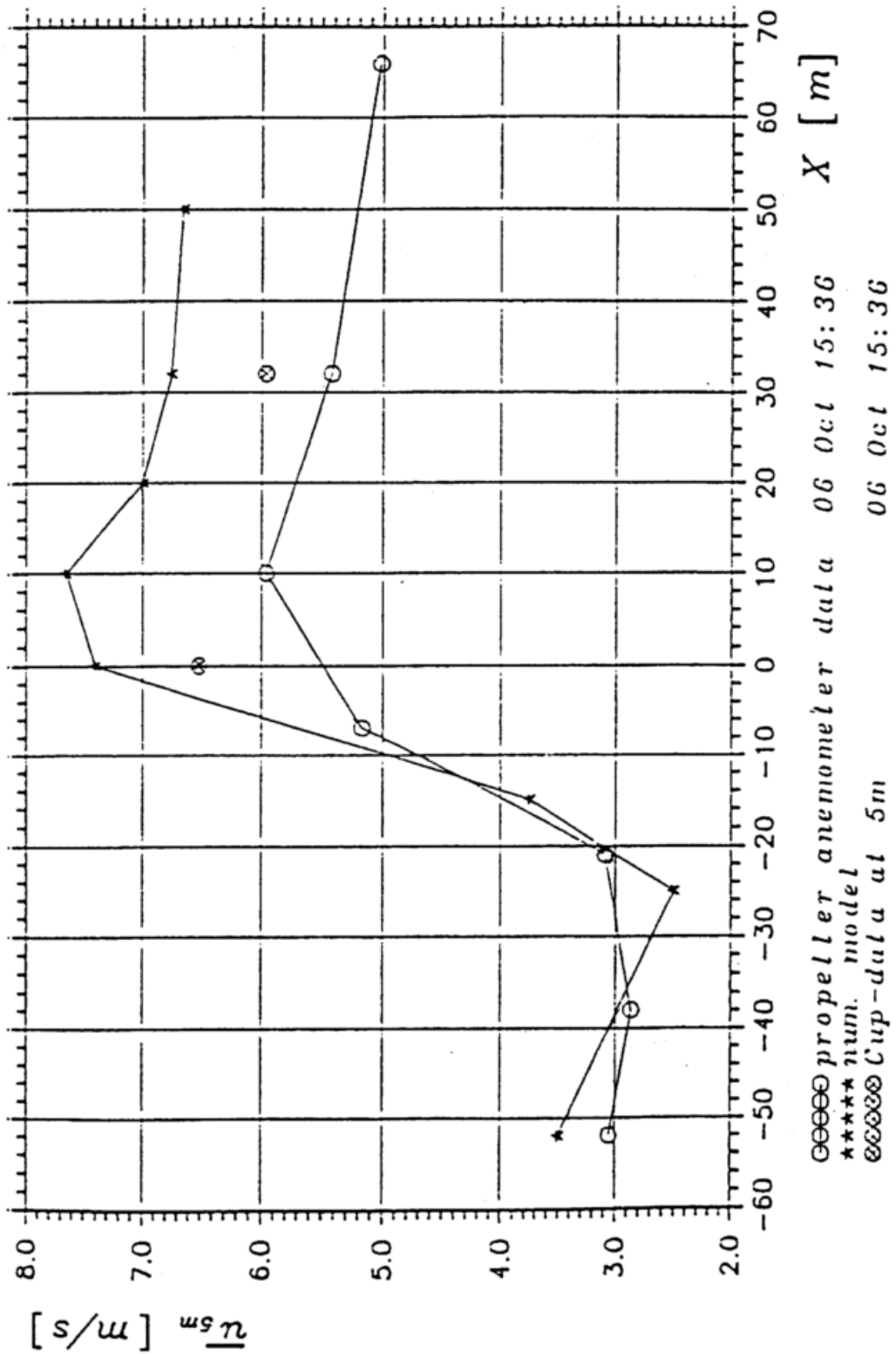


Abb. B6: Windgeschwindigkeit in 5 m Höhe über der Geländestufe. Vergleich von Naturmessungen mit numerischen Simulationsergebnissen.

Mellor und Yamada liegen in der Anströmung und auch bei $x = 12,5$ m zu hoch. Wie zuvor beim Hochwasserschutzdamm finden wir die größten Unterschiede zwischen den beiden Versionen zur turbulenten Schließung in der bodennahen Windgeschwindigkeit.

Abbildung B6 zeigt die Windgeschwindigkeit 5 m über Grund über der Geländestufe. Hier ist das numerische Modell nicht in der Lage (unabhängig von der turbulenten Schließung), alle Einzelheiten zu reproduzieren.

Da der Druck eine vertikal integrierte Größe ist, der hauptsächlich durch die Strömung weiter oben über der Stufe bestimmt wird, ist die Übereinstimmung beim Bodendruck zwischen Experiment und Simulation erwartungsgemäß besser als bei der Windgeschwindigkeit.

B.4 1D-Windprofil

Simulationsrechnungen mit verschiedenen vertikalen Auflösungen haben gezeigt, daß der Damm mit ca. 8-10 Gitterpunkten in der Vertikalen aufgelöst werden muß, damit eine realistische Druckverteilung (und damit der Ablösewirbel) simuliert werden kann. Um die Anzahl der Gitterpunkte in der Vertikalen beschränkt zu halten, ist daher die Obergrenze für das Modellgebiet auf 200 m festgelegt worden.

Diese Höhe ist bei weitem nicht ausreichend, um gleichzeitig die Ekman-Schicht richtig wiederzugeben und an der Obergrenze den geostrophischen Wind zu erreichen, wie es vom Modell her vorgesehen ist. Es ist daher nur angestrebt worden, im unteren Teil der Grenzschicht, in der sich der Damm befindet, das logarithmische Windprofil zu reproduzieren. Abb. B7 zeigt für $z_0 = 0,05$ m und $u_g = 10 \text{ ms}^{-1}$ das Windprofil für drei verschiedene Werte der Höhe der Modellgebietsobergrenze, 50, 100 und 200 m.

Es zeigt sich, daß das Windprofil in Bodennähe nahezu unabhängig von der Höhe des Modellgebiets ist. Bis zu einer Höhe von gut 5% der Modellgebietshöhe ist das Profil logarithmisch. Bei einer Modellhöhe von 200 m sind dies gut 10 m, was ungefähr dem Dreifachen der Dammhöhe entspricht.

B.5 Die Parametrisierung der horizontalen turbulenten Flüsse

Die bisher vorgestellte Schließungsmethode für die turbulenten Flüsse nach MELLOR und YAMADA (1982) ergibt nur einen Austauschkoefizienten für die vertikalen turbulenten Flüsse von Impuls und Wärme. DORWARTH (1986) setzt für die horizontalen Austauschkoefizienten von Impuls und Wärme das 2,3-fache der vertikalen Austauschkoefizienten für Impuls an, ohne hierfür eine Begründung anzuführen. Es ist zu vermuten, daß der Faktor 2,3 für das Verhältnis σ_u/σ_w steht, das für neutrale Schichtung geringfügig größer als 2 ist (für labile Schichtung wird dieses Verhältnis etwas größer, für stabile Schichtung liegt es knapp unter 2, siehe z.B. FIEDLER (1975) oder PANOFKY und DUTTON (1984), S.160).

Es zeigt sich nun, daß für kleinere Gitterweiten ($\Delta x = o(10^2 m)$) dieser Proportionalitätsfaktor zwischen dem horizontalen und dem vertikalen Austauschkoefizienten durchaus einen Einfluß auf die Größe des berechneten Druckwiderstands hat. Für $\Delta x = 100$ m nimmt der Druckwiderstand bei neutraler Schichtung (also reiner Formwiderstand) um 18 % zu, wenn der Faktor von 2,3 auf 5 erhöht wird, und nimmt um 15 % ab, wenn der Faktor auf Null gesetzt wird (überhaupt keine horizontale turbulente Diffusion). Für $\Delta x = 600$ m nimmt der Druckwiderstand noch um 5 % zu, wenn der Faktor von 2,3 auf 5 erhöht wird, und nimmt um 9 % ab, wenn die horizontale Diffusion ausgeschaltet wird. Je größer Δx wird, desto geringer wird der Einfluß dieses Faktors auf die numerische Lösung.

Das gitterweitenabhängige Verhalten erklärt sich damit, daß mit wachsender horizontaler Gitterweite bei festgehaltenem Zeitschritt die numerische Diffusion des Advektionsschemas zunimmt, da sich die Courant-Zahl immer mehr von eins entfernt. Somit wird die Parametrisierung der physikalischen horizontalen Diffusion immer bedeutungsloser für die numerische Lösung.

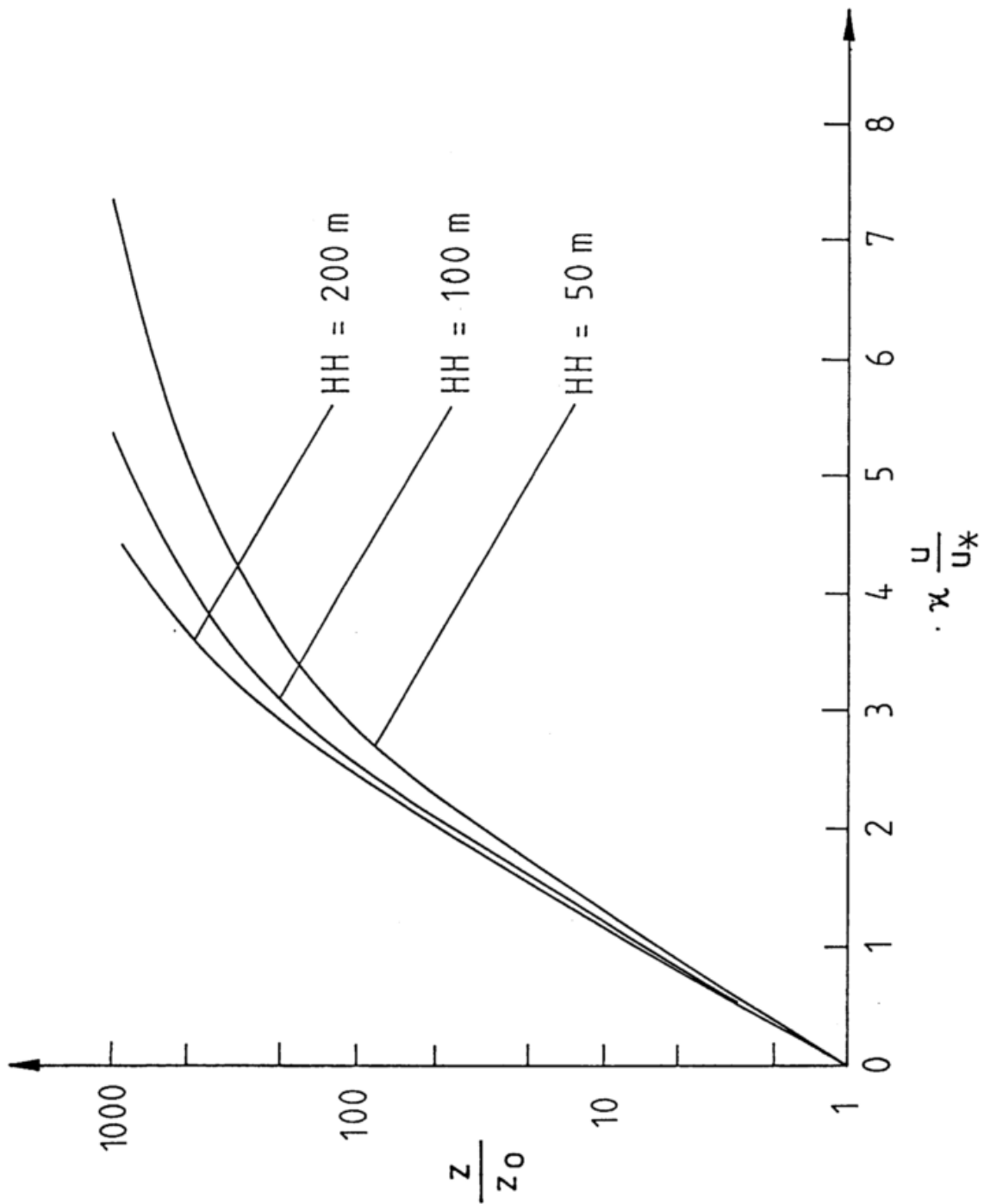


Abb. B7: 1D-Windprofile für verschiedene Obergrenzen HH des Modellgebiets. z_0 ist 0,05 m und u_g ist 10 ms^{-1} . Die Schichtung ist neutral.

C Instationäre Anströmung

C.1 Wellenwiderstand bei instationärer Anströmung

Es ist bereits angesprochen worden (Kapitel 2.1), daß der Wellenwiderstand vielfach nur einen kleineren Teil des Gesamtwiderstands eines Hindernisses ausmacht, auch wenn die Atmosphäre stabil geschichtet ist. Eine mögliche Ursache ist im Kapitel 6.2.3 diskutiert worden. Ein wesentlicher Aspekt, der bisher überhaupt noch nicht angesprochen worden ist, ist die Konstanz der Anströmung. Alle bisher genannten theoretischen, analytischen und numerischen Betrachtungen und Untersuchungen haben eine konstante, zeitunabhängige Anströmung, die mit ihrer Unterlage sich im Gleichgewicht befindet, vorausgesetzt.

Bei einer solchen konstanten Anströmung dauert es dann einige Stunden (wenn man einmal Trägheitseffekte aufgrund der Corioliskraft mit der Zeitskala eines Pendeltages außer acht läßt) bis sich eine konstante Strömungskonfiguration über dem Hindernis einstellt, oder bei stabiler Schichtung, bis sich ein Schwerewellenregime im Lee des Hindernisses ausbildet. In der Natur haben wir aber fast nie den Fall einer über längere Zeit konstanten Anströmung. Vielmehr gibt es eine Reihe von Prozessen, die für einen stetigen Wandel der Strömungsverhältnisse sorgen. Diese reichen von tagesperiodischen thermischen Einflüssen bis hin zu großräumigen synoptischen Störungen.

Dieses Phänomene muß man berücksichtigen, wenn man z.B. die experimentellen Ergebnisse aus den Europäischen Alpen von HOINKA (1985) oder HAFNER (1987) mit theoretischen Ansätzen vergleichen will. HAFNER weist in seiner Arbeit darauf hin, daß die Fluktuationen in der synoptischen Zeitskala den Hauptanteil am Druckwiderstand der Gebirge bewirken. Als wirksamste Mechanismen für die Erzeugung des Druckwiderstands erwiesen sich der luvseitige Druckanstieg durch das Blockieren der anströmenden Kaltluft und der leeseitige Druckfall aufgrund präfrontaler Warmluftadvektion und leezyklogenetischer Entwicklungen.

Mit dem numerischen Modell soll in diesem Abschnitt eine instationäre Anströmung untersucht werden. Da Vorgänge auf der synoptischen Zeit- und Raumskala außerhalb des Anwendungsbereichs des Modells liegen, werden wir hierfür die luvseitige Blockierung einer heranströmenden Kaltluftmasse simulieren (EMEIS, 1990b).

Dazu wird am Einströmrand eine Kaltluftmasse mit einer vorgegebenen Höhe definiert, die im Verlauf der Simulation aufgrund ihrer Schwere und auch angetrieben durch den geostrophischen Wind sich ausbreitet. Das Reservoir für die Kaltluft wird unerschöpflich sein. Es bildet sich somit ein Kaltluftfluß mit einer frontartigen Vorderseite aus. Die Ausbreitung dieser Kaltluft wird durch ein Hindernis gestört werden, und es werden die dabei auftretenden zeitlich variablen Druckwiderstände am Hindernis betrachtet werden. Dadurch, daß die

Kaltluft ewig nachfließt, wird sich letztlich eine stationäre Strömungskonfiguration einstellen, wenn der gesamte Boden des Modellgebiets mit der Kaltluft bedeckt ist. Je nach Höhe der Kaltluftmasse, Stärke des geostrophischen Windes und Stärke der atmosphärischen Schichtung wird ein mehr oder weniger großer Teil der Kaltluft durch das Hindernis blockiert werden. Theoretische Arbeiten zu dem Problem der Überquerung eines Hindernisses durch eine Kaltfront findet man z.B. in DAVIES (1984), SCHUMANN (1987) und HADERLEIN (1989).

Die Strömungskonfiguration, die in diesem Abschnitt behandelt werden soll, darf nicht mit einer synoptischen frontalen Situation verwechselt werden, in der relativ kurzen Simulationszeit von einigen Stunden bildet sich kein geostrophisches Gleichgewicht an der Grenze zwischen Kaltluft und warmer Umgebungsluft aus. Auch ist die Höhe der Kaltluft auf ein bis zwei Kilometer begrenzt. Die Situation entspricht also viel eher einem Kaltluftausfluß aus einer Gewitterzelle oder aus einem 'mesoskaligen konvektiven Komplex' (EMEIS, 1983). Eine Betrachtung über die Häufigkeit und die jährliche Verteilung solcher Ereignisse und Beispiele für den zeitlichen Verlauf des Bodendrucks finden sich in EMEIS und KERSCHGENS (1985). Ebenfalls numerische Studien zu Kaltluftausflüssen aus einem gleichartigem Kaltluftreservoir, wie es hier verwendet werden soll, mit Schwerpunkt auf der Verlagerungsgeschwindigkeit und der Form des Böenkopfes über ebenem Gelände und über Einzelhindernissen bei neutraler und stabiler Schichtung finden sich in BISCHOFF-GAUSS und GROSS (1989) und in BISCHOFF-GAUSS et al. (1989). In diesen beiden Studien ist aber keine äußere Kraft (geostrophischer Wind) wirksam.

Zur Beschreibung der Kaltluftmasse und ihrer Ausbreitung müssen einige weitere Maßzahlen eingeführt werden. Zuerst ist da die Höhe der Kaltluft H_F (normiert mit der Hindernishöhe: $A_H = H_F/H$) und die reduzierte Schwere zu nennen:

$$g' = \frac{\Theta_2 - \Theta_1}{\Theta_2} \cdot g \quad (C.1)$$

Hierbei kennzeichnet der Index 1 die Eigenschaft der Kaltluft und der Index 2 die Eigenschaft der Umgebungsluft.

In Anlehnung an HADERLEIN (1989) kann man nun zwei weitere Froudezahlen definieren. Ein Vergleich von geostrophischem Wind und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kaltluft führt auf die 'gravitationelle' Froudezahl.

$$Fr_D = \frac{u_g}{(g'H_F)^{1/2}} \quad (C.2)$$

und ein Vergleich von Trägheitsbewegungen aufgrund der Corioliskraft mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit auf die 'rotationelle' Froudezahl:

$$Fr_N = \frac{fL}{(g'H_F)^{1/2}} \quad (C.3)$$

Für $Fr_D \gg 1$ und $Fr_N \gg 1$ wird die Kaltfront nicht durch das Hindernis aufgehalten, für $Fr_D \ll 1$ und $Fr_N < 1$ wird die Kaltfront deutlich durch das

Hindernis verzögert. Für ein abnehmendes Höhenverhältnis zwischen Höhe der Kaltluft und Höhe des Hindernisses A_H nimmt für festes Fr_N die Verzögerung der Kaltfront zu. Bei den numerischen Simulationen, die im folgenden präsentiert werden, ist Fr_D von der Größenordnung 1 und Fr_N von der Ordnung 1 bis 10, wir erwarten also nur eine geringe Verzögerung der Kaltluftausbreitung durch das Hindernis. Die Untersuchung konzentriert sich aber auf den Druckwiderstand, daher wird die Verzögerung jetzt nicht mehr weiter diskutiert werden.

In Anlehnung an SCHUMANN (1987) kann man weitere dimensionlose Zahlen definieren, die den Strömungstyp *Front überquert ein Hindernis* genauer definieren. Für die Diskussion erwähnen wir:

$$N_1 = \frac{Fr_D^2}{Fr_N} \quad (C.4)$$

das Verhältnis zwischen Trägheitskräften und Corioliskraft,

$$N_2 = \frac{1}{2} Fr_D^2 A_H \quad (C.5)$$

ein Vergleich zwischen kinetischer Energie und potentieller Energie und

$$N_3 = \frac{1}{A_H Fr_N} \quad (C.6)$$

das Verhältnis von Hindernisneigung zur Neigung der Kaltfront. Würde man N_1 statt mit Fr_D^2 mit Fr_D bilden, so hätte man die in Kapitel 3 eingeführte Hindernisrossbyzahl Ro_o .

N_1 und N_2 müssen viel kleiner als 1 sein, damit die semigeostrophische Approximation zulässig wird, die in DAVIES (1984) bei einer Untersuchung über die Verzögerung von Kaltfronten beim Überqueren eines Hindernisses benutzt wurde, und N_3 muß kleiner als $\frac{1}{\pi}$ sein, damit die analytische Lösung aus DAVIES (1984) gültig ist.

Die Ergebnisse in der vorliegenden Arbeit können nicht mit den Ergebnissen von SCHUMANN (1987) verglichen werden, da Ro_o hier viel zu groß ist, um die semigeostrophische Approximation zuzulassen. Die analytischen Ergebnisse von DAVIES (1984) können ebenfalls nicht zum Vergleich herangezogen werden, da hier neben N_1 auch N_3 zu groß ist. Ein Vergleich mit der Arbeit von HADERLEIN (1989) erscheint möglich, da dieser die semigeostrophische Approximation nicht benutzt. In der vorliegenden Arbeit sind N_1 und N_3 von der Größenordnung 10 und N_2 von der Ordnung 1.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen den eben erwähnten Arbeiten und den vorliegenden numerischen Simulationen mit KAMM muß allerdings beachtet werden. Keine der eben genannten Arbeiten hat die Einflüsse von turbulenter Diffusion und Reibungskräften berücksichtigt, die im numerischen Modell vorhanden sind.

Die Simulationen sind für neutrale und leicht stabile ($\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0,001 K m^{-1}$) Schichtung der Umgebungsluft durchgeführt worden. Das numerische Modell

wird zuerst zwei Stunden ohne eingesetzte Kaltluft integriert, um eine annähernd stationäre Strömungskonfiguration über dem Hindernis zu erzielen. Dann wird die Kaltluft an 10 x-Gitterpunkten am stromauf gelegenen Rand des Modellgebiets eingesetzt. Die Höhe der Kaltluft ist anfänglich ca. 2000 m und die Temperaturdifferenz zur Umgebungsluft variiert von 9K am Boden bis 0K am Oberrand der Kaltluft. Diese Struktur entspricht der Temperaturverteilung, wie sie von einer großen Gewitterzelle nach ihrem Ausregnen (dieses in Verbindung mit Fallwinden (downdraughts)) hinterlassen wird. Im Laufe der Ausbreitung nimmt die Höhe der Kaltluft langsam ab.

Abb. C.1 zeigt die Verteilung der potentiellen Temperatur an vier Zeitpunkten nach dem Einsetzen der Kaltluft. Abb. C.2 zeigt die u-Komponente des Windfeldes zu denselben Zeitpunkten. Die neutrale Schichtung ist jeweils in der oberen Bildreihe zu finden. Man erkennt, wie die Kaltluft vorrückt und das Hindernis überquert. Die Strömung zeigt die typischen Eigenschaften eines schweberebedingten Kaltluftausflusses. Für die stabile Schichtung der Umgebungsluft ist der Böenkopf deutlich schwächer und niedriger ausgebildet als bei neutraler Schichtung, und es bilden sich Schwerewellen vor und über dem Böenkopf aus. Die Abb. C.3 und C.4 zeigen den Verlauf der verschiedenen Druckwiderstandskomponenten C_{WT} , C_{WW} , C_{WH} und C_{WF} , normiert mit der kinetischen Energie der Anströmung (siehe (5.2)).

Die Berechnung des Wellenwiderstands ist gegenüber (3.14) leicht verändert worden, um im wesentlichen nur die Schwerewellen zu erfassen, die sich am überströmten Hindernis bilden, nicht aber die, die sich am Böenkopf des Kaltluftausflusses befinden. Deshalb wird hier nur von x_l bis x_r (siehe Abb. 9) und nicht über das gesamte Simulationsgebiet integriert:

$$W_{DW} = -\frac{1}{2L} \int_{x_l}^{x_r} \rho u w dx \quad (C.7)$$

Normiert wird weiterhin mit $2L$, der Länge des geneigten Geländes. Der Böenkopf befindet sich nun nur zwischen der 152. und der 175. Minute nach Beginn der Simulation zwischen den Integrationsgrenzen. Nur in dieser Zeit kann nicht eindeutig zwischen Hinderniseffekt und Schwerewellen am Böenkopf unterschieden werden. C_{WT} und C_{WH} unterliegen diesem Problem nicht, da sie nur über geneigtem Terrain berechnet werden. C_{WF} allerdings hängt von C_{WW} ab, da er als Residuum bestimmt wird.

In neutral geschichteter Umgebungsluft erreicht der totale Druckwiderstand 35 Minuten nach dem Einsetzen der Kaltluft seinen größten Wert. Dies ist genau der Zeitpunkt, an dem die Spitze der Kaltluft den Gipfel des Hindernisses erreicht, wie aus Abb. C.1 ersehen werden kann. Dieses Maximum ergibt sich aus den beiden Maxima von Formwiderstand und hydrostatischem Widerstand, wobei das Maximum des Formwiderstands 2 Minuten früher eintritt als das des hydrostatischen Widerstands.

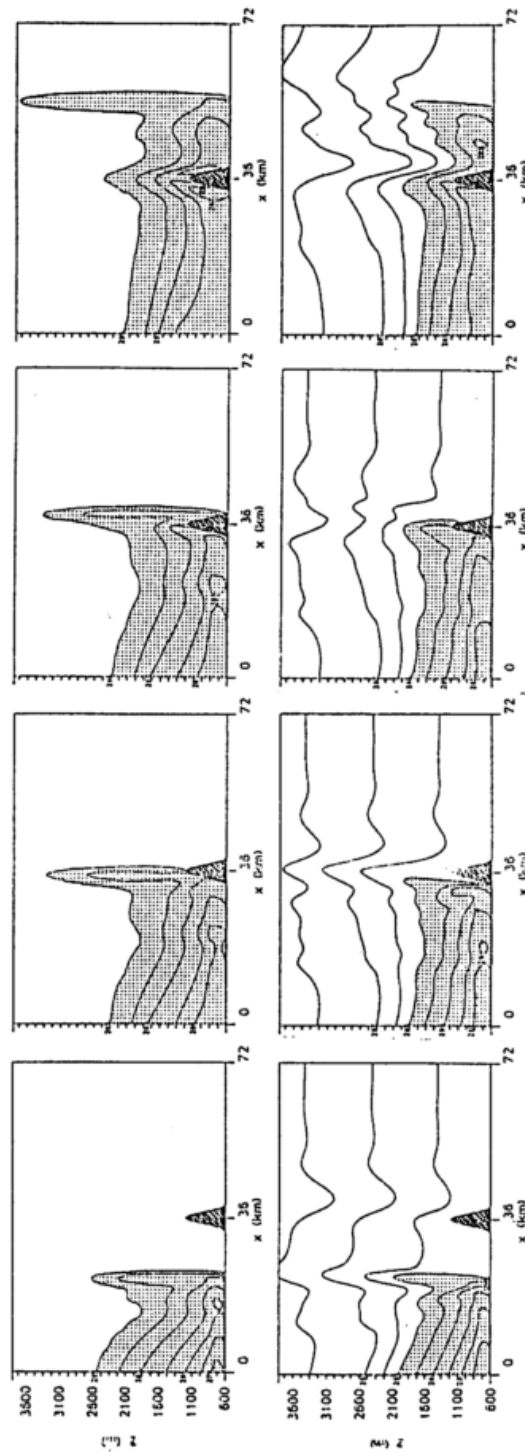


Abb. C.1: Eine Kaltluftmasse überquert ein Hindernis. Potentielle Temperatur. Isolinienabstand 1K. Die eingesetzte Kaltluft ist punktiert. Zeitpunkte: 20, 35, 39 und 60 min nach dem Einsetzen der Kaltluft. Oben neutral, unten leicht stabil geschichtete Umgebungsluft.

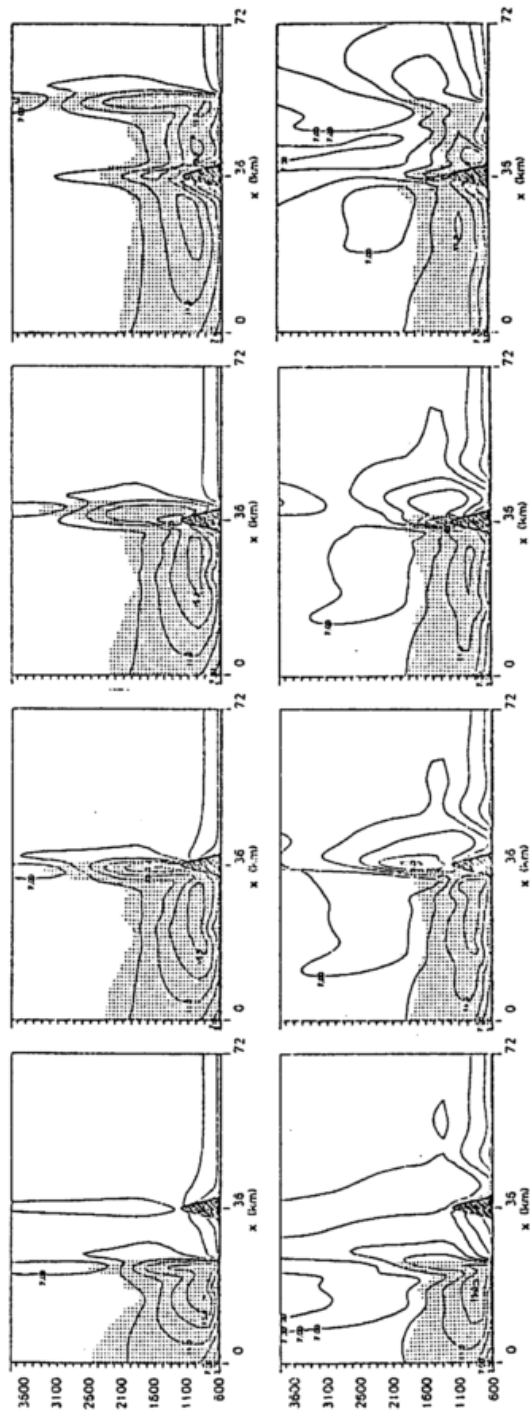


Abb. C.2: Eine Kaltluftmasse überquert ein Hindernis. u-Komponente des Windes. Isolinienabstand 2 ms^{-1} . Die eingesetzte Kaltluft ist punktiert. Zeitpunkte: 20, 35, 39 und 60 min nach dem Einsetzen der Kaltluft. Oben neutral, unten leicht stabil geschichtete Umgebungsluft.

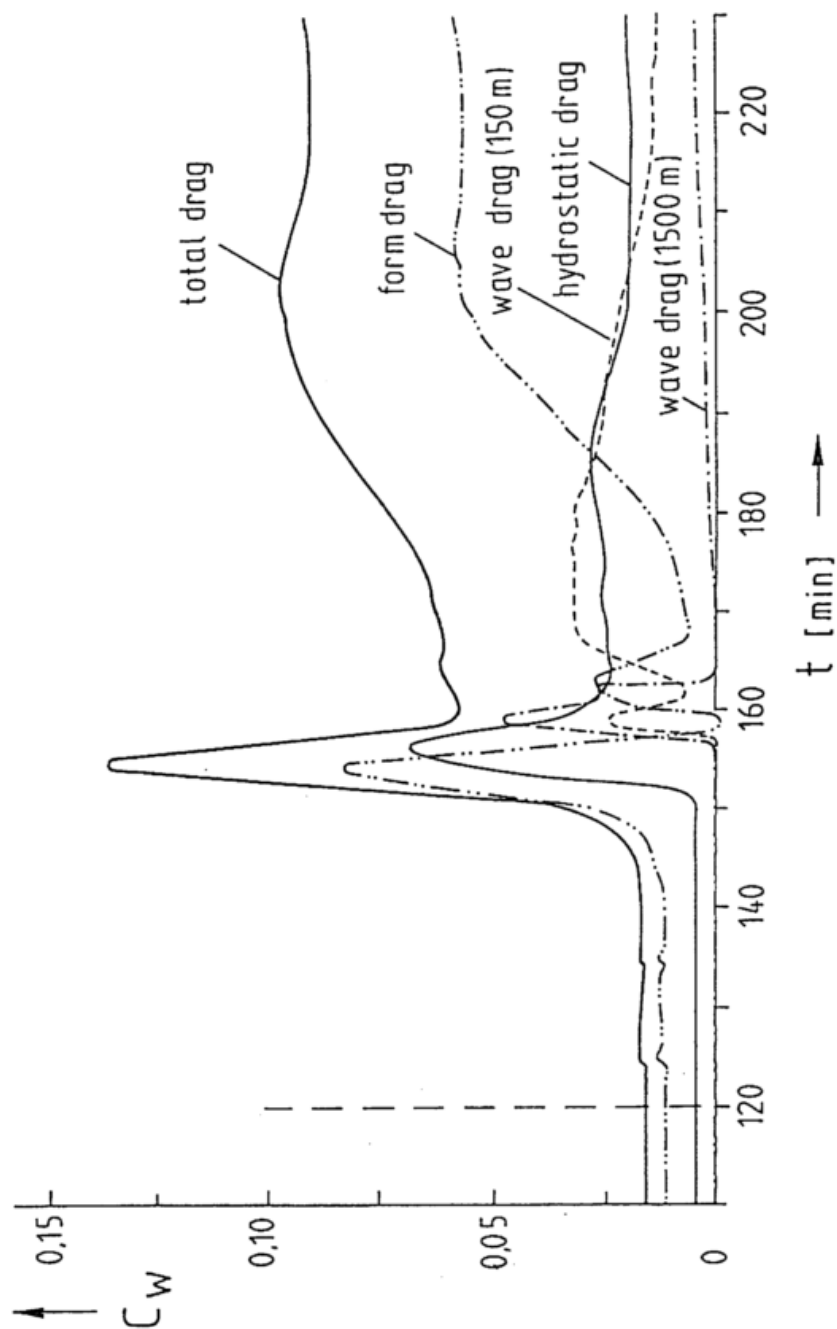


Abb. C.3: Eine Kaltluftmasse überquert ein Hindernis. Neutral geschichtete Umgebungsluft. Verlauf der verschiedenen Druckwiderstandsanteile, normiert nach (5.2), mit der Zeit. Die Kaltluft wurde 120 min nach Beginn der Simulation eingesetzt. Der Wellenwiderstand (= der abwärts gerichtete Wellenimpulsfluß) wurde in zwei Höhen über dem Gipfel des Hindernisses (150 m und 1500 m) bestimmt.

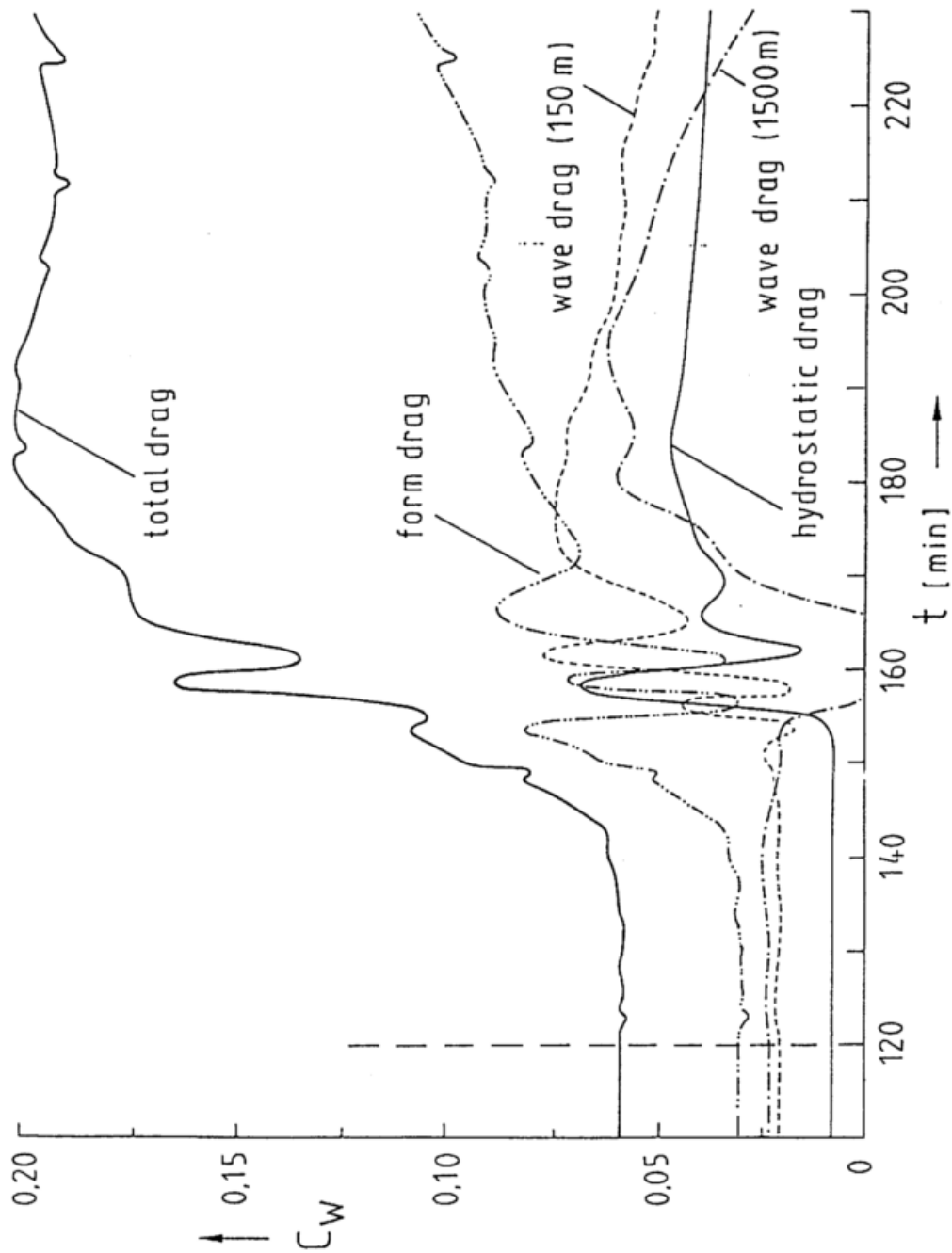


Abb. C.4: Eine Kaltluftmasse überquert ein Hindernis. Leicht stabil geschichtete Umgebungsluft. Verlauf der verschiedenen Druckwiderstandsanteile, normiert nach (5.2), mit der Zeit. Die Kaltluft wurde 120 min nach Beginn der Simulation eingesetzt. Der Wellenwiderstand (= der abwärts gerichtete Wellenimpulsfluß) wurde in zwei Höhen über dem Gipfel des Hindernisses (150 m und 1500 m) bestimmt.

Ein abwärts gerichteter Impulsfluß durch Wellen tritt in nennenswerter Größe nur in dem Niveau 150 m über dem Gipfel des Hindernisses auf, nachdem die Vorderfront der Kaltluft das Hindernis überquert hat. Der Impulsfluß im Niveau 1500 m über dem Hindernis ist während der gesamten Zeit nahezu Null. Die Oberkante der Kaltluft, die in sich thermisch stabil geschichtet ist, liegt ca. 1000 m über dem Hindernisgipfel, und nur in ihr können sich Schwerewellen ausbilden, die zu einem abwärts gerichteten Impulsfluß führen, der wiederum Einfluß auf die Bodendruckverteilung am Hindernis hat. Im Gegensatz zu den Kapiteln 6.2.2 und 6.2.3 ist also hier klar definiert, aus welchem Höhenbereich der Troposphäre der Impuls abgezogen wird, der als Wellenwiderstandsanteil des Gesamtdruckwiderstands an die Erdoberfläche abgegeben wird. Der kurzzeitige Beitrag des Impulsflusses in 1500 m Höhe über dem Hindernis zwischen den Minuten 157 und 163 entsteht, wenn sich der Böenkopf selbst, der bei neutraler Schichtung der Umgebungsluft über 1000 m höher hinaufreicht als die eigentliche Kaltluftmasse, das Hindernis überquert.

Nach der Minute 160, wenn sich das Hindernis vollständig in der kalten Luft befindet, ist der Gesamtdruckwiderstand 4 bis 5 mal größer, als vor dem Eintreffen der Kaltluft am Hindernis, wozu hydrostatischer Druckwiderstand und Wellenwiderstand jeweils knapp zu einem Viertel und der Formwiderstand gut zur Hälfte beitragen.

Bei stabil geschichteter Umgebungsluft ist das zeitliche Verhalten der einzelnen Widerstandsanteile erheblich komplizierter. Dies hat hauptsächlich zwei Ursachen: Einmal kommt es bereits vor dem Eintreffen der Kaltluft am Hindernis zu Wechselwirkungen zwischen der Kaltluft und dem Hindernis, da es in der stabil geschichteten Umgebungsluft stromauf gerichtete Wirkungen des Hindernisses und stromab gerichtete Wirkungen der ankommenden Kaltluft gibt. Zum zweiten kommt es zu Interferenzen, ähnlich wie im Kapitel 6.2.3, zwischen dem Schwerewellensystem am Böenkopf und dem Schwerewellensystem, das sich am Hindernis ausbildet. Hierauf ist insbesondere das stark schwankende Verhalten des abwärts gerichteten Impulsflusses in dem Niveau 150 m über dem Hindernisgipfel zurückzuführen.

Weiterhin erkennt man, daß vor dem Eintreffen der Kaltluft am Hindernis in der ungestörten stabilen Schichtung der Umgebungsluft die vertikale Divergenz des abwärts gerichteten Impulsflusses durch Schwerewellen zu vernachlässigen war, während sie beim Überqueren des Böenkopfes über das Hindernis und auch längere Zeit später deutliche Werte annimmt.

Ein weiteres Charakteristikum bei stabil geschichteter Umgebungsluft ist, daß die Druckwiderstandserhöhung sehr viel gleichmäßiger vor sich geht, als in der neutral geschichteten Umgebungsluft. Dies ist auf die erste der eben angeführten zwei Ursachen für das unterschiedliche Verhalten der Druckwiderstandsanteile bei verschiedenen thermischen Schichtungen der Umgebungsluft zurückzuführen. Ein sekundäres Maximum im Gesamtdruckwiderstand ergibt sich, hauptsächlich durch den hydrostatischen Druckwiderstandsanteil, in dem Moment, in dem die Vorderkante der Kaltluft den Hindernisgipfel überquert.

Der Gesamtdruckwiderstand ist, nachdem sich das Hindernis vollständig in

der kalten Luft befindet, wieder auf das ca. 4-fache erhöht. Der Wellenwiderstand spielt bei stabil geschichteter Umgebungsluft eine etwas größere Rolle und trägt zu gut einem Viertel zum Gesamtwiderstand bei. Ein weiteres Viertel kommt aus dem hydrostatischen Widerstand und die andere Hälfte aus dem Formwiderstand.

D Widerstandsgesetz bei extremer Schichtung

D.1 Einfluß der Schichtung auf das Widerstandsgesetz

Die in (7.2) vorkommenden Konstanten A und B werden in der Literatur vielfach als Funktion der atmosphärischen Schichtung genannt (z.B. FIEDLER, 1972, WIPPERMANN, 1972). Wir benutzen hier die von FIEDLER gegebene Abhängigkeit von dem Schichtungsparameter $\mu = z_i/L_*$. Dann läßt sich in Anlehnung an WIPPERMANN die Abhängigkeit der Rossbyzahl (bzw. der zu ihr proportionalen effektiven Rauhlängigkeit) vom (effektiven) Widerstandsbeiwert errechnen. $\mu = 0$ bezeichnet die neutrale Schichtung, negatives μ bedeutet labile Schichtung¹.

(7.15) gibt die effektive Rauhlängigkeit als Funktion der Schichtungsparameter μ und μ_{eff} , wenn man die universellen Konstanten A und B in (7.2) als Funktion der atmosphärischen Schichtung ansetzt. Mit

$$L_{*eff} = \frac{u_{*eff}^3}{\kappa B_*}, \quad \mu_{eff} = \frac{z_i}{L_{*eff}} \quad (D.1)$$

wobei L_{*eff} die effektive Monin-Obukhov-Länge und B_* der Auftriebsfluß² ist, erhält man statt (7.15) die folgende Beziehung:

$$\ln\left(\frac{z_{0eff}}{z_0}\right) = A(\mu) - A(\mu_{eff}) + \left(\frac{\kappa^2}{C_D^2} - B^2(\mu)\right)^{1/2} - \left(\frac{\kappa^2}{C_{D_{eff}}^2} - B^2(\mu_{eff})\right)^{1/2} + \ln\left(\frac{C_{D_{eff}}}{C_D}\right) \quad (D.2)$$

Da die Rauhlängigkeit aber als reine Oberflächeneigenschaft angesehen werden soll, müssen die schichtungsabhängigen Funktionen C_D und $C_{D_{eff}}$ so mit den Schichtungsparametern μ und μ_{eff} variieren, daß die Rauhlängigkeit von der Schichtung unabhängig ist.

Aus dieser Forderung können zwei Schlußfolgerungen gezogen werden:

- Für die Bestimmung der effektiven Rauhlängigkeit aus dem effektiven Widerstandsbeiwert reicht es aus, den neutralen Fall zu betrachten und die einfachere Beziehung (7.15) zu benutzen. Daraus folgt umgekehrt aber auch, daß in einer effektiven Rauhlängigkeit nur solche Druckwiderstandsanteile parametrisiert werden können, die auch bei neutraler Schichtung auftreten. Dies sind die verschiedenen Anteile des Formwiderstands.

¹Vergleiche auch die Abbildungen 9a und 9b in CLARKE und HESS (1974), wo C_D gegen $\ln Ro - A$ für variierendes B aufgetragen ist.

²engl.: buoyancy flux

- Wenn die effektive Rauhlängigkeit bekannt ist, kann aus (D.2) die Abhängigkeit des effektiven Widerstandsbeiwertes von dem Schichtungsparameter μ_{eff} berechnet werden. Hieraus kann dann die Schichtungsabhängigkeit des Formwiderstands hergeleitet werden. Für die stabile Schichtung gilt diese Aussage aber nur solange, wie keine Schwerewellen auftreten. In diesem Fall ist dann nämlich der geostrophische Wind nicht mehr für den Formwiderstand maßgebend (siehe Kap. 6.2.2 nach Gleichung (6.10)) und (7.2) verliert seine Gültigkeit.

Die Anwendung der Formeln (7.2), (7.15) und (7.16) hängt von der Kenntnis der stabilitätsabhängigen Funktionen A und B ab, die empirisch aus experimentellen Daten bestimmt werden müssen. Insbesondere für stabile Schichtungen ergeben sich hierbei große Streubreiten bei der Bestimmung der Funktionen. Daher werden in EMEIS und ZILITINKEVICH (1991) unter Benutzung von Herleitungen von ZILITINKEVICH (1975, 1989) asymptotische Ausdrücke für (7.15) und (7.16) für stark labile und stark stabile Schichtung hergeleitet, die nicht mehr von $A(\mu)$ und $B(\mu)$ abhängen.

D.1.1 Grenzbetrachtung: Stark labile Schichtung

Für stark labile Schichtungen muß man berücksichtigen, daß kein stationärer Zustand mehr erreicht werden kann. Es wird daher der Schichtungsparameter $\mu_* = z_i(t)/L_*$ eingeführt, der nicht mehr durch $\kappa u_{*eff}/f$ parametrisiert werden kann. Man erhält folgende asymptotische Beziehung für großes μ_* :

$$C_D = \kappa(a_u - \ln(\frac{z_0}{|L_*|}))^{-1} \quad (D.3)$$

$$\tan \alpha = C_v \mu_*^{-1/3} (a_u - \ln(\frac{z_0}{|L_*|}))^{-1} \quad (D.4)$$

und

$$\ln(\frac{z_{0eff}}{|L_{*eff}|}) = a_u - \frac{\kappa U}{u_{*eff}} \quad (D.5)$$

oder

$$\ln(\frac{z_{0eff}}{z_0}) = \ln(\frac{L_*}{L_{*eff}}) + \frac{\kappa}{C_D} - \frac{\kappa}{C_{Deff}} \quad (D.5a)$$

wobei $a_u \simeq 1$ und $C_v = 3$ dimensionsfreie universelle Konstanten sind. $\tan \alpha$ und damit α strebt gegen Null für $\mu_* \rightarrow \infty$.

Bei labiler Schichtung tritt, wie im neutralen, der Formwiderstand und nur bei größeren Hindernissen zusätzlich der Wellenwiderstand durch Trägheitswellen auf. Abgesehen vom letztgenannten Anteil könnte das Widerstandsgesetz also angewendet werden. Hier tritt jetzt aber das zusätzliche Problem der Strukturbildung in der konvektiven Grenzschicht auf (siehe SCHÄDLER, 1989). Über anisotrop inhomogenem Gelände kommt es bei labiler Schichtung zur Ausbildung von langlebigen Strukturen wie Konvektionszellen oder von Rollenstrukturen (abhängig von Einzelheiten der Schichtung und der Anströmung), die

aufgrund ihrer hohen Korrelation von Temperatur- und Windfeldern erheblich den Aufbau und die Höhe der Grenzschicht beeinflussen. Die oben vorgestellte Ähnlichkeitstheorie, die zu dem Widerstandsgesetz (D.2) führte, gilt aber nur für eindimensionale Probleme (mittleres Windprofil an einem festen Ort mit angenommener horizontaler Homogenität der Umgebung). Die stabilitätsabhängigen Parameter $A(\mu)$ und $B(\mu)$ sind experimentell nur in den untersten 10 - 30 m der Atmosphäre, der Prandtl-Schicht, bestimmt worden. Vertikal hochreichende Vorgänge sind in ihnen nicht enthalten. Effekte, die auf konvektiven Strukturen beruhen, können durch sie nicht dargestellt werden. Die in dieser Arbeit angenommene sinusförmige Orographie ist mit Sicherheit eine anisotrope Inhomogenität der Oberfläche. Allerdings führt die Beschränkung auf eine zweidimensionale numerische Simulation mit quer zur Anströmung unendlich ausgedehnten Hindernissen zu einer Überbetonung dieser Anisotropie gegenüber realen Grenzschichthindernissen.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen zur labil geschichteten Grenzschicht (Kapitel 6.1) sind mit einer konstanten, festgehaltenen, horizontal homogenen Bodentemperatur gerechnet worden. Auch die vorstehende Diskussion bezog sich auf diesen Fall. Wenn man jedoch zuläßt, daß die Atmosphäre auf die Erdbodentemperatur zurückwirkt und auch Strahlungsprozesse eine Rolle spielen, so wird sich über einer orographisch inhomogenen Oberfläche auch eine thermisch horizontal inhomogene Grenzschicht ausbilden. Diese thermischen Inhomogenitäten werden, wie die aufgestauten Kaltluftmassen im Fall der stabilen Schichtung, auch einen statischen Widerstand ausüben. Dieser hydrostatische Druckwiderstand bei labiler Schichtung heißt bei DEARDORFF et al. (1984) *thermal-anomaly form-drag*. Dieser zeigt in der erwähnten Arbeit einen deutlichen Tagesgang mit einem Maximum in den Vormittagsstunden, wenn die Unterschiede in der Erwärmung des gegliederten Geländes am größten sind, und einem Minimum in den Nachmittagsstunden. Was in der vorliegenden Arbeit als Formwiderstand bezeichnet worden ist, heißt bei DEARDORFF et al. *shallow-water form-drag*, da diese Autoren diesen Widerstandsanteil auch bereits mit einem (vertikal gemittelten) Flachwasser-Gleichungen-Modell berechnet haben (HAN et al., 1982). Beide Widerstandsanteile bei DEARDORFF et al. (1984) hängen von der Grenzschichthöhe, der *thermal-anomaly form-drag* auch noch von der horizontalen Temperaturvarianz ab. Somit folgt auch aus der eben zitierten Arbeit, wie aus den Ergebnissen von SCHÄDLER (1989), daß eine einfache Parametrisierung des Druckwiderstands über eine reine Oberflächeneigenschaft, wie sie die effektive Rauigkeitslänge ist, im labilen Fall nicht möglich ist. Da zudem die horizontale Temperaturvarianz ein interner Parameter der Grenzschicht ist, ist eine Parametrisierung des Druckwiderstands im labilen Fall in einem großskaligen Modell, auch mithilfe eines Widerstandsbeiwertes, mit externen Parametern nicht möglich, es sei denn, diese Temperaturvarianz kann über externe Parameter beschrieben werden. Eine neuere Abhandlung über den Druckwiderstand bei labiler Schichtung über wellenförmigem Gelände unter Benutzung von Large-Eddy-Simulationen findet sich bei DÖRNBRACK und SCHUMANN (1993).

D.1.2 Grenzbetrachtung: Stark stabile Schichtung

Für stabile Schichtung findet man:

$$C_D = \kappa \left(\ln \left(\frac{u_*}{f z_0} \right) + 2,55 \mu^{1/2} \right)^2 + 3,11 \mu \right)^{-1/2} \quad (D.6)$$

und

$$\alpha = \arctan \left(\frac{2,5 + 1,76 \mu^{1/2}}{-1,58 + \ln \left(\frac{u_*}{f z_0 \mu^{1/2}} \right) + 2,55 \mu^{1/2}} \right) \quad (D.7)$$

Für $\mu \rightarrow \infty$ streben (D.6) und (D.7) gegen:

$$C_D = 0,129 \mu^{-1/2} \quad (D.8)$$

$$\alpha = 34^\circ,6 \quad (D.9)$$

Für stark stabile Schichtung hängen der Widerstandsbeiwert und der Ablenkungswinkel nicht mehr von Oberflächenparametern ab. Daher kann eine zu (7.15) oder (D.5a) analoge Beziehung nicht mehr hergeleitet werden. Dieses Verhalten entspricht einer Strömung über einer hydraulische glatten Oberfläche (siehe (7.3) in Kap. 7.3).

- Adrian, G. und F. Fiedler, 1991:** Simulation of Unstationary Wind and Temperature Fields over Complex Terrain and Comparison with Observations. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **64**, 27-48.
- André, J.-C. und C. Blondin, 1986:** On the Effective Roughness Length for Use in Numerical Three-Dimensional Models. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **35**, 231-245.
- Bannon, P. R., 1985:** Flow Acceleration and Mountain Drag. *J. Atm. Sci.*, **42**, 2445-2453.
- Bannon, P. R. und J. A. Zehnder, 1985:** Surface Pressure and Mountain Drag for Transient Airflow over a Mountain Ridge. *J. Atm. Sci.*, **42**, 2454-2462.
- Baumgartner, A., H. Mayer und W. Metz, 1977:** Weltweite Verteilung des Rauheitsparameters z_0 mit Anwendung auf die Energiedissipation an der Erdoberfläche. *Meteorol. Rdsch.*, **30**, 43-48.
- Belcher, S. E., T. M. J. Newley und J. C. R. Hunt, 1993:** The Drag on an Undulating Surface Induced by the Flow of a Turbulent Boundary Layer. *J. Fluid Mech.*, **249**, 557-596.
- Billwiller, R., 1895:** Der Föhn vom 13 Januar 1895 am Nordfuss der Alpen und die Bildung einer Theildepression daselbst. *Met. Z.*, **12**, 201-209.
- Bischoff-Gauss, I. und G. Gross, 1989:** Numerical Studies on Cold Fronts, Part I: Gravity Flows in a Neutral and Stratified Atmosphere. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **40**, 150-158.
- Bischoff-Gauss, I., G. Gross und F. Wippermann, 1989:** Numerical Studies on Cold Fronts, Part II: Orographic Effects on Gravity Flows. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **40**, 159-169.
- Blackadar, A. K. und H. Tennekes, 1968:** Asymptotic Similarity in Neutral Barotropic Planetary Boundary Layers. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1015-1020.
- Bougeault, P., A. Jansa, J. L. Attié, I. Beau, B. Benech, R. Benoit, P. Bessemoulin, J. L. Caccia, J. Campins, B. Carissimo, J. L. Champeaux, M. Crochet, A. Druilhet, P. Durand, A. Elkhalfi, P. Flamant, A. Genoves, M. Georgelin, K. P. Hoinka, V. Klaus, E. Koffi, V. Kotroni, C. Mazaudier, J. Pelon, M. Petitdidier, Y. Pointin, D. Puech, E. Richard, T. Satomura, J. Stein und D. Tannhauser, 1993:** The Atmospheric Momentum Budget over a Major Mountain Range: First Results of the PYREX Field Program. *Ann. Geophysicæ*, **11**, 395-418.
- Bradley, E. F., 1980:** An Experimental Study of the Profiles of Wind Speed, Shearing Stress, and Turbulence at the Crest of a Large Hill. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **106**, 101-123.
- Brutsaert, W., 1982:** Evaporation into the Atmosphere, Theory, History, and Applications. *D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht*, 299 S.
- Burridge, D. M., 1990:** New Results and Progress of the Model Development at ECMWF. *EGS XV. General Assembly Kopenhagen. Ann. Geophysicæ*, 1990 Special Issue, 219.
- Clarke, R. H. und G. D. Hess, 1974:** Geostrophic Departure and the Functions A and B of Rossby-Number Similarity Theory. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **7**, 267-287.

- Claussen, M., 1991: Die bodennahe Luftströmung über inhomogenen Oberflächen. *Examensarbeit Max-Planck-Institut für Meteorologie Hamburg*, Nr. 13, 148 S.
- Courtney, M., J. Højstrup und N. O. Jensen, 1990: A Field Study of Flow over an Escarpment. *9th Symposium on Turbulence and Diffusion, AMS, Roskilde (DK), April 30 - May 3, 1990*, 363-366.
- Davies, H. C., 1984: On the Orographic Retardation of a Cold Front. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 57, 409-418.
- Davies, H. C., 1986a: Observational Studies and Interpretation of the Mountain Pressure Drag during ALPEX. *ECMWF Seminar 1986, Vol.1, 113-136. ECMWF, Shinfield Park, Reading, U.K., 15 - 19 September 1986.*
- Davies, H. C., 1986b: Meso- and Submesoscale Orographic Drag. *Bericht Sonderforschungsbereich 210 Universität Karlsruhe, SFB210/T/38*, 37 S.
- Davies, H. C. und P. D. Phillips, 1985: Mountain Drag along the Gotthard Section during ALPEX. *J. Atm. Sci.*, 42, 2093-2109.
- Deardorff, J. W., K. Ueyoshi und Y.-J. Han, 1984: Numerical Study of Terrain-Induced Mesoscale Motions and Hydrostatic Form Drag in a Heated, Growing Mixed Layer. *J. Atm. Sci.*, 41, 1420-1441.
- de Bruin, H. A. R. und C. J. Moore, 1985: Zero-Plane Displacement and Roughness Length for Tall Vegetation, Derived from a Simple Mass Conservation Hypothesis. *Bound.-Lay. Meteorol.*, 31, 39-49.
- Dörnbrack, A. und U. Schumann, 1993: Numerical Simulation of Turbulent Convective Flow over Wavy Terrain. *Bound.-Lay. Meteorol.*, 65, 323-355.
- Dorwarth, G., 1986: Numerische Berechnung des Druckwiderstands typischer Geländeformen. *Berichte Inst. Meteorol. Klimaf. Karlsruhe, No. 6*, 151 + XIV S.
- Emeis, S., 1983: Development of a Thunderstorm Complex. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 56, 399-404.
- Emeis, S., 1985: Subsynoptic Vertical Heat Fluxes in the Atmosphere over Europe. *Bonner Meteorol. Abhandl.*, 32, 106+VIII S.
- Emeis, S., 1986: Subsynoptic Vertical Energy Fluxes in Midlatitude Cyclones. *Meteorol. Rdsch.*, 39, 161-172.
- Emeis, S., 1987: Pressure Drag and Effective Roughness Length with Neutral Stratification. *Bound.-Lay. Meteorol.*, 39, 379-401.
- Emeis, S., 1989: Numerical Flow Visualization of Scale Interactions at an Internal Boundary Layer Using Streaklines. *Ann. Geophysicæ*, 7, 213-220.
- Emeis, S., 1990a: Pressure Drag of Obstacles in the Atmospheric Boundary Layer. *J. Appl. Meteorol.*, 29, 461-476.
- Emeis, S., 1990b: Surface Pressure Distribution and Pressure Drag on Mountains. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 43, 173-185. (Sonderheft: *International Conference on Mountain Meteorology and ALPEX*).

- Emeis, S. und S. Frandsen, 1993: Reduction of Horizontal Wind Speed in a Boundary Layer with Obstacles. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **64**, 297-305.
- Emeis, S. und M. J. Kerschgens, 1985: Sensitive Pressure Transducer to Deduce the Structure of Mesohighs. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **58**, 407-411.
- Emeis, S. und S. S. Zilitinkevich, 1991: Resistance Law, Effective Roughness Length, and Deviation Angle over Hilly Terrain. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **55**, 191-198.
- Emeis, S., M. S. Courtney, J. Højstrup und N. O. Jensen, 1993: Hjørdemål Experiment Data Report. *Risø-M-2289, Risø National Lab., Roskilde, DK; SFB210/E/77, Sonderforschungsbereich 210 Universität Karlsruhe*, 126 S.
- Fiedler, F., 1972: Der Einfluß der Baroklinität auf das Widerstandsgesetz in einer diabatischen Ekman-Schicht. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **45**, 164-173.
- Fiedler, F., 1975: Turbulenter Spannungs- und Deformationstensor in der Prandtl-Schicht. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **48**, 290-300.
- Fiedler, F. und H. A. Panofsky, 1972: The Geostrophic Drag Coefficient and the 'Effective' Roughness Length. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **98**, 213-220.
- Frandsen, S., 1992: On the Wind Speed Reduction in the Center of Large Clusters of Wind Turbines. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, **39**, 251-265.
- Garratt, J. R., 1977: Review of Drag Coefficients over Oceans and Continents. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 915-929.
- Georgii, W., 1923: Die Luftströmung über Gebirgen. *Met. Z.*, **40**, 108-112.
- Graf, W. H., N. Merzi und C. Perrinjaquet, 1984: Aerodynamic Drag: Measured at a Nearshore Platform on Lake of Geneva. *Arch. Met. Geoph. Biocl.*, **A33**, 151-173.
- Grant, A. L. M. und P. J. Mason, 1990: Observations of Boundary Layer Structure over Complex Terrain. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **116**, 159-186.
- Haderlein, K., 1989: On the Dynamics of Orographically Retarded Cold Fronts. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **62**, 11-19.
- Hafner, T. A., 1987: Experimentelle Untersuchungen zum Druckwiderstand der Alpen. *Berichte Inst. Meteorol. u. Klimaf. Karlsruhe, No. 9*, 217 S.
- Hafner, T. A. und R. B. Smith, 1985: Pressure Drag on the European Alps in Relation to Synoptic Events. *J. Atm. Sci.*, **42**, 562-575.
- Han, Y.-J., K. Ueyoshi und J. W. Deardorff, 1982: Numerical Study of Terrain-Induced Mesoscale Motions in a Mixed Layer. *J. Atm. Sci.*, **39**, 2464-2476.
- Heldt, K., 1989: Experimentelle Untersuchung der atmosphärischen Strömung unter dem Einfluß von Geländestrukturen und Bauwerken. *Fachkolloquium des SFB 210 am 4.10.1989 an der Universität Karlsruhe, SFB210/T/70*, 101-112.
- Heldt, K., 1991: Untersuchungen zur Überströmung eines mikroskaligen Hindernisses in der Atmosphäre. *Wiss. Ber. Inst. f. Meteorol. u. Klimaf. Univ. Karlsruhe, Nr. 14*, 97 S.

- Hoff, A. M., 1987:** Ein analytisches Verfahren zur Bestimmung der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeiten über zweidimensionalen Hügeln. *Berichte Inst. Meteorol. Klimat. Hannover, No. 28, 69 S.*
- Hoinka, K. P., 1985:** Observation of the Airflow During a Foehn Event. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 111, 199-224.*
- Holopainen, E. O., 1966:** Some Dynamic Applications of Upper-Wind Statistics. *Fin- nish Meteor. Off. Contrib., No. 62, 22 pp.*
- Hunt, J. C. R. und J. E. Simpson, 1982:** Atmospheric Boundary Layers over Non- Homogeneous Terrain. In *Plate, E. J. (Herausg.): Engineering Meteorology, Elsevier, Amsterdam, 269-318.*
- Jackson, P. S., 1981:** On the Displacement Height in the Logarithmic Velocity Profile. *J. Fluid Mech., 111, 15-25.*
- Jackson, P. S. und J. C. R. Hunt, 1975:** Turbulent Wind Flow over a Low Hill. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 101, 929-955.*
- Jenkins, G. J., P. J. Mason, W. H. Moores und R. I. Sykes, 1981:** Measurements of the Flow Structure Around Ailsa Craig, a Steep, Three-Dimensional, Isolated Hill. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 107, 833-851.*
- Jensen, N. O., 1978:** Change of Surface Roughness and the Planetary Boundary Layer. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 104, 351-356.*
- Jensen, N. O., 1983:** A Note on Wind Generator Interaction. *Risø-M-2411, 16 S. RisøNational Lab., DK-4000 Roskilde.*
- Jensen, N. O., E. L. Petersen und I. Troen, 1984:** Extrapolation of Mean Wind Statistics with Special Regard to Wind Engineering Applications. *WMO, WCP-86, WMO/TD-Nr. 15, 85 S.*
- Jensen, N. O., I. Troen und P. Højholt, 1990:** Model Comparisons with Flow over an Escarpment. *9th Symposium on Turbulence and Diffusion, AMS, Roskilde (DK), April 30 - May 3, 1990, 413-416.*
- Kämtz, 1831:** Lehrbuch der Meteorologie, Halle, 213 S.
- Kaiser, H., 1959:** Die Strömung an Windschutzstreifen. *Ber. DWD, 7, Nr. 53, 36 S.*
- Kazanskii, A. B. und A. S. Monin, 1961:** On the Dynamical Interaction between the Atmosphere and the Earth Surface (in russ.). *Izv. Akad. Nauk SSSR Geophys. Ser., 5, 786-788 (englische Übersetzung: 514-515).*
- Klemp, J. B. und D. K. Lilly, 1980:** Mountain Waves and Momentum Flux. *GARP Publ. Ser., No. 23, 115-141. WMO Genf.*
- Koloseus, H. J. und J. Davidian, 1966:** Roughness-Concentration Effects on Flow over Hydrodynamically Rough Surfaces. *Geological Survey Water-Supply Paper 1592 - D., U.S. Govt. Printing Office, Washington.*
- Kondo, J. und H. Yamazawa, 1986:** Aerodynamic Roughness over an Inhomogeneous Ground Surface. *Bound.-Lay. Meteorol., 35, 331-348.*

- Kraus, H., 1970:** Die Energieumsätze in der bodennahen Atmosphäre. *Ber. DWD*, 117 (Bd. 16), 43 S.
- Kustas, W. P. und W. Brutsaert, 1986:** Wind Profile Constants in a Neutral Atmospheric Boundary Layer over Complex Terrain. *Bound.-Lay. Meteorol.*, 34, 35-54.
- Lenz, C.-J., 1991:** Numerische Modellsimulationen zum Impulstransport durch Leewellen. *Diplomarbeit, Inst. Meteorol. Klimafor., Karlsruhe, 199S.*
- Lettau, H., 1959:** Wind Profile, Surface Stress and Geostrophic Drag Coefficients in the Atmospheric Surface Layer. In: *Frenkel, F. N. und P. A. Sheppard (Hrsg.): Atmospheric Diffusion and Air Pollution, Adv. Geophys.*, 6, 241-257.
- Lettau, H., 1969:** Note on Aerodynamic Roughness-Parameter Estimation on the Basis of Roughness-Element Description. *J. Appl. Meteorol.*, 8, 828-832.
- Lorenz, E. N., 1967:** The Nature and Theory of the General Circulation of the Atmosphere. *WMO - No. 218, TP. 115, 161 S.*
- Lüthi, D., C. Schär und H. C. Davies, 1989:** On the Atmospheric Response to Steady Mesoscale Low-Level Diabatic Heating. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 62, 126-150.
- Lugt, H. J., 1983:** Vortex Flow in Nature and Technology. *John Wiley & Sons, New York, 297 S.*
- Lyra, G., 1943:** Theorie der stationären Leewellenstörung in der freien Atmosphäre. *Z. Angew. Math. Mech.*, 23, 1-28.
- Manins, P. C. und B. L. Sawford, 1982:** Mesoscale Observations of Upstream Blocking. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 108, 427-434.
- Markatos, N. C., 1986:** Mathematical Modeling of Turbulent Flows. *Appl. Math. Modeling*, 10, 190-220.
- Mason, P. J., 1985:** On the Parameterization of Orographic Drag. *ECMWF-Seminar 1985, Vol. 2, 139-165. ECMWF, Shinfield Park, Reading, U.K., 9 - 13 September 1985.*
- Mason, P. J., 1987a:** On the Parameterization of Orographic Drag. *ECMWF-Seminar 1986, Vol. 1, 167-194. ECMWF, Shinfield Park, Reading, U.K., 15 - 19 September 1986.*
- Mason, P. J., 1987b:** Diurnal Variations in Flow over a Succession of Ridges and Valleys. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 113, 1117-1140.
- Mason, P. J. und J. C. King, 1984:** Atmospheric Flow over a Succession of Nearly Two-Dimensional Ridges and Valleys. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 110, 821-845.
- Mason, P. J. und R. I. Sykes, 1979a:** Separation Effects in Ekman Layer Flow over Ridges. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 105, 129-146.
- Mason, P. J. und R. I. Sykes, 1979b:** Flow over an Isolated Hill of Moderate Slope. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 105, 383-395.

- Mellor, G. L. und T. Yamada, 1982: Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems. *Rev. Geoph. Space Phys.*, **20**, 851-875.
- Mesinger, F. und W. G. Collins, 1986: Review of the Representation of Mountains in Numerical Weather Prediction Models. *ECMWF-Seminar 1986*, Vol. 2, 1-28. *ECMWF, Shinfield Park, Reading, U.K., 15 - 19 September 1986.*
- Meyenn, K. von, 1990: Lust an der Erkenntnis. *Triumph und Krise der Mechanik. Ein Lesebuch zur Geschichte der Physik. Serie Piper, Piper, München*, 555 S.
- Miller, M. J. und T. N. Palmer, 1986: Orographic Gravity-Wave Drag: Its Parameterization and Influence in General Circulation and Numerical Weather Prediction Models. *ECMWF-Seminar 1986*, Vol. 1, 283-333. *ECMWF, Shinfield Park, Reading, U.K., 15 - 19 September 1986.*
- Miller, M. J., T. N. Palmer und R. Swinbank, 1989: Parameterization and Influence of Subgridscale Orography in General Circulation and Numerical Weather Prediction Models. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **40**, 84-109.
- Monin, A. S. und A. M. Yaglom, 1971: Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence, Bd. 1. *MIT Press, Cambridge, Mass.*
- Morris, H. M., 1955: Flow in Rough Conduits. *Amer. Soc. Civil Eng. Trans.*, **120**, 373-398.
- Nappo, C. J., 1977: Mesoscale Flow over Complex Terrain During the Eastern Tennessee Trajectory Experiment (ETTEX). *J. Appl. Meteorol.*, **16**, 1186-1196.
- Newley, T. M. J., 1985: Turbulent Air Flow over Hills. *PhD Thesis, University of Cambridge, UK.*
- Newton, C. W., 1971: Mountain Torques in the Global Angular Momentum Balance. *J. Atm. Sci.*, **28**, 623-628.
- Nikuradse, J., 1933: Strömungsgesetze in rauhen Rohren. *Forschungsheft 361, Beilage zu: Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Ausg. B, Bd. 4, VDI-Verlag, Berlin.*
- Noilhan, J. et al., 1982: Étude expérimentale de la couche limite au-dessus d'un relief modéré proche d'une chaîne de montagne. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **24**, 395-414.
- Oort, A. H., 1989: Angular Momentum Cycle in the Atmosphere-Ocean-Solid Earth System. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **70**, 1231-1242.
- Paeschke, W., 1938: Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeits- und Stabilitätsproblem in der bodennahen Luftschicht. *Beitr. Phys. fr. Atmosph.*, **24**, 163-189.
- Palmer, T. N., G. J. Shutts und R. Swinbank, 1986: Alleviation of a Systematic Westerly Bias in General Circulation and Numerical Weather Prediction Models through an Orographic Gravity Wave Drag Parameterization. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **112**, 1001-1039.
- Panofsky, H. A. und J. A. Dutton, 1984: Atmospheric Turbulence. *John Wiley and Sons, New York etc.*, 397 S.

- Pielke, R. A., 1984: Mesoscale Meteorological Modeling. Academic Press, New York.
- Prandtl, L. et al., 1984: Führer durch die Strömungslehre. Vieweg, Braunschweig, 622 S.
- Priestley, C. H. B., 1951: A Survey of the Stress between the Ocean and Atmosphere. *Australian J. Sci. Res.*, **A4**, 315-328.
- Ranga Raju, K. G., G. Webel und M. Schatzmann, 1981: Resistance Characteristics of Rough Open Channels with a Rigid Boundary. *Bericht Sonderforschungsbereich 80 Universität Karlsruhe, SFB80/TE/196*, 40 S.
- Rau, M., R. Friedrich und E. J. Plate, 1985: Umströmung und Widerstandsverhalten von Wänden in turbulenten Grenzschichtströmungen. *Bericht Sonderforschungsbereich 210 Universität Karlsruhe, SFB 210/T/8*, 125 S.
- Rodi, W., 1978: Turbulence Models and Their Application in Hydraulics: A State of the Art Review. *Bericht Sonderforschungsbereich 80 Universität Karlsruhe, SFB 80/T/127*, S.
- Roth, R., 1972: Modelle für das Windprofil über einer rauhen und einer glatten Oberfläche. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **45**, 277-304.
- Salstein, D. A., D. M. Kann, A. J. Killer und R. D. Rosen, 1993: The Sub-bureau for Atmospheric Angular Momentum of the International Earth Rotation Service: A Meteorological Data Center with Geodetic Applications. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **74**, 67-80.
- Schädler, G., 1989: Auswirkungen inhomogenen Bewuchses von Landoberflächen: Modellrechnungen. *Fachkolloquium des SFB 210 am 4.10.1989 an der Universität Karlsruhe, SFB210/T/70*, 101-112.
- Schumann, U., 1987: Influence of Mesoscale Orography on Idealized Cold Fronts. *J. Atm. Sci.*, **44**, 3423-3441.
- Seginer, I., 1975: Atmospheric Stability Effect on Windbreak Shelter and Drag. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **8**, 383-400.
- Shao, Y.-P. und M. Hantel, 1986: Subsynchronous Vertical Momentum Flux in the Atmosphere over Europe. *Bonner Meteorol. Abhandl.*, **33**, 159pp.
- Shutts, G., 1986: Parameterization of Sub-grid Scale Gravity Wave Momentum Transfer and its Influence in Forecast/Climate Models. *ECMWF-Seminar 1985, Vol. 2*, 167-198. *ECMWF, Shinfield Park, Reading, U.K., 9 - 13 September 1985*.
- Smith, F. B. und D. J. Carson, 1977: Some Thoughts of the Specification of the Boundary Layer Relevant to Numerical Modelling. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **12**, 307-330.
- Smith, R. B., 1978: A Measurement of Mountain Drag. *J. Atm. Sci.*, **35**, 1644-1654.
- Smith, R. B., 1979: Some Aspects of the Quasi-Geostrophic Flow over Mountains. *J. Atm. Sci.*, **36**, 2385-2393.

- Smith, R. B., 1989: Mountain-Induced Stagnation Points in Hydrostatic Flow. *Tellus*, **41A**, 270-274.
- Stull, R. B., 1988: An Introduction to Boundary Layer Meteorology. *Kluwer Academic Publishers, Dordrecht*, 666 p. ISBN 90-277-2769-4.
- Sykes, R. I., 1978: Stratification Effects in Boundary Layer Flow over Hills. *Proc. Roy. Soc.*, **A361**, 225-243.
- Sykes, R. I., 1980: An Asymptotic Theory of Incompressible Turbulent Boundary-Layer Flow over a Small Hump. *J. Fluid Mech.*, **101**, 647-670.
- Taylor, P. A., 1977: Numerical Studies of Neutrally Stratified Planetary Boundary Layer Flow over Gentle Topography, I: Two-Dimensional Cases. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **12**, 37-60.
- Taylor, P. A., 1987: Comments and Further Analysis of Effective Roughness Lengths for Use in Numerical Three-Dimensional Models. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **39**, 403-418.
- Taylor, P. A., P. J. Mason und E. F. Bradley, 1987: Boundary Layer Flow over Hills. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **39**, 107-132.
- Taylor, P. A., R. I. Sykes und P. J. Mason, 1989: On the Parameterization of Drag over Small-Scale Topography in Neutrally-Stratified Boundary-Layer Flow. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **48**, 409-422.
- Tennekes, H., 1973: Similarity Laws and Scale Relations in Planetary Boundary Layers. In: *Workshop on Micrometeorology* (Ed. D. A. Haugen), AMS, 177-216.
- Thompson, R. S., 1978: Note on the Aerodynamic Roughness Length for Complex Terrain. *J. Appl. Meteorol.*, **17**, 1402-1403.
- Tollner, H., 1961: Meteorologische Gesichtspunkte zur Frage der Durchlüftung des geplanten Straßentunnels im Felbertauerengebiet. 54.-57. *Jahresbericht des Sonnblick-Vereins, Wien*.
- Tropea, C. D., 1982: Die turbulente Stufenströmung in Flachkanälen und offenen Gerinnen. *Bericht Sonderforschungsbereich 80 Universität Karlsruhe, SFB80/E/210*, 120+24 S.
- Ulbrich, U. et al., 1991: The Effect of a Regional Increase in Ocean Surface Roughness on the Tropospheric Circulation: A GCM Experiment. *Report Nr. 70, Max-Planck-Institut f. Meteorol., Hamburg*, 24 S.
- Walmsley, J. L., J. R. Salmon und P. A. Taylor, 1982: On the Application of a Model of Boundary-Layer Flow over Low Hills to Real Terrain. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **23**, 17-46.
- Walmsley, J. L., P. A. Taylor und T. Keith, 1986: A Simple Model of Neutrally Stratified Boundary-Layer Flow over Complex Terrain with Surface Roughness Modulations (MS3DJH/3R). *Bound.-Lay. Meteorol.*, **36**, 157-186.
- Walmsley, J. L., I. Troen, D. P. Lalas und P. J. Mason, 1990: Surface-Layer Flow in Complex Terrain: Comparisons of Models and Full-Scale Observations. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **52**, 259-281.

- Wegener, K., 1913: Die Wirkung der Berge auf eine sie übersteigende Luftsäule. *Beitr. Phys. fr. Atm.*, 5, 206-208.
- White, R. M., 1949: The Role of Mountains in the Angular Momentum Balance of the Atmosphere. *J. Meteorol.*, 6, 353-355.
- Wieringa, J., 1986: Roughness-Dependent Geographical Interpolation of Surface Wind Speed Averages. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 112, 867-889.
- Wippermann, F., 1972: Empirische Formeln für die universellen Funktionen $M(\mu)$ und $N(\mu)$ im Widerstandsgesetz einer barotropen und diabatischen planetaren Grenzschicht. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 45, 305-311.
- WMO, 1982: ALPEX, Experimental Design. *GARP-ALPEX No. 1, WMO, Genf, 99S. und 5 Anhänge.*
- Wooding, R. A., E. F. Bradley und J. K. Marshall, 1973: Drag due to Regular Arrays of Roughness Elements of Varying Geometry. *Bound.-Lay. Meteorol.*, 5, 285-308.
- Wyngaard, J. C. und R. A. Brost, 1984: Top-Down and Bottom-Up Diffusion of a Scalar in the Convective Boundary Layer. *J. Atm. Sci.*, 41, 102-112.
- Yeh, T.-C. und P.-C. Chu, 1958: Some Fundamental Problems of the General Circulation of the Atmosphere (in Chinese with English summary). *Inst. Geophys. Meteor., Academia Sinica.*
- Zeman, O. und N. O. Jensen, 1987: Modification of Turbulence Characteristics in Flow over Hills. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 113, 55-80.
- Zilitinkevich, S. S., 1975: Resistance Laws and Prediction Equations for the Depth of the Planetary Boundary Layer. *J. Atmos. Sci.*, 32, 741-752.
- Zilitinkevich, S. S., 1989: Velocity Profiles, the Resistance Law, and the Dissipation Rate of the Mean Flow Kinetic Energy in a Neutrally and Stably Stratified Planetary Boundary Layer. *Bound.-Lay. Meteorol.*, 46, 367-387.

Namensverzeichnis

A

Adrian 17, 125
 Andre 17

B

Bannon 17
 Baumgartner 96
 Belcher 16
 Billwiller 10f
 Bischoff-Gauss 156
 Blackadar 92
 Blondin 17
 Bougeault 14f
 Bradley 14
 Brost 140, 145
 Brutsaert 2, 93, 95, 107, 110
 Burrige 6, 94

C

Carson 94, 96
 Chu 2
 Clarke 165
 Claussen 17, 53, 93, 145
 Collins 95
 Courtney 139, 147

D

Davidian 65ff, 69
 Davies 13f, 17, 22, 121, 126, 156f
 Da Vinci 9
 De Bruin 113
 Deardorff 17, 34, 77, 121, 167
 Descartes 9f
 Dörnbrack 167
 Dorwarth 125, 140, 151
 Dutton 145, 151

E

Emeis 4, 8, 51, 53, 55, 57, 61, 69,
 72, 99, 102, 105, 130, 132,
 135, 139, 148, 155f, 166

F

Fiedler 1, 17, 92f, 125, 151, 165
 Frandsen 51ff
 Frühwald 97

G

Garratt 78
 Georgii 11
 Graf 79f
 Grant 6, 17, 93, 99
 Gross 156

H

Haderlein 156f
 Hafner 13ff, 155
 Han 167
 Hantel 4, 13, 22
 Heldt 8, 14, 147
 Hess 165
 Højholt 139
 Højstrup 139, 147
 Hoff 15f, 35
 Hoinka 13, 155
 Holopainen 2
 Hunt 14f, 46, 99
 Hutchings 10, 12

J

Jackson 14f, 91, 99
 Jenkins 14
 Jensen 16, 49, 52, 101, 139, 147

K

Kämtz 10
 Kaiser 49f
 Kazanskii 92
 Kerschgens 156
 King 14
 Klemp 57, 81
 Koloseus 65ff, 69
 Kondo 17
 Kraus 92
 Kustas 2, 93, 107, 110
 Kutzbach 96f

L

Lenz 82
 Lettau 92, 96, 107, 113
 Lilly 57, 81
 Lorenz 2, 13
 Lugt 9
 Lyra 13
 Lüthi 126

M

Manins	14
Markatos	17
Mason	6, 14f, 17, 82, 93, 95, 97, 99, 107, 110, 113
Mellor	125, 139f, 145, 151
Mesinger	95
Meyenn	10
Miller	6, 94f, 123
Monin	92f
Moore	113
Morris	48

N

Nappo	2, 17, 93, 107, 110
Newley	16, 110
Newton	26, 121
Nikuradse	60, 69, 96, 121
Noilhan	107, 110

O

Oort	13
------	----

P

Paeschke	95f
Palmer	123
Panofsky	1, 93, 145, 151
Petersen	52
Phillips	13f
Pielke	125
Prandtl	28, 36, 64, 96, 121
Priestley	2

R

Ranga Raju	48
Rau	46
Rodi	17, 140
Roth	25, 61, 63, 95

S

Salstein	13
Sawford	14
Schumann	156f, 167
Schädler	166f
Schär	126
Seginer	78
Shao	4, 13, 22
Shutts	123
Simpson	46

Smith	6, 14, 94, 96, 121f
Stull	30
Sykes	15, 37, 41, 82f

T

Taylor	6, 14, 16f, 105
Tennekes	30, 92
Thompson	2, 17, 93, 107, 110, 113
Tollner	11
Troen	52, 139
Tropea	46

U

Ulbrich	6
---------	---

W

Walmsley	15
Wegener	11
White	2, 12f
Wieringa	96
Wippermann	165
Wooding	48
Wyngaard	140, 145

Y

Yaglom	93
Yamada	125, 139f, 145, 151
Yamazawa	17
Yeh	2

Z

Zehnder	17
Zeman	16
Zilitinkevich	166

Stichwortverzeichnis

Die angegebenen Zahlen beziehen sich auf die Unterkapitel.

A

Ablösung der Strömung 5.1.1, A.2-A.4, B
 aerodynamisch, glatt/rauh 3.3, 5.1.3
 Alpen (ALPEX) 2.1, 2.2, 6.2.3, C
 Analytische Modelle 2.3, 4.1, 6.2.1
 Anströmung, instationäre C
 Asymptotische Formen
 der Widerstandsgesetze D
 Asymptotische Lösung
 der Bewegungsgleichungen 4.1.2
 Auftrieb 1

B

Belegungsdichte 4.3.2, 5.2.1
 Bergdrehimpuls (mountain torque) 1
 Bewegungsgleichung 3.4
 Bifurkation A.4
blending-Höhe 4.3.2, 7.2
 Bodendruck,
 —, hydrostatischer Anteil 3.5.2
 —, dynamischer Anteil 3.5.2
 Bodendruckverteilung 4, B
 Bodenrauigkeit 5.1.3, 7
 Böenkopf C

C

CFL-Kriterium A.1, A.2

D

Dammüberströmung 4.2.1, B.3.1
 Deformation der Strömung 3.3, 3.4.1
 Diffusion, numerische A.2-A.5, B.5
 —, von negativem Impuls 4.3.1
 dimensionslose Maßzahlen 3.3, 3.4.3
 Dispersionsbeziehung 5.1.2
 Druckverteilung 2.1, 4

E

Einflußhöhe 2.1
 Einschwingen der Modelllösung A.2, A.4
 Ekman-Schicht 7.4.2, 7.4.3

F

Föhn 2.1
 Froudezahl 3.3, 6

G

Geländestufe B.1, B.3.2
 Geschwindigkeitsskala, turbulente 3.4.2

H

Hindernisensemble 4.3, 5.2, 6.2.3

Hindernisform	A.1	—, Spektrum	5.2.2, 5.2.3
Hochwasserdamm	B.1, B.3.1		

I

Impulsbilanz	4.3.2
Impulsflüsse	3.4
—, horizontale turbulente	B.5
Impulshaushalt	3.4.1
Interferenz von Schwerewellen	6.2.3

K

Kaltluftfluß (Dichteströmung)	C
'Kissen'-Effekt	6.2.2
Kontrollvolumen	3.2
konvektive Strukturen	D.1.1

L

Lineare Theorie der Schwerewellen	6.2.1
logarithmisches Windprofil	7.1, B.4

N

Normierung des Widerstands	3.4.2, 6.2.1, 6.2.3
numerisches Modell	2.4, A
—, stationäre Lösungen	A.2

O

Orographie	
—, Envelope	7.2
—, Silhouette	7.2
—, sinusförmige	5.2.1, 7.5

P

Parametrisierung	7.5
Plattengrenzschicht	5.1.4, 8
Potentialströmung	1, 3.3, 4.1, 8
Prandtl-Schicht	7.4.1

R

Rauhigkeitslänge, effektive	1, 7, 8
—, empirische Bestimmung	7.3
—, Berechnung	7.4
Reynoldszahl, turbulente	3.3
Rosbyzahl, (Boden-)	3.3, 5.1.3
—, -Ähnlichkeitstheorie	5.1.3, 7.1, 7.4.2
—, —, vereinfachte	7.4.3
—, Hindernis-	3.3, 3.4
—, planetare	3.3, 3.4

S

Schichtung der Atmosphäre	
—, neutrale	5
—, nicht neutrale	6, C
Schließungsansatz	2.4, B
Schubspannungsgeschwindigkeit	7.1, 7.4
Schwarzwald	5.2.3
Skalenanalyse	3.4

T

Theorie der dünnen Tragflächen	4.1.1
Tracer, numerischer	B.3.1, A.2
Trägheitskräfte	5.1.4
Turbulenz, Schließung	2.4, 3.4.2, B.2
—, Large-Eddy-Simulation	B.2.1

V

Verdrängungsdicke	7.1, 7.7
Viskosität, turbulente	3.3, 6.1

W

Wellen,	
—, Rossby-	1
—, Schwere-	1, 6.2
—, Trägheits-	1, 5.1.2
Widerstand,	
—, aerodynamischer	3.2
—, Druck-	3.2
—, Form-	1, 3.5.3
—, —, makroturbulenter	1, 5.1.1
—, —, mikroturbulenter	1, 5.1.3
—, —, shallow-water	8, D.1.1
—, —, thermal-anomaly	8, D.1.1
—, —, viskoser	1, 5.1.1, 6.1
—, hydrostatischer	1, 3.5.2, 6.1, 6.2
—, Wellen-	1, 3.5.1, 6.2
Widerstandsbeiwert	3.4.3, 5.1, 6.2, 7
—, effektiver	7.4
Widerstandsgesetz	7.1, 7.4
Windkraftanlagen	4.3.1, 4.3.2
Windschutzstreifen	4.3.1
Wirbelviskosität	2.4, 3.3

Z

Zähigkeitskräfte	5.1.4
Zeitschritt, Länge des -s	A.2

Symbolverzeichnis

$c_p(x)$	normierte Bodendruckverteilung	$w(x, z)$	vertikale Windkomponente
d	Verdrängungshöhe	$w^*(x, z)$	normierte vertikale Windkomponente
f	Coriolisparameter	x	horizontale Koordinate
$f(x)$	Formfunktion (siehe (4.1))	x^*	normierte horizontale Koordinate
$f(\lambda)$	Einflußfunktion von λ auf den Widerstand (siehe (4.40) und (5.15))	y	horizontale Koordinate
g	Erdbeschleunigung	y^*	normierte horizontale Koordinate
$h(x)$	Höhe der Orographie (siehe (A.1))	z	vertikale Koordinate
k	kinetische Energie (Kap.2)	z^*	normierte vertikale Koordinate
k	horizontale Wellenzahl	z_0	Rauhigkeitslänge
l	vertikale Wellenzahl (Kap. 5)	z_{0eff}	effektive Rauhigkeitslänge
l	Mischungsweglänge (Anh. B)	z_i	Höhe der Inversion
m_c	Formfaktor ($=10 \cdot \lambda / C_{WR}$)	A	$= H/L$ (Kap. 6)
$p(x, z)$	Druck	A^*	Konstante im vereinfachten Widerstandsgesetz (siehe (7.18))
$p_{ag}(x, z)$	ageostrophischer Druckanteil (Stördruck)	$A(\mu)$	Konstante im Widerstandsgesetz ($A = A(0) = 1, 2$) (siehe (7.2a) und Anh. D)
$p_g(x, z)$	geostrophischer Druckanteil	B	Hindernisbreite quer zur Anströmung
$p_s(x)$	Druck am Boden	$B(\mu)$	Konstante im Widerstandsgesetz ($B = B(0) = 3, 7$) (siehe Anh. D)
$u(x, z)$	horizontale Windkomponente	C_{W0}	Widerstandsbeiwert der Prandtl-Schicht (siehe (7.11))
$u^*(x, z)$	normierte horizontale Windkomponente	C_D	geostrophischer Widerstandsbeiwert
u_g	horizontale geostrophische Windkomponente	C_{Deff}	effektiver geostrophischer Widerstandsbeiwert (siehe (7.14))
u_*	Schubspannungsgeschwindigkeit	C_W	Widerstandsbeiwert (siehe (5.2))
u_{*eff}	eff. Schubspannungsgeschwindigkeit (siehe (7.9))	C_W^*	Widerstandsbeiwert (siehe (5.9) bzw. (A.2))
$v(x, z)$	horizontale Windkomponente	$C_{Weff}(z)$	effektiver Widerstandsbeiwert der Prandtl-Schicht (siehe (7.11))
$v^*(x, z)$	normierte horizontale Windkomponente		
v_g	horizontale geostrophische Windkomponente		

C_{WF}	Widerstandsbeiwert des Formwiderstands (siehe (6.10))		(siehe (C.5))
C_{WR}	normierter Widerstandsbeiwert (siehe (5.3))	N_3	dimensionsfreier Parameter (siehe (C.6))
$\overline{C_{WR}}$	normierter Widerstandsbeiwert für ein Hindernis in einem Hindernisensemble (siehe (5.14))	Re_t	turbulente Reynoldszahl ($=UL/\nu_t$)
C_{WT}	Widerstandsbeiwert des Gesamtwiderstands (siehe (6.11))	$Re_{t\delta}$	modifizierte turbulente Reynoldszahl in der Grenzschicht ($=UL/\nu_{t\delta}$), siehe (5.10a)
C_{WW}	Widerstandsbeiwert des Wellenwiderstands (siehe (6.9))	Ri	Richardsonzahl
D	Abstand zweier Hindernisse	Ro_c	krit. Bodenrossbyzahl ($=10^5$)
D^*	normierter Abstand zweier Hindernisse ($=D/2L$)	Ro_o	Hindernisrossbyzahl ($=U/fL$)
E	turbulente kinetische Energie	Ro_p	planetare Rossbyzahl ($=U/\beta L^2$)
F	anteilige Fläche pro Hindernis	Ro_s	Bodenrossbyzahl ($=U/fz_0$)
Fr	Froudezahl ($=NL/U$)	U	charakt. Geschwindigkeitsskala
Fr_2	Froudezahl ($=ND/U$)	W_D	Druckwiderstand pro Einheitslänge (siehe (3.6))
Fr_h	Froudezahl ($=NH/U$)	W_{DF}	Formwiderstand pro Einheitslänge (siehe (3.19))
Fr_D	gravitationelle Froudezahl (siehe (C.2))	W_{DH}	hydrostatischer Widerstand pro Einheitslänge (siehe (3.18))
Fr_{DL}	Froudezahl (siehe (6.13))	W_{DW}	Wellenwiderstand pro Einheitslänge (siehe (3.14))
Fr_N	rotationelle Froudezahl (siehe (C.3))	W_D^*	Druckwiderstand (siehe (3.1))
G	Betrag des geostrophischen Windes	α	Ablenkungswinkel gegenüber dem geostrophischen Wind (siehe (7.16))
H	Höhe des Hindernisses	β	$\partial f/\partial y$
H_{sk}	Skalenhöhe der Atmosphäre	δ	Grenzschichthöhe
K_h	Austauschkoeffizient für Wärme	ϵ	Dissipation
K_m	Austauschkoeffizient für Impuls	κ	von-Karman Konstante ($=0,4$)
K_q	Austauschkoeffizient für turbulente kinetische Energie	λ	Belegungsdichte mit Hindernissen (siehe (5.11))
L	halbe Breite eines Einzelhindernisses in Strömungsrichtung	λ_c	kritische Belegungsdichte mit Hindernissen ($=0,02$)
L_z	Länge des komplexen Geländes	μ	Schichtungsparameter ($=z_i/L_*$)
L_*	Monin-Obukhov-Länge	μ_*	Schichtungsparameter ($=z_i(t)/L_*$)
L_{*eff}	eff. Monin-Obukhov-Länge (siehe (D.1))	μ_{eff}	Schichtungsparameter ($=z_i/L_{*eff}$)
N	Brunt-Väisälä-Frequenz	ν	molekulare Viskosität
N_1	dimensionsfreier Parameter (siehe (C.4))	ν_t	turbulente Viskosität ($=10m^2s^{-1}$)
N_2	dimensionsfreier Parameter		

ν_{ts}	modifizierte turbulente Viskosität in der Grenzschicht ($=\nu_t \cdot \frac{L}{L_{m.s.}}$), siehe (5.10a)
ρ	Luftdichte
σ	Quellfunktion (siehe (4.1))
τ	Schubspannung
Θ	potentielle Temperatur
Δt	Zeitschritt des num. Modells
Δx	horiz. Gitterweite des num. Modells
Δz	vert. Gitterweite des num. Modells

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. F. Fiedler für die Anregung zu dem Thema dieser Arbeit. Weiterhin danke ich ihm und allen Mitarbeitern des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung des Kernforschungszentrums Karlsruhe und der Universität Karlsruhe für die Möglichkeit, in diesem Institut zu arbeiten, und für die dabei erfahrene Unterstützung.

Mein Dank gilt der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die den Sonderforschungsbereich 210 "Strömungsmechanische Bemessungsgrundlagen für Bauwerke" an der Universität Karlsruhe finanziell trägt. Die Arbeit entstand im Rahmen des Teilprojekts A1 "Numerische Simulation geschichteter Strömungen über gegliedertem Gelände" dieses SFB 210. Sehr geschätzt habe ich immer die Diskussion und Zusammenarbeit mit Mitarbeitern in anderen Teilprojekten und in der Geschäftsstelle des SFB 210.

Die numerischen Simulationen sowie die Textverarbeitung für diese Schrift wurden auf Rechenanlagen des Rechenzentrums der Universität Karlsruhe durchgeführt. Das numerische Modell in der hier benutzten Version wurde weitestgehend von Dr. G. Dorwarth (früher SFB 210, jetzt Daimler Benz AG) erstellt. Während der numerischen Arbeiten war mir die stete Diskussionsbereitschaft von Dr. G. Adrian und anderen Mitarbeitern des Instituts eine große Hilfe. Ein großer Teil der Zeichnungen wurde von Frau Urbanek angefertigt.

Weiter gilt mein Dank auch dem dänischen Forschungszentrum Risø, das mir einen vierteljährigen Forschungsaufenthalt an der dortigen Abteilung für Meteorologie und Windenergie ermöglicht hat. Allen Mitarbeitern dieser Abteilung, insbesondere Dr. Niels Otto Jensen, bin ich für die Gastfreundschaft und die Diskussionen sehr verbunden.

Nicht zuletzt gilt mein Dank natürlich meiner Familie, die es ertragen mußte, gelegentlich hinter meinem Interesse für die Wissenschaft zurückzustehen, und mich trotzdem bei meiner Arbeit voll unterstützt hat.