

Wissenschaftliche Berichte des Instituts für
Meteorologie und Klimaforschung der
Universität Karlsruhe (TH)

40

Ralph Lux

**Modellsimulationen zur
Strömungsverstärkung
von orographischen
Grundstrukturen bei
Sturmsituationen**



Ralph Lux

**Modellsimulationen zur Strömungsverstärkung von
orographischen Grundstrukturen bei Sturmsituationen**

Wissenschaftliche Berichte des Instituts für Meteorologie und
Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH)
Band 40

Herausgeber: Prof. Dr. Ch. Kottmeier

Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe
(TH) (gemeinsam betrieben mit dem Forschungszentrum Karlsruhe)
Kaiserstr. 12, 76128 Karlsruhe

Modellsimulationen zur Strömungs- verstärkung von orographischen Grundstrukturen bei Sturmsituationen

von
Ralph Lux



universitätsverlag karlsruhe

Dissertation, genehmigt von der Fakultät für Bauingenieur-, Geo- und
Umweltwissenschaften der Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH), 2007
Referenten: Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Bodo Ruck, Prof. Dr. rer. nat. Franz Fiedler

Impressum

Universitätsverlag Karlsruhe
c/o Universitätsbibliothek
Straße am Forum 2
D-76131 Karlsruhe
www.uvka.de



Dieses Werk ist unter folgender Creative Commons-Lizenz
lizenziiert: <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Universitätsverlag Karlsruhe 2007
Print on Demand

ISSN: 0179-5619
ISBN: 978-3-86644-140-8

Modellsimulationen zur Strömungsverstärkung von orographischen Grundstrukturen bei Sturmsituationen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für

Bauingenieur-, Geo- und Umweltwissenschaften
der Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Ralph Lux

aus Augsburg

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Februar 2007

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. Dr.h.c. Bodo Ruck

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Franz Fiedler

Karlsruhe 2007

Kurzfassung

Durch Winterstürme verursachte Schäden erreichen jährlich hohe Schadenssummen. Dabei zeigt sich ein sehr differenziertes Schadensmuster, welches in gegliedertem Gelände maßgeblich durch die orographischen Gegebenheiten bestimmt wird und Maßnahmen mit dem Ziel einer Schadensprävention erschwert. In der vorliegenden Arbeit soll der Einfluss von orographischen Strukturen hinsichtlich ihrer windverstärkenden Wirkung quantifiziert werden.

Um die bei atmosphärischen Strömungen hochgradig turbulenten Vorgänge bei der Überströmung von Geländeformen darstellen zu können, wird das am Institut für Meteorologie und Klimaforschung (IMK) entwickelte mesoskalige Modell KAMM2 verwendet. Die Konzeption des Modells ermöglicht eine selektive Untersuchung der durch die Orographie verursachten Strömungsvorgänge.

Die Modellrechnungen konnten Regionen mit erhöhten Windgeschwindigkeiten für idealisierte orographische Strukturen sowie für komplexes Gelände aufzeigen. Durch eine Klassifizierung von orographischen Grundstrukturen in komplexem Gelände gelang es, deren Einfluss auf Windverstärkungen differenziert zu bestimmen.

Abstract

Damages caused by winter storms are provoking enormous amounts of losses every year. Thereby a differentiated pattern of damages in structured terrain can be observed, which is mainly caused by the influence of the orography and which complicates measures of prevention. This influence of orographic structures on wind speed-ups should be shown in this work.

For the calculation of the highly turbulent processes of atmospheric flow over terrain structures, the mesoscale model KAMM2 was applied. It was developed at the Institute for Meteorology and Climate Research (IMK) of the University of Karlsruhe. The model's design permits a selective investigation of flow processes caused by the orography.

The simulations identified areas of elevated wind speed for idealised structures as well as for complex terrain. The influence on wind speed-ups of basic orographic structures could be determined in a differentiated way by their classification in complex terrain.

Inhaltsverzeichnis

Inhalt	iii
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	5
2.1 Meteorologische Grundlagen	5
2.1.1 Globale atmosphärische Strömungen	5
2.1.2 Vertikaler Aufbau der Atmosphäre	6
2.1.3 Sturmereignisse: Entstehung und Auswirkungen	7
2.2 Beschreibung und Quantifizierung atmosphärischer Prozesse	9
2.2.1 Vereinfachende Konzepte und Näherungen	10
2.2.2 Orographische Einflüsse auf das Windfeld	14
2.2.3 Ansätze zur Ermittlung von Windgeschwindigkeit und -gefährdung über komplexer Orographie	19
2.2.4 Meteorologische Prognosemodelle	22
3 Numerische Simulation von Starkwind mit dem Modell KAMM2	27
3.1 Modellbeschreibung	27
3.1.1 Grundgleichungen	28
3.1.2 Skalentrennungen und vereinfachende Annahmen	29
3.1.3 Randbedingungen	34
3.1.4 Turbulenzparametrisierung	36
3.2 Besonderheiten bei der Simulation von Starkwind	40
3.3 Modellanpassungen zur Durchführung von Starkwindsimulationen	42
3.3.1 Laterale Randdämpfung	42
3.3.2 Initialisierung	46

3.3.3	Berechnung von Windböen	47
3.4	Ermittlung der thermischen Verhältnisse bei Sturmsituationen	49
4	Modellvalidierung anhand einfacher Simulationen	57
4.1	Stabil geschichtete Hindernisüberströmung	57
4.2	Neutral geschichtete Hindernisüberströmung	61
5	Simulationen der Strömung über idealisierten Geländestrukturen	65
5.1	Überströmung von Tälern	66
5.2	Simulation von Fallwinden	73
5.3	Strömungsentwicklung im Lee steiler Topographie	82
5.3.1	Modellkonfiguration	86
5.3.2	Entwicklung von Strömungsablösung	87
5.3.3	Einflussgrößen auf die Intensität von Strömungsablösung	90
5.3.4	Zusammenfassung und Auswertung	100
6	Simulationen über komplexem Gelände	103
6.1	Spezielle Anforderungen	103
6.2	Simulation des Orkans „Lothar“	105
6.2.1	Synoptische Situation	105
6.2.2	Beschreibung der Simulation	107
6.2.3	Ergebnisse	110
6.3	Hochauflösende Starkwindsimulation	116
6.4	Diskussion	117
7	Einfluss der Orographie auf das Windfeld	119
7.1	Rossby-Ähnlichkeit über komplexem Gelände	119
7.2	Vereinfachte Bestimmung von Windverstärkungen über komplexem Gelände	123
7.3	Abhängigkeit der Windverstärkung von orographischen Kenngrößen	130
7.4	Abhängigkeit der Windverstärkung von orographischen Grundstrukturen	136
8	Zusammenfassung und Ausblick	145

A Anhang	149
A.1 Numerische Umsetzung von KAMM2	149
A.2 Lineare Überströmungstheorie nach Jackson und Hunt	151
A.3 Das c-means-Verfahren	153
A.4 Erkennung und Klassifizierung orographischer Grundstrukturen . . .	154
 Literaturverzeichnis	 158
 Symbolverzeichnis	 170

Kapitel 1

Einleitung

Für Versicherungsunternehmen stellen Sturmschäden die größte Schadensgruppe unter den auftretenden Naturkatastrophen in Deutschland dar. Nach Angaben der Münchener Rückversicherung (1999) wurden 64% der in Deutschland durch Naturkatastrophen hervorgerufenen, versicherten Schäden im Zeitraum zwischen 1970 und 1998 von Winterstürmen verursacht. Diese zeichnen sich im Gegensatz zu kleinereisalen Ereignissen wie Gewitterstürme oder Tornados vor allem durch ihr großräumiges Auftreten und damit durch entsprechend ausgedehnte Schadensgebiete aus. So hat beispielsweise der Orkan Lothar am 26.12.1999 allein an den Strommasten in Baden-Württemberg einen Schaden in Höhe von rund 15 Millionen Euro und an Gebäuden von rund 500 Millionen Euro verursacht (Fiedler, 2003). Der Schaden an forstwirtschaftlich genutzten Flächen betrug 750 Millionen Euro (Axer et al., 2005).

Entsprechende Maßnahmen wie beispielsweise konstruktive Modifikationen, die Wahl geeigneter Baumarten bei der Aufforstung oder eine geeignete Traufkantenbildung für Waldgebiete könnten dabei zu einer Verminderung der Schäden beitragen. Dafür ist es sinnvoll, diejenigen Bereiche zu lokalisieren, für welche eine erhöhte Gefährdung aufgrund verstärkter Windeinwirkung anzunehmen ist. Bei der Identifizierung besonders gefährdeter Gebiete stellt insbesondere der zeitlich wie räumlich stark variable Charakter des Windes eine besondere Herausforderung dar. Am deutlichsten wird das instationäre Verhalten des Windes in einem für den Menschen unmittelbar erfassbaren Bereich wie etwa bei einer Wirbelbildung an Häuserkanten, dem an- und abschwellendem Rauschen von Wäldern durch Windböen oder durch Kanalisierungseffekte in Häuserschluchten, wo sich Bereiche mit deutlich erhöhten Windgeschwindigkeiten ausbilden können. Dieser der menschlichen Erfahrung unmittelbar zugängliche Skalenbereich wird nach Orlanski (1975) auch als Mikroskala bezeichnet. Analoge Prozesse finden auch auf einer größeren Skala statt, der in dieser Arbeit betrachteten Mesoskala. Auch auf diesem Skalenbe-

reich zeigt sich der stark intermittierende Charakter des Windverhaltens, der sich schließlich in den Daten von Windmessungen im Gelände widerspiegelt (z.B. Kalthoff et al., 2003). Auf der Grundlage solcher Aufzeichnungen kann belegt werden, dass selbst an benachbarten Stationen bei leicht unterschiedlichen Wetterbedingungen die maximalen Windgeschwindigkeiten nie an der selben Station auftreten.

Ein Großteil der räumlichen und zeitlichen Variationen der oberflächennahen Windgeschwindigkeit und -richtung ist auf die durch die Oberflächenstruktur verursachten Vorgänge zurückzuführen, welche die großskalige Strömung in den bodennahen Bereichen überlagern (z.B. Rife, 1996). Neben den durch die Sonneneinstrahlung bedingten Prozessen, welche bei Starkwindereignissen zu vernachlässigen sind und der Geländerauhigkeit ist deshalb die Orographie, also die reine Oberflächenform des Geländes als wichtiger Einflussfaktor zu berücksichtigen.

Für elementare Geländeformen wie beispielsweise Hügel oder Geländestufen können zur Abschätzung von Windgeschwindigkeitserhöhungen unter bestimmten Bedingungen vereinfachte Regeln angewendet werden (vgl. Lemelin et al., 1988). Auch in technischen Normenwerken kommen solche Näherungen zur Berücksichtigung isolierter und elementarer Geländeformen bei der Bemessung von Windlasten auf Bauwerke zur Anwendung (vgl. DIN 1055-4, 2005). Diese Näherungen stellen allerdings nur grobe Richtwerte dar und sind nicht in stark gegliedertem Gelände anzuwenden. Viele Einflüsse wie Kanalisierungen durch Täler, Umströmungen von Hindernissen, die Wirkung von komplexen, steilen Geländestrukturen und nichtlineare Effekte können auf diese Weise nicht näher bestimmt werden. Somit bleiben auch die für Windverstärkungen bedeutende Strömungseffekte wie erzwungene Konvergenzen, durch Querschnittsänderungen bedingte Beschleunigung oder Ablösewirbel und damit verbundene Böigkeit unberücksichtigt, welche in ihrer Gesamtheit zu sehr differenzierten Schadensmustern führen. Auch andere Ansätze wie beispielsweise statistische Auswertungen von Beobachtungsdaten (vgl. Kasperski, 2001) oder vereinfachende Strömungsmodelle (vgl. Jackson und Hunt, 1975) bieten bezüglich der Beschreibung solcher Strömungsmuster und damit einer Schadensprognose nur teilweise eine Verbesserung an.

Numerische Strömungsmodelle dagegen sind in der Lage, das gesamte Spektrum an Strömungsprozessen wiederzugeben. Diese Methode verursacht allerdings einen erheblichen Aufwand an Rechnerressourcen, der vor allem durch die verwendete Auflösung des Rechengitters bestimmt wird. Operationell eingesetzte Wettervorhersagemodelle können aus diesem Grunde zwar den großräumigen Antrieb bestimmen, eine Berechnung orographisch verursachter Strömungseffekte ist aufgrund des verwendeten groben Rechengitters und damit einer unzureichenden Auflösung des

Geländes nicht möglich.¹ Daher ist eine Verbesserung im Prozessverständnis notwendig, welche eine Gefährdungsabschätzung mittels der vorhandenen topographischen Gegebenheiten zum Ziel hat. In dieser Arbeit wird der besonders wichtige Einfluss der Orographie auf das Windfeld bei Sturmsituationen behandelt.

Diese Untersuchungen werden mit Hilfe des mesoskaligen meteorologischen Prognosemodells KAMM2 (Karlsruher Atmosphärisches Mesoskaliges Modell) durchgeführt. Die Konzeption des Modells erlaubt, ausgehend von der Vorgabe eines synoptisch-skaligen Grundzustandes, eine selektive Prozessbetrachtung des orographischen Einflusses bei hohen Gitterauflösungen über gegliedertem und steilem Gelände. Durch die Verwendung des Parallelrechners IBM RS/6000 SP der Universität Karlsruhe werden rechenintensive, hochauflösende Simulationen für größere Gebiete möglich.

Ziel dieser Arbeit ist es, das Modell KAMM2 hinsichtlich seiner oben angesprochenen Konzeption auf die Möglichkeit eines Einsatzes für Starkwindfälle zu prüfen sowie den Einfluss der Orographie mit dem Schwerpunkt einer Bestimmung von Bereichen mit erhöhter Windgeschwindigkeit bei Starkwindsituationen zu untersuchen. Dabei sollen möglichst verallgemeinerungsfähige Aussagen bezüglich dieses orographischen Einflusses getroffen werden. Zu diesem Zweck ist das Modell zunächst für die Anwendung auf Starkwindfälle zu erproben und diesbezüglich anzupassen bzw. zu erweitern. Die Güte der Modellergebnisse ist anhand von Vergleichen mit analytischen Modellen sowie auch mit Messwerten über idealisierten Geländestrukturen und über komplexem Gelände zu belegen. Quantifizierende Aussagen bezüglich des orographischen Einflusses auf das Windfeld bei starken Windgeschwindigkeiten über komplexem Gelände sind abzuleiten. Dafür sollen entsprechende Berechnungen mit Hilfe des Modells KAMM2 durchgeführt und Einflussgrößen für die Verstärkung der Windgeschwindigkeiten herausgearbeitet werden.

Nach der Behandlung der Grundlagen in Kapitel 2, in dem die verwendeten Begrifflichkeiten und Konzepte erläutert werden, wird in Kapitel 3 auf das Modell KAMM2 näher eingegangen. Neben der Beschreibung der Modellkonzeption werden hier auch für die Simulation von Starkwind notwendig gewordene Anpassungen bzw. Erweiterungen besprochen. Durch eine Untersuchung von Radiosondenaufstiegen bei Winterstürmen kann eine Abschätzung über die für diese Fälle vorherrschenden atmosphärischen Verhältnisse getroffen werden, die als Modelleingangsdaten Verwendung finden. In Kapitel 4 erfolgt ein Vergleich von stabiler und neutraler Hügelüberströmung mit Messwerten sowie mit einem analytischen Ansatz zur Überprüfung des Modells. Kapitel 5 stellt Simulationen zu ausgewählten idealisier-

¹Der DWD beispielsweise rechnet im operationellen Bereich mit dem sogenannten lokalen Vorhersagemodell (LM) mit 7 km Gitterauflösung. Damit können viele Geländestrukturen in Mittelgebirgsregionen wie z.B. der Schwarzwald nicht aufgelöst werden.

ten Strukturen vor, welche sich zum einen durch ein stark nichtlineares Verhalten auszeichnen und die zum anderen hinsichtlich verstärkter bodennaher Wind- bzw. Böengeschwindigkeiten ein hohes Gefährdungspotential darstellen. Kapitel 6 zeigt anhand des Beispiels des Sturms „Lothar“ die Simulation eines extremen Sturmerignisses über komplexem Gelände. Mittels des simulierten Windfeldes wird der Einfluss der Orographie exemplarisch für Regionen hoher Windgeschwindigkeiten besprochen. Das nachfolgende Kapitel 7 schließt mit Simulationen über gegliedertem Gelände an das Vorangegangene an. Diese Simulationen werden auf ähnliches Verhalten bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten hin untersucht. Durch vereinfachende Ansätze sollen Regionen mit verstärkter Windentwicklung lokalisiert werden. In einem letzten Schritt schließt sich eine systematische Untersuchung zum Einfluss der Orographie auf das Windfeld an.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Meteorologische Grundlagen

2.1.1 Globale atmosphärische Strömungen

Alle großskaligen atmosphärischen Bewegungen haben ihre Ursache in der Sonneneinstrahlung bzw. in dem durch die Erdkrümmung verursachten Temperaturgradienten vom Äquator bis hin zu den Polen. Der dadurch angeregte Austauschprozess bewirkt durch Aufstiegs- und Absinkvorgänge die Entstehung von drei Zirkulationszellen (Hadley-, Ferrel- und polare Zelle) sowie die charakteristischen Hoch- und Tiefdruckgürtel der Erde. Dieses System bildet die planetarische Zirkulation mit den Jetstreams in den Übergangsbereichen zwischen den Zirkulationszellen als Zonen mit sehr hohen Windgeschwindigkeiten (vgl. Abb. 2.1). In den mittleren Breiten ist

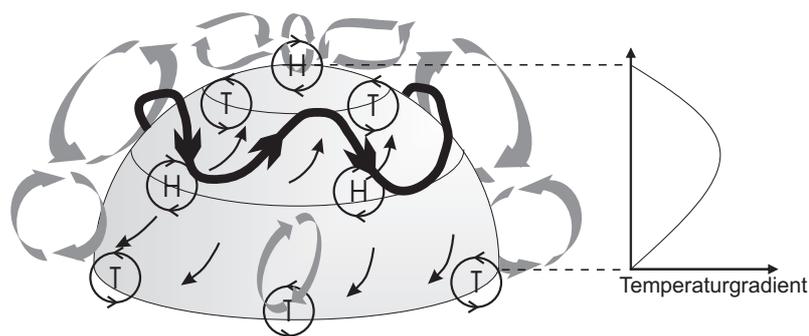


Abbildung 2.1: Globale Zirkulation: Bodennahe Hoch- und Tiefdruckgürtel, Vertikalzirkulation (grau) sowie der Polarfrontjet (schwarz) in der Höhe für die Nordhalbkugel. Der Temperaturgradient ist in den mittleren Breiten am stärksten ausgeprägt.

der mittlere globale Temperaturgradient am größten. Entsprechend verstärkt ausgeprägt ist der von Westen nach Osten gerichtete Jet in diesen Breiten, welcher auch als Polarfrontjetstream bezeichnet wird. Barotrope und Barokline Instabilitäten stören

die zonale Strömung und resultieren in einem mäandrierenden Verlauf des Jets. Diese Störungen, die als Rücken und Tröge bezeichnet werden, verursachen aufgrund des zwischen ihnen bestehenden Temperaturgradienten einen relativen Druckunterschied. Dadurch wird letztlich unter dem modifizierenden Einfluss der Corioliskraft die Entstehung von Hoch- und Tiefdruckgebieten angeregt, welche die bestehenden Gradienten durch Zirkulation und einer damit verbundenen Umwälzung der Luftmassen ausgleichen und die das Wettergeschehen in den mittleren Breiten maßgeblich beeinflussen.

2.1.2 Vertikaler Aufbau der Atmosphäre

Neben den großräumigen Zirkulationen trägt auch der charakteristische vertikale Aufbau der Erdatmosphäre wesentlich zu den dort stattfindenden Prozessen bei. So schließt sich an die Troposphäre, welche durch einen Temperaturrückgang mit der Höhe charakterisiert ist, die Tropopause an. In dieser bleibt die Temperatur über die Höhe nahezu konstant. Dadurch werden aufsteigende Luftpakete an einem weiteren Aufstieg gehindert, da ihre Temperatur in der Tropopause relativ zur Umgebungstemperatur geringer wird und die Luftpakete somit eine größere Dichte als die Umgebung annehmen. Sie kann deshalb als eine obere Begrenzung für vertikale Austauschprozesse angesehen werden.

Bei Vertikalbewegungen von Luftpaketen wird idealisiert von adiabatischen Prozessen ausgegangen, also solchen, bei denen kein Austausch von Wärme mit der Umgebungsluft stattfindet. Die Temperaturabnahme bei trockenadiabatischen Prozessen mit der Höhe beträgt etwa 0.01 K/m . Die großräumigen Temperaturverhältnisse ergeben sich aber nicht nur durch die adiabatische Temperaturänderung mit der Höhe, sondern werden auch durch Temperaturadvektion, Einstrahlung, Phasenumwandlungen des Wassers und andere Prozesse bestimmt. Damit kann die Abnahme der Temperatur der Umgebungsluft mit der Höhe von der lokalen, adiabatischen Temperaturänderung eines Luftpaketes abweichen, was wiederum den Aufstieg eines Luftpaketes beeinflusst. Ist erstere geringer als die adiabatische Temperaturänderung, so wird das Luftpaket abgebremst und man spricht von einer stabilen thermischen Schichtung. Im entgegengesetzten Fall wird das Luftpaket zusätzlich beschleunigt und es liegt eine labile Schichtung vor. Wie später noch zu sehen ist, können derartige Schichtungseffekte maßgeblichen Einfluss bei der Überströmung von Hindernissen ausüben.

Durch die Verwendung der potentiellen Temperatur wird eine gegenüber dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten stabile bzw. labile Schichtung deutlich. Sie

ist definiert durch

$$\Theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{R/c_p} \quad (2.1)$$

mit der Temperatur T in K, dem Druck p in hPa, der Gaskonstanten R für trockene Luft sowie der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p . Dabei zeigt eine mit der Höhe steigende potentielle Temperatur eine stabile und eine fallende eine labile Schichtung an. Verändert sich Θ mit der Höhe nicht, so liegt eine neutrale Schichtung vor (vgl. Abb. 2.2). Inversionsschichten sind beispielsweise durch über die Höhe starke lokale Zunahmen der potentiellen Temperatur erkennbar.

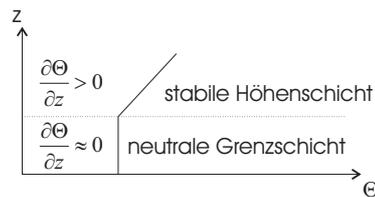


Abbildung 2.2: Verteilung der Potentiellen Temperatur über die Höhe. Neutrale und stabile Schichtung ist daran deutlich erkennbar.

2.1.3 Sturmereignisse: Entstehung und Auswirkungen

Insbesondere die oben beschriebenen Tiefdrucksysteme, auch Zyklonen genannt, sind bei starker Ausprägung mit hohen Windgeschwindigkeiten verbunden. Voraussetzung für die Entstehung intensiver Tiefdruckgebiete wie Sturm- oder Orkantiefs ist das Zusammentreffen sehr unterschiedlicher Luftmassen: milde und feuchte Subtropenluft trogvorderseitig und kalte Polarluft trogrückseitig. Die in Deutschland auftretenden Sturmtiefs bilden sich meist aus sich schnell verstärkenden Randtiefs südwestlich von Island. Eine solche Verstärkung erfolgt durch die Advektion zyklonaler Vorticity oder durch Höhendivergenzen im Jetstream, wodurch ebenfalls zyklonale Vorticity erzeugt wird. Solche Sturmtiefs treten in den Wintermonaten über Europa häufiger auf, da sie entlang des Polarfrontjetstreams wandern, welcher sich im Winter auf der Nordhemisphäre nach Süden hin verlagert. Zusätzlich ist der meridionale Temperaturgradient im Winter stärker ausgeprägt, womit auch eine verstärkte Zirkulation verbunden ist. Dies lässt sich im deutlich ausgeprägten Jahresgang der Windgeschwindigkeiten in den mittleren Breiten erkennen.

Von Sturm wird gesprochen, wenn die Windgeschwindigkeiten mindestens 20.8 m/s betragen. Dieser Wert entspricht dem Wert 9 bft auf der Beaufort-Skala, welche aus der Schifffahrt stammt und zur näheren Klassifizierung von Stürmen verwendet wird. Bei 12 bft bzw. 32.7 m/s spricht man von Orkan. Ein Tiefdruckgebiet, welches derart hohe Windgeschwindigkeiten verursacht wird als Orkantief bezeichnet. Hierbei muss

zwischen Spitzenwerten (Böen) und gemittelten Werten unterschieden werden^{I, II}, da die Schadensfälle aufgrund der stärksten Einwirkung auftreten werden.

Zwischen maximaler Windgeschwindigkeit und dem dadurch verursachten Schaden wird oftmals ein exponentieller Zusammenhang vermutet ($\text{Schaden} \propto f(v^{exp})$). Dieser kann physikalisch mit dem Massestrom an kinetischer Energie (Energieadvektion) begründet werden. Danach wäre für den Exponenten der Wert 3.0 anzusetzen (z.B. Klawe und Ulbrich, 2003). Allerdings werden für den Exponenten häufig auch andere Werte angenommen und diese, je nach Datengrundlage, empirisch begründet (Münchener Rück, 1993: 2.7; Münchener Rück, 2001: 4.0-5.0). In manchen Quellen wird statt des exponentiellen Zusammenhangs zwischen maximaler Windgeschwindigkeit auch ein anderer Ansatz zugrunde gelegt. So wird in Dorland et al. (1999) ein Modell mit $\text{Schaden} \propto a e^{bv}$ vorgeschlagen, mit aus Schadensdaten zu bestimmenden Konstanten a und b . Nach Axer et al. (2005) werden durch Stürme hauptsächlich direkte Schäden an Gebäuden, landwirtschaftlichen Nutzflächen und Freileitungen verursacht und die Infrastruktur durch umgefallene Bäume beschädigt. Des Weiteren entstehen indirekte Schäden durch Ausfälle und Verzögerungen.

Die Frage, inwiefern sich ein verändertes Klima infolge einer globalen Erwärmung auf die Auftretenshäufigkeit und Intensivierung von Sturmtiefs auswirkt, kann nicht eindeutig beantwortet werden. Zum einen könnte wegen der Verringerung des globalen Temperaturgradienten aufgrund der durch den Eis- und Schneeflächenrückgang bedingten verringerten Albedo der Polargebiete und damit einer verminderten Baroklinität zunächst von einer leichten Abschwächung der Winde im Allgemeinen ausgegangen werden. Andererseits sind die Zusammenhänge komplex und zudem vor allem die extremen Ereignisse von Bedeutung. So beobachtet Dronia (1991) durch eine Auswertung für den Zeitraum von 1956 bis 1990 einen deutlichen Anstieg der Anzahl und Intensität der Winterstürme. Einige Studien mit globalen Klimamodellen gehen von einer Intensivierung von Sturmzyklonen im östlichen Nordatlantik und über Westeuropa aus (Leckebusch und Ulbrich, 2004; Cubasch und Meehl, 2001). Diese Auswirkung wird in Wernli et al. (2002) mitunter der Zunahme des Wasserdampfes in der Atmosphäre und damit einer vermehrt vorhandenen latenten Energie zugeschrieben. Eine weitere mögliche Ursache stellt ein Abschmelzen von Schnee und Gletscherflächen und damit eine Destabilisierung von Kältehochs über Mitteleuropa dar, welche als Barriere gegenüber aus dem Atlantik kommenden Sturmtiefs wirken (Münchener Rück, 2001).

^IDie erwähnte Beaufort-Skala ist eine phänomenologische Skala, weshalb schwer von mittleren oder maximalen Werten gesprochen werden kann. Man könnte evtl. das „menschliche Zeitermessen“ zum Erfassen einer Situation anbringen, also etwa einige Sekunden. Versicherungen decken den Schaden ab Beaufort 8, unabhängig von der Dauer der Einwirkung.

^{II}Oftmals wird das 10-minütige Mittel verwendet, wie z.B. in der Windzonenkarte der DIN 1055.

Der Vollständigkeit halber werden hier noch andere Starkwinderscheinungen angesprochen, die in der vorliegenden Arbeit nicht behandelt werden. Sie haben abweichend von den bei der Entstehung von Sturmtiefs skizzierten Mechanismen unterschiedliche Ursachen und Auswirkungen. Dabei sind die tropischen Wirbelstürme (Hurrikan, Taifun) zu nennen, welche ihre Energie hauptsächlich aus der latenten Energie, also der Kondensationswärme aus dem warmen Meerwasser beziehen. Aufgrund von notwendigen warmen Meerestemperaturen ($> 26^\circ$) ist ihr auftreten aber hauptsächlich auf die tropischen Breiten begrenzt. In den mittleren Breiten treten in den Sommermonaten aufgrund von labilen Luftschichten häufig Gewitter auf, welche kleinräumig hohe Windgeschwindigkeiten verursachen können. Im Zusammenhang mit Gewittern kann es auch zur Bildung von Tornados kommen, welche sehr hohe Windgeschwindigkeiten verursachen. Diesen Ereignissen gemein ist ihre im Vergleich zu Sturmtiefs kleinere räumliche Ausdehnung der Schadenswirkung. Dies spiegelt sich im hohen Schadenaufkommen der Winterstürme im Vergleich zu den anderen genannten Extremereignissen wider.

2.2 Beschreibung und Quantifizierung atmosphärischer Prozesse

Da in der Meteorologie bei vielen Vorgängen die Trägheitskräfte im Vergleich zu denen der viskosen Reibung sehr groß sind, kann letztere oft vernachlässigt werden. Damit ergibt sich aus einer Bilanzbetrachtung des Impulses die Eulersche Bewegungsgleichung, welche für ein System unter der Berücksichtigung der Erdrotation mit

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{v} \quad (2.2)$$

angegeben werden kann, wobei \vec{v} der Geschwindigkeitsvektor, ρ die Dichte der Luft, p der Druck, \vec{g} die Schwerebeschleunigung und $\vec{\Omega}$ der Vektor der Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung ist. Letzterer Term der Gleichung repräsentiert den Einfluss der Corioliskraft, welche durch die Verwendung der rotierenden Erde als Bezugssystem (Nicht-Inertialsystem) als Scheinkraft auftritt. Für $2\vec{\Omega}$ wird häufig auch nur die Vertikalkomponente in Form des Coriolis-Parameters $f = 2|\vec{\Omega}| \sin\phi$ mit der geographischen Breite ϕ geschrieben. Die Massenerhaltung bestimmt sich zu

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = 0 \quad (2.3)$$

Zusätzlich werden die in der Atmosphäre stattfindenden Austauschprozesse der Temperatur über den 1. Hauptsatz der Thermodynamik beschrieben sowie die Abhängigkeit von Temperatur, Druck und Volumen eines Luftpakets über die Zustandsgleichung (siehe Abschnitt 3.1).

2.2.1 Vereinfachende Konzepte und Näherungen

Diese vorangehend angegebenen Gleichungen sind für allgemeine Fälle direkt nicht lösbar. Neben dem später noch ausgeführten, numerischen Lösungsansatz können aus den Gleichungen für Spezialfälle unter entsprechenden Annahmen durch daraus resultierende Vereinfachungen hilfreiche Modelle für bestimmte Prozesse in der Atmosphäre abgeleitet werden. Einige solcher vereinfachenden Betrachtungen sollen nachfolgend behandelt werden.

Geostrophische Näherung

Die Windverhältnisse in höheren Atmosphärenschichten können durch die Annahmen

1. nur horizontale Bewegungen und damit $w = 0$, $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ und $\vec{g} = 0$
2. stationäre Verhältnisse und damit $\frac{\partial}{\partial t} = 0$
3. horizontale Homogenität mit $\frac{\partial}{\partial x} = 0$ und $\frac{\partial}{\partial y} = 0$

ausreichend genau beschrieben werden. Dies wird auch als geostrophische Näherung bezeichnet. Der aus dem Gleichgewicht von Druckgradient- und Corioliskraft resultierende Wind heißt geostrophischer Wind und wird im Folgenden mit v_g bezeichnet. Mit den getroffenen Annahmen ergibt sich aus Gl. (2.2)

$$2\vec{\Omega} \times \vec{v}_g = -\frac{1}{\rho} \nabla_h p \quad (2.4)$$

wobei der tiefgestellte Index h die Beschränkung der Ableitung auf die Horizontalkomponenten bedeutet. Damit wird ein Gleichgewicht aus Druckgradient- und Corioliskraft beschrieben.

Der geostrophische Wind ist senkrecht zum Druckgradienten ausgerichtet. Bleibt dieser mit der Höhe konstant, so wird von barotropen Verhältnissen gesprochen. Bei einer Zunahme des geostrophischen Windes mit der Höhe liegen barokline Verhältnisse vor.

Die planetarische Grenzschicht

Den Bereich, welcher durch die vom Boden verursachte Reibung beeinflusst wird, bezeichnet man als Grenzschicht. Sie nimmt mit einer vertikalen Ausdehnung von etwa 1 km etwa 10 % der Troposphäre ein. Die Grenzschicht selbst kann wiederum in drei verschiedene Schichten unterteilt werden (siehe Abb. 2.3(a)), welche anschließend noch genauer charakterisiert werden.

Um Grenzschichtprozesse beschreiben zu können kann nicht mehr wie in Gl. (2.2) von einer reibungsfreien Strömung ausgegangen werden. Dazu muss Gl. (2.2) um die aufgrund der Reibung auf ein Fluidpartikel ausgeübten Oberflächenkräfte erweitert werden. Die daraus entstehenden Navier-Stokesschen Bewegungsgleichungen werden durch die Reynoldsmittelung in die Reynoldsgleichungen überführt, da sie in dieser Form für eine numerische Berechnung geeigneter sind. Dieser Mittelungsprozess wird an dem im Modell KAMM2 verwendeten Gleichungssystem in Abschnitt 3.1.2 ausführlich dargestellt. Unter Vernachlässigung turbulenter Dichteschwankungen und viskoser Reibung entwickelt sich die Bewegungsgleichung zu

$$\frac{\partial \bar{\vec{v}}}{\partial t} + \bar{\vec{v}} \cdot \nabla \bar{\vec{v}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \bar{p} - \bar{\vec{g}} - 2\bar{\vec{\Omega}} \times \bar{\vec{v}} - \nabla \cdot \overline{\vec{v}'\vec{v}'} \quad (2.5)$$

wobei die Überstriche die gemittelten und die Strichgrößen die turbulenten Schwankungen repräsentieren.

Der letzte Term der Gleichung kommt aufgrund der Mittelung zustande und kann in der Darstellung $\overline{\vec{v}'\vec{v}'}$ als zusätzlicher Reibungsterm interpretiert werden. So wird dieser Ausdruck auch als turbulente Reibung oder Reynoldsspannung bezeichnet. Die oben angenommene Vernachlässigung der viskosen Reibung ergibt sich dadurch, dass bei den hier gegebenen Strömungsverhältnissen diese viel kleiner ist als die turbulente Reibung. Da die turbulente Reibung eine zusätzliche und aus den Gleichungen heraus nicht bestimmbare Unbekannte darstellt, muss sie durch ein Turbulenzmodell bestimmt werden. Beim Wirbelviskositätsansatz wird die turbulente Reibung analog zur viskosen durch die Gradienten der gemittelten Windgeschwindigkeiten bestimmt (siehe Abschnitt 3.1.4). Für die vertikale Schubspannung τ_{zx} am Boden wird

$$\tau_{zx}(z=0) = \bar{\rho} u_*^2 \quad (2.6)$$

definiert. u_* wird als Schubspannungsgeschwindigkeit bezeichnet.

Prandtl-Schicht: An die viskose Reibungsschicht, welche bei der planetarischen Grenzschichtströmung lediglich eine Dicke von einigen Millimetern besitzt und keinen Einfluss auf atmosphärische Strömungsvorgänge besitzt, schließt sich die Prandtl-Schicht an (vgl. Abb. 2.3(a)). In dieser spielt die Reibung eine entscheidende Rolle, so dass von Stationarität, horizontaler Homogenität, Vernachlässigbarkeit der Corioliskraft und des horizontalen Druckgradienten sowie Vernachlässigbarkeit der horizontalen turbulenten Reibungskraft ausgegangen werden kann. Die aus Gl. (2.5) verbleibenden turbulenten Flüsse werden durch den Gradientansatz mit $-\overline{u'w'} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} K_m$ mit dem turbulenten Difussionskoeffizienten K_m beschrieben. Eine Beschreibung von K_m gelingt aus Dimensionsgründen mit einer charakteristischen Geschwindigkeit v_c und einer charakteristischen Länge l_m mit $K_m = l_m v_c$. Durch

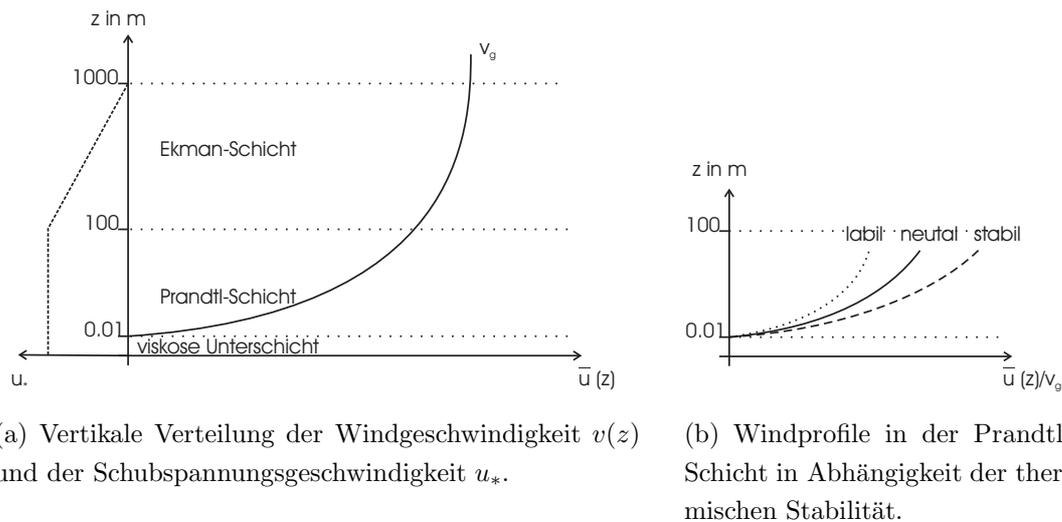


Abbildung 2.3: Schematische Einteilung des vertikalen Aufbaus der Grenzschicht (nach Etling, 1996).

den Ansatz nach Prandtl, wonach $l_m(z) = \kappa z$ (Prandtl'scher Mischungswegansatz) sowie $v_c = l_m \frac{\partial u}{\partial z}$ sowie unter der Betrachtung von $\overline{u'w'}$ als Bodenschubspannung und unter Verwendung von Gl. (2.6) ergibt sich das logarithmische Windprofil mit

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (2.7)$$

Hierbei ist \bar{u} die horizontale Windgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Höhe z , κ die von-Kármán-Konstante und z_0 die Geländerauhigkeit. Dieses Windprofil ist für eine neutral geschichtete Atmosphäre gültig. Abb. 2.3(b) zeigt die Auswirkung unterschiedlicher Schichtungsverhältnisse auf das Windprofil.

In der Prandtl-Schicht variiert die turbulente Schubspannung in ihrer Höhe um lediglich 10%, weshalb sie vereinfachend als konstant angenommen wird. Sie besitzt eine vertikale Ausdehnung von ungefähr 100 m. Das logarithmische Windprofil ist auch nur bis zu dieser Höhe gültig. In vielen Anwendungen wird aus praktischen Gründen Gl. (2.7) durch einen Potenzansatz angenähert (z.B. DIN 1055-4, 2005). Obwohl ein solcher Ansatz theoretisch nicht zu begründen ist, spiegelt er doch für große Teile der Grenzschicht auch über die Prandtl-Schicht hinaus die dortige vertikale Windverteilung gut wider (Plate, 1994).

Ekman-Schicht: An die Prandtl-Schicht schließt sich oberhalb die Ekman-Schicht an. Hier werden ähnliche Bedingungen wie schon für die Prandtl-Schicht angenommen. Allerdings sind hier die Coriolis- und die Druckgradientkraft nicht mehr vernachlässigbar, so dass sich aus Gl. (2.5)

$$2\vec{\Omega} \times \vec{v}_h + \frac{1}{\rho} \nabla_h p + \frac{\partial \overline{w'v'_h}}{\partial z} \quad (2.8)$$

ergibt.

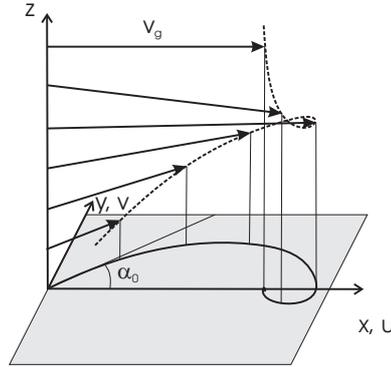


Abbildung 2.4: Darstellung der Winddrehung und -stärke mit der Höhe in der Ekman-Schicht und der sich durch die vertikal projizierten Windpfeile ergebenden Ekman-spirale. Der Bodenwind ist um α_0 gegenüber dem geostrophischen Wind gedreht (nach Etling, 1996).

Hier stehen somit die Corioliskraft, die Druckkraft und die Reibungskraft miteinander im Gleichgewicht. Dadurch entsteht eine charakteristische Drehung der Windrichtung mit der Höhe, wie sie in Abb. 2.4 veranschaulicht wird und in der sogenannten Ekman-Spirale resultiert. Somit ist die Richtung des Bodenwinds $\vec{v}(z=0)$ zu der des geostrophischen Höhenwindes \vec{v}_g um einen Winkel α_0 gedreht. Mathematisch wird sie durch folgende Gleichung beschrieben (z.B. Pichler, 1997)

$$\vec{v}(z) = |\vec{v}_g| \cdot \begin{pmatrix} 1 - \sqrt{2}e^{-Cz} \sin\alpha_0 \cos(Cz + \frac{\pi}{4} - \alpha_0) \\ \sqrt{2}e^{-Cz} \sin\alpha_0 \sin(Cz + \frac{\pi}{4} - \alpha_0) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Die Konstante C sowie α_0 sind durch geeignete Ansätze zu bestimmen (z.B. in Meister, 1997). Die Ekman-Schicht hat eine Ausdehnung von etwa 1000 m. Oberhalb schließt sich der von der Bodenreibung unbeeinflusste geostrophische Wind an.

Eine Beziehung zwischen dem geostrophischen Wind \vec{v}_g und der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* wird durch die Rossby-Ähnlichkeit hergestellt, welche z.B. in Blackadar und Tennekes (1968) wie folgt formuliert wird:

$$\begin{aligned} u_g/u_* &= \frac{1}{\kappa} \left[\ln\left(\frac{u_*}{fz_0}\right) - A \right] \\ v_g/u_* &= -B/\kappa \end{aligned} \quad (2.10)$$

mit dem Coriolis-Parameter f und den Konstanten A und B , für die in Blackadar und Tennekes (1968) verschiedene Werte diskutiert werden. Unter der Prämisse eines homogenen Untergrundes zeigt sie, dass das Verhältnis von geostrophischer Wind- und Schubspannungsgeschwindigkeit u_g/u_* eine schwache Funktion von der Reibungs-Rossbyzahl ($u_*/(fz_0)$) ist und damit für die typischerweise großen Rossby-Zahlen eine nahezu lineare Abhängigkeit beider Größen wiedergibt.

Potentialströmung

Eine weitere vereinfachende Möglichkeit zur Darstellung von Strömungsvorgängen ist die Beschreibung der Geschwindigkeit durch die Potentialtheorie. Dazu muss Divergenz- und Rotationsfreiheit des Windfeldes angenommen werden. Die Potentialströmung stellt ein Potentialfeld dar, aus dem leicht Strom- und Potentiallinien abgeleitet werden können und sich die Geschwindigkeitswerte für jeden Punkt berechnen lassen. Diese Methode wird in Anhang A.2 zur vereinfachten Berechnung der Überströmung von Hindernissen verwendet und dort ausführlicher dargestellt. Grenzschichteffekte werden bei dieser Näherung nicht berücksichtigt.

Dimensionslose Maßzahlen

Aus Dimensionsbetrachtungen sowie durch die Annahme charakteristischer Werte für atmosphärische Prozesse (also für Geschwindigkeit, Zeit, räumliche Ausdehnung etc.) entsteht durch Einsetzen dieser Werte in die Bewegungsgleichung für jeden Term eine vorangestellte dimensionslose Zahl. Diese wird aus den charakteristischen Werten für die jeweils betrachteten Prozesse gebildet und liefert so die Relevanz des jeweiligen Terms. So kann daraus beispielsweise die in der Strömungslehre oft verwendete Reynolds-Zahl mit $Re = \frac{UL}{\nu}$ (U : charakt. Geschw.; L : charakt. Längenausdehnung; ν : Viskosität) abgeleitet werden, die das Verhältnis von Trägheits- und Reibungskräften repräsentiert. Da sie mit ihrem reziproken Wert vor dem Term der viskosen Reibung steht, ist daran schnell abzulesen, dass bei hohen Reynoldszahlen die Annahme der Vernachlässigung der viskosen Reibung wie in Gl. (2.2) gerechtfertigt ist.

Die dimensionslosen Zahlen kommen sehr oft in der Beschreibung von Strömungsprozessen zur Anwendung. Als weitere Beispiele seien hier die Rossby-Zahl ($Ro = \frac{U}{fL}$: Trägheitskraft zur Corioliskraft) zur Bestimmung des Einflusses der Corioliskraft sowie die weiter unten ausführlicher beschriebene Froude-Zahl genannt.

2.2.2 Orographische Einflüsse auf das Windfeld

Neben der Aufprägung durch großskalige atmosphärische Vorgänge wird das Windfeld der Grenzschicht durch die Strukturierung und die Eigenschaften des überströmten Untergrundes maßgeblich beeinflusst. Zu nennen ist dabei die Geländerauhigkeit, durch Landnutzung ausgelöste, thermisch bedingte Luftbewegungen (z.B. Land-Seewindsysteme, Berg-Talwindsysteme), kleinskalige Strömungen in Stadtstrukturen (z.B. in Häuserschluchten) und schließlich die Orographie.

In stark gegliedertem Gelände wie z.B. in Mittelgebirgen ergeben sich sehr vielfältige Geländestrukturen. Eine Klassifizierung von Geländeformen in komplexem Gelände kann abhängig von der Gestalt und der Skala sehr differenziert ausfallen (z.B. US Geological Survey, 1994). Da es sich um eine Frage der Beschreibung und Definition handelt und die Geländeformen äußerst vielfältig auftreten können, herrscht zudem eine gewisse Unschärfe bezüglich der Begrifflichkeiten (z.B. Mark et al., 1999). Deshalb wird sich hier zweckmäßigerweise auf die Strukturen Kuppe, Senke, Sattel, Tal und Bergrücken in der allgemein gebräuchlichen begrifflichen Verwendung und für alle Skalenbereiche gültig beschränkt (vgl. Abb. 2.5). Dass die einzelnen Strukturen

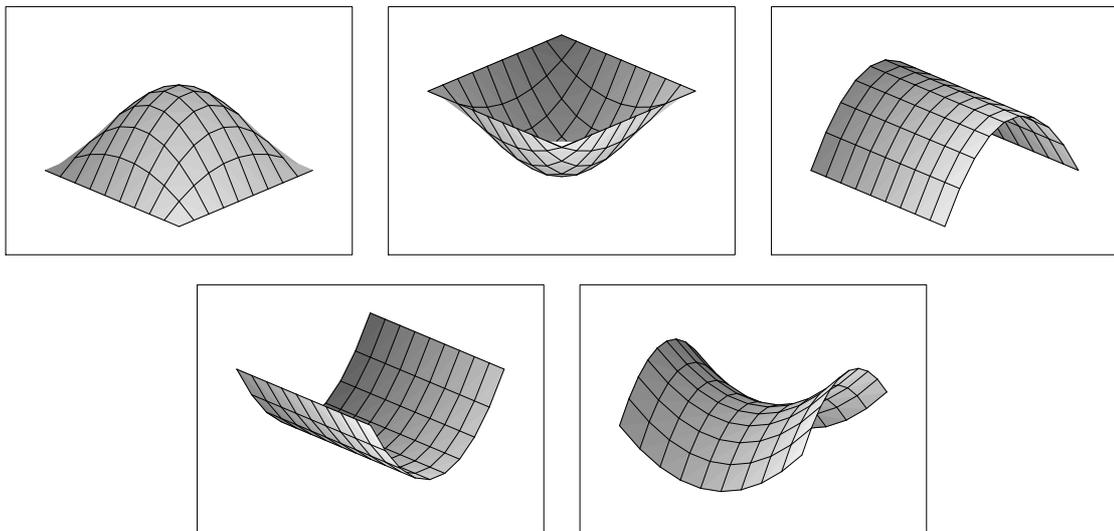


Abbildung 2.5: Die idealisierten Geländeformen Bergkuppe, Senke, Bergrücken, Tal und Sattel.

einen gewissen Einfluss auf das Windfeld besitzen, ist sicherlich unbestritten, was unter anderem in der Positionierung von Windkraftanlagen besondere Beachtung findet (z.B. Derickson et al., 2004).

Eine mögliche Klassifizierung von orographischen Grundstrukturen in komplexem Gelände ist in Abb. 2.6 dargestellt. Dabei werden die jeweils dominanten Strukturen gewählt, die jedoch durch andere Geländeformen auf kleineren Skalen überlagert werden. Weitere Ausführungen zu diesem Themenbereich sowie zur automatischen Erkennung orographischer Grundstrukturen sind in Abschnitt 7.4 sowie in Anhang A.4 zu finden.

Zur Charakterisierung idealisierter Berge werden die Höhe H am Firstpunkt sowie deren horizontale Ausdehnung angegeben. Letztere wird meist mit der Halbwertslänge L (in Strömungsrichtung) bzw. -breite B (senkrecht zur Strömungsrichtung) definiert, was die horizontale Erstreckung auf halber Berghöhe bezeichnet. Dieses Vorgehen resultiert aus der Beschreibung von Erhebungen ana-

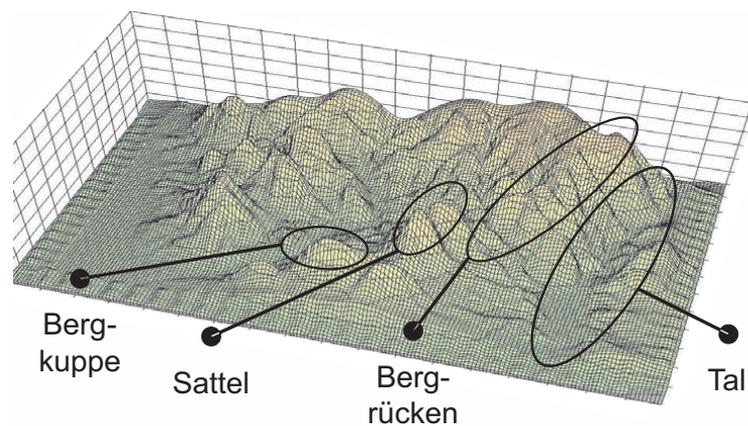


Abbildung 2.6: Klassifizierung von Orographie in komplexem Gelände.

log zu Wellen, wobei die Halbwertslänge dann einer halben Wellenlänge entspräche. Die von der Orographie verursachten Effekte sind ebenso vielfältig wie die möglichen orographischen Strukturen und treten ebenfalls durch unterschiedliche Effekte überlagert auf. Im Folgenden sollen einige, direkt der Orographie zuzuordnende Strömungseffekte skizziert werden.

So kommt es infolge einer Erhebung zu einer Querschnittsveränderung, was in Abb. 2.7(a) an der Drängung der Stromlinien oberhalb des Berggipfels zu erkennen ist und sich durch eine erhöhte Windgeschwindigkeit in diesem Bereich auswirkt (flächig markierte Bereiche). Bei einer Sattelstruktur kommt zusätzlich noch eine laterale Verengung hinzu. Wie Abb. 2.7(b) zeigt, sind aus diesem Grunde hohe Geschwindigkeiten, welche beim Einzelberg nur an den Gipfelpunkten vorhanden sind, bis in die tiefer liegenden Regionen des Sattels zu finden.

Taleinschnitte kanalisieren und führen die Strömung, was eine dementsprechende Beeinflussung der Windrichtung zur Folge hat. Durch die Interaktion mit den Talbegrenzungen können sich komplexe Strömungsmuster ausbilden. Auch hier kann es in Verbindung mit einer Querschnittsverengung zu einer Strömungsbeschleunigung kommen (vgl. Abb. 2.8).

Von großer Bedeutung bei der Überströmung von Hindernissen ist die vorhandene thermische Schichtung der Atmosphäre. Diese kann, wie oben schon ausgeführt, durch die Änderung der potentiellen Temperatur mit der Höhe $\partial\Theta/\partial z$ angegeben werden. Zwei weitere wichtige Größen in diesem Zusammenhang sind die Brunt-Väisälä Frequenz N und die Froude-Zahl Fr . Die Brunt-Väisälä Frequenz ist definiert als

$$N = \sqrt{\frac{g}{\Theta} \frac{\partial\Theta}{\partial z}} \quad (2.11)$$

mit g als der Schwerebeschleunigung. Sie beschreibt die Frequenz der internen Schwe-

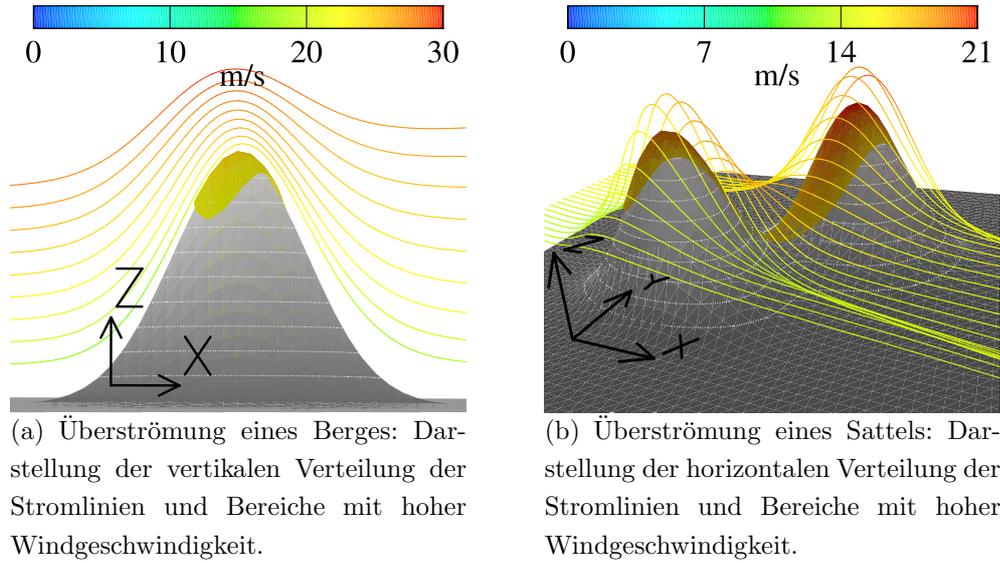


Abbildung 2.7: KAMM2-Simulation einer Hindernisüberströmung ($H = 1000\text{ m}$, z -Richtung stark überhöht dargestellt) mit einer ungestörten Anströmgeschwindigkeit $|\vec{v}_g| = 32\text{ m/s}$ ($Fr \approx 17$, vgl. Gl. (2.12)) und einer Geländerauhigkeit $z_0 = 0.02\text{ m}$. Darstellung der Stromlinien sowie von Bereichen mit hohen bodennahen Windgeschwindigkeiten (flächig eingefärbt). Die Geschwindigkeitswerte in m/s sind farblich gekennzeichnet.

rewellen. Letztere können beispielsweise durch Erhebungen ausgelöst werden. Ein durch ein Hindernis vertikal ausgelenktes Luftpaket wird sich bei stabil geschichteter Atmosphäre wieder zu seiner Ausgangslage orientieren. Die durch die Auslenkung hinzugewonnene Lageenergie wandelt sich auf dem Weg in kinetische Energie um, weshalb das Luftpaket im Lee des Hindernisses um seine Ausgangslage schwingt. Die Wellenlänge einer solchen Schwingung ist $2\pi\frac{U}{N}$, wobei U für die ungestörte Anströmgeschwindigkeit steht. Daraus kann eine weitere wichtige Zahl zur Beschreibung von geschichteten Hindernisüberströmungen abgeleitet werden, die Froude-Zahl. Sie definiert sich mit

$$Fr = \frac{U}{NH} \quad (2.12)$$

wobei H die Hindernishöhe repräsentiert. Damit gibt sie das Verhältnis von Trägheits- zu Schwerkraften wieder. Anhand der Froude-Zahl kann eine Charakterisierung von geschichteter Strömung erfolgen. Nach Stull (1998) ergeben sich durch unterschiedliche Froude-Zahlen typische Strömungsmuster (vgl. Abb. 2.9).

Bei hohen Froude-Zahlen werden die Hindernisse über- anstatt umströmt und die Strömung erfährt aufgrund der Querschnittsänderung an den entsprechenden Stellen eine Beschleunigung. Da in der Froude-Zahl die Anströmgeschwindigkeit enthalten ist, wird deutlich, dass der schichtungsbedingte Einfluss bei größeren Windgeschwindigkeiten zurückgeht. Bei Stürmen ist letzterer also meist gering, da sich für diesen

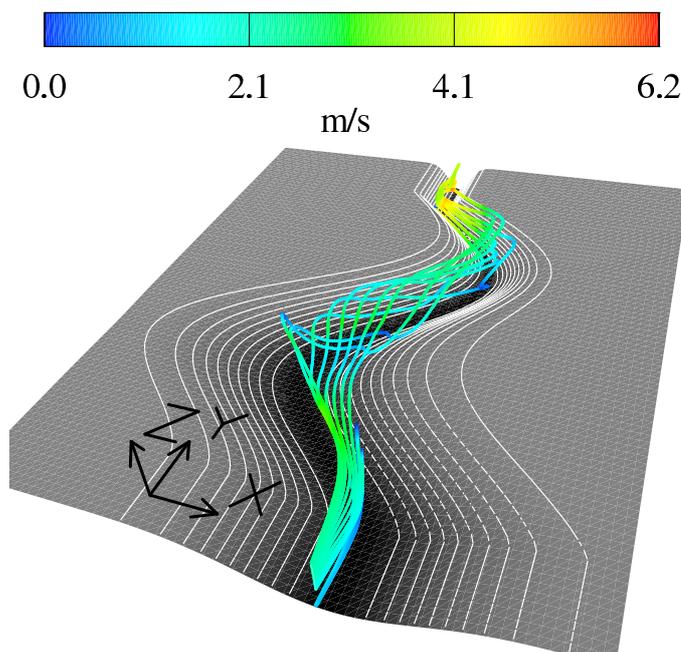


Abbildung 2.8: Darstellung der Stromlinien für Talströmung in gekrümmtem und sich verengendem Tal (KAMM2-Simulation mit $|\vec{v}_g| = 3.2 \text{ m/s}$). Zu Erkennen sind Vermischungsvorgänge in Talmitte und eine ausgeprägte Strömungsbeschleunigung bei der Verengung am Talende.

Fall eine hohe Froude-Zahl ergibt und somit eine Tendenz zur Überströmung der Hindernisse besteht.

Analog zu Gl. (2.12) wird die Froude-Zahl auch oft mit der Halbwertslänge L gebildet ($Fr_L = U/NL$). Diese horizontale Froude-Zahl gibt an, ob sich die Strömung nach der hydrostatischen Approximation, also einer starken Vereinfachung der vertikalen Komponente der Bewegungsgleichung beschreiben lässt. Sie wird meist im Zusammenhang mit der Prüfung auf Verwendbarkeit vereinfachter Ansätze zur Gebirgsüberströmung verwendet (vgl. auch Abschnitt 4.1).

Um die beschriebenen Effekte zu illustrieren, werden die vorhin gezeigten Beispiele des Berges und des Sattels mit einer im Vergleich zu oben stark verringerten Froude-Zahl simuliert, indem die Anströmgeschwindigkeit von 32 m/s auf 3 m/s verringert wird und mit $\partial\Theta/\partial z = 0.0045 \text{ K/s}$ eine sehr stabile Schichtung simuliert wird ($Fr \approx 0.25$). An Abb. 2.10(a) ist zu erkennen, dass der Berg nun seitlich umströmt wird. Die Bereiche hoher Windgeschwindigkeiten befinden sich nun an den Seiten des Berges und auch im Leebereich des Gipfels. Auch die Sattelstruktur wird nun umströmt, was den schon beim neutralen Fall gezeigten Effekt noch verstärkt: Die Windgeschwindigkeiten im unteren Bereich des Sattels sind nun relativ gesehen noch höher und übertreffen diejenigen an den Bergspitzen (Abb. 2.10(b)). Hier sind auch deutlich stark divergente (vor dem Hindernis) und konvergente Zonen (hinter

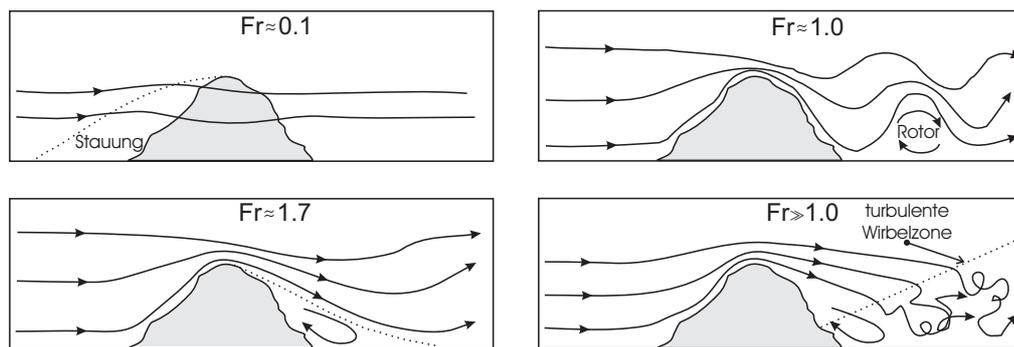


Abbildung 2.9: Strömungsmuster über einen Hügel für unterschiedliche Froude-Zahlen (nach Stull, 1998).

dem Hindernis) zu erkennen.

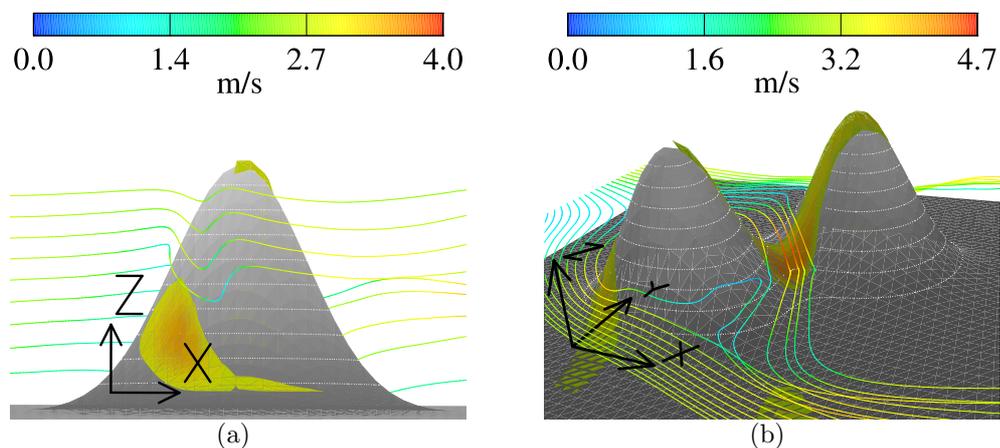


Abbildung 2.10: Abbildungen analog zu Abb. 2.7 für stark stabile Überströmung ($Fr \approx 0.25$, $|\vec{v}_g| = 3 \text{ m/s}$).

Neben den eben veranschaulichten orographisch verursachten Effekten auf das Windfeld sind noch die in den Abschnitten 4.1 und 5.2 näher behandelten Auswirkungen von Schwerewellen bei geschichteter Strömung sowie die Strömungsablösung nach steilem Gelände (in Abschnitt 5.3) zu nennen. Daneben existieren weitere orographisch verursachte Strömungsphänomene wie z.B. verschiedene thermisch bedingte Arten von Talströmungen (Stull, 1998).

2.2.3 Ansätze zur Ermittlung von Windgeschwindigkeit und -gefährdung über komplexer Orographie

Um die auftretenden Windgeschwindigkeiten über komplexem Gelände zu bestimmen, können unterschiedliche Ansätze verfolgt werden.

Statistische Auswertung von Beobachtungsdaten: In der Norm zur Bemessung von Windlasten auf Bauwerke (DIN 1055-4, 2005) wird durch eine Anpassung von Extremwertverteilungsfunktionen an Beobachtungsdaten auf 50-jährige Ereignisse extrapoliert. In Kasperski (2002) werden die so erhaltenen, geschätzten Extremwerte in 5 unterschiedliche Windzonen für Deutschland zusammengefasst. Ein erweiterter Ansatz wird in Troen und Petersen (1990) für den Europäischen Windatlas verwendet. Hier werden zusätzlich die Einflüsse von Orographie, thermischer Schichtung, Rauigkeitsänderungen sowie Daten von Radiosondenaufstiegen mit berücksichtigt. Obwohl zahlreiche Stationsdaten die Basis dieser Interpolations- und Auswerteverfahren für die Windkarten bilden, werden die Verhältnisse in stark gegliedertem Gelände noch zu undifferenziert wiedergegeben.

Aus der Orographie abgeleitete Indexwerte: Insbesondere in der Forstwirtschaft kommen aus der Orographie abgeleitete Indexwerte zum Einsatz, um die Exposition eines Geländepunktes zu bestimmen und dadurch auf die Windgefährdung zu schließen (z.B. Quine und White, 1998). Eine ausführlichere Darstellung und Diskussion zu dieser Methode findet sich in Abschnitt 7.2.

Vereinfachte Strömungsmodelle: Vereinfachte Strömungsmodelle kommen zu schnellen Ergebnissen und zeichnen sich durch stabile Simulationsverläufe aus. Zu nennen ist dabei der Ansatz nach Jackson und Hunt (1975) auf Basis der Annahme einer Potentialströmung (vgl. auch Anhang A.2) sowie davon ausgehend entwickelte Erweiterungen. Diese betreffen die Erweiterung des Ansatzes auf dreidimensionale Strömungen (Mason und Sykes, 1979), die Berechnung von realem Gelände in Walmsley et al. (1982) sowie der Berücksichtigung der Geländerauhigkeit (Walmsley et al., 1986). Zudem wird in Hoff (1987) der Einfluss der thermischen Stabilität in den Ansatz mit einbezogen, da er ursprünglich nur für neutral geschichtete Strömungen galt. Auf Basis des in Jackson und Hunt (1975) beschriebenen Ansatzes entstanden einige kommerzielle Weiterentwicklungen wie z.B. WASP (Mortensen et al., 1993) und FLOWSTAR (Carruthers et al., 1988). Wie schon bei den eben angesprochenen, aus der Topographie abgeleiteten Indexwerten ist auch diese Methode für steiles Gelände nur bedingt geeignet, da dadurch verursachte nichtlineare Effekte wie Strömungsablösungen mit diesem Ansatz nicht wiedergegeben werden. Bei stark stabil geschichteter Überströmung kann der Ansatz nach Smith (1979) verwendet werden, um die Windgeschwindigkeiten abzuschätzen. Da, wie oben schon erwähnt, im Falle von Starkwind die Schichtungseffekte allerdings in den Hintergrund treten und bei dieser Methode zudem keine Grenzschichtwirkung berücksichtigt wird, ist sie in diesem Fall nur als Ergänzung zum zuvor genannten Vorgehen sinnvoll.

Windkanalversuche: Die Überströmung idealisierter Geländeformen im Windkanal ist eine oft verwendete und bewährte Möglichkeit, um die Prozesse in realistischer Weise zu untersuchen (vgl. z.B. Ruck und Adams, 1991). Für komplexe Geländeausschnitte wird dieses Verfahren jedoch nur selten angewendet. Da hierbei, im Gegensatz zu Untersuchungen auf der Mikroskala z.B. für städtische Strukturen, keine definierten Ablösekanten auftreten, treten Probleme bezüglich der Ähnlichkeit der Strömung zu Tage. Weiterhin werden die durch die Corioliskraft verursachten Effekte nicht berücksichtigt. Somit kommt die Frage der Übertragbarkeit der erhaltenen Ergebnisse auf die reale Skala auf. Zudem sind solche Versuche mit komplexer Orographie mit einem hohen Aufwand zur Erstellung des Geländemodells verbunden. Trotz dieser Probleme zeigen beispielsweise Ruel et al. (1998) sowie Miller et al. (1987) Anwendungsmöglichkeiten der Methode zur Bestimmung der Exposition gegenüber Sturmereignissen in komplexem Gelände.

Numerische Strömungsmodelle: Um in komplexem und steilem Gelände alle Effekte zu berücksichtigen, ist der Einsatz eines numerischen Modells notwendig, da damit das gesamte in den hydro- und thermodynamischen Gleichungen vorkommende Spektrum an Einflüssen weitgehend erfasst wird. Numerische Simulationen zur Ermittlung der Windgeschwindigkeiten über gegliedertem Gelände werden häufig in Zusammenhang mit der Bestimmung des Windenergiepotentials realisiert. So wird in Glazer et al. (2005) durch räumlich sehr ausgedehnte Simulationen ein Windenergieatlas für Kanada vorgestellt. Als weitere Anwendung ergibt sich beispielsweise die Bestimmung von Schneeverfrachtungen zur Bestimmung der Lawinengefährdung in alpinem Raum, wozu zur Darstellung des steilen Geländes hochauflösende Simulationen notwendig werden (in Raderschall et al., 2004 mit dem Modell ARPS). Hochaufgelöste Simulationen historischer Starkwindereignissen mit dem Modell KAMM bilden die Grundlage der Untersuchungen von Heneka et al. (2006). Darin wird eine Starkwindgefährdungskarte für Baden-Württemberg entwickelt. Eine Modellierung von Extremwinden mit dem Modell MM5 wird in Dailey und Keller (2005) vorgestellt. In dieser wird allerdings ein sehr grober Skalenbereich betrachtet und deshalb findet kaum eine Berücksichtigung von Geländestrukturen statt. Ebenfalls durch großräumige Simulationen mit einem drei-Stufen-Nesting^{III} (Gitterauflösung minimal 2.8 km) wird in Frank und Majewski (2006) eine sehr gute Übereinstimmung von Simulationen historischer Sturmereignisse und Messwerten gefunden. Ein interessanter Ansatz zur Bestimmung von Windverstärkungen für eine Hügelüberströmung wird in Bitsuamlak et al. (2002) mittels eines Lernprozesses von künstlichen neu-

^{III}Nesting bezeichnet das Einbetten eines feineren Rechengitters in ein grobes, wobei es sich dabei um das gleiche oder um zwei unterschiedliche Modelle handeln kann. Die Ergebnisse des gröber aufgelösten Modells werden mit denen des feineren im ein- oder zwei-Wege-Verfahren ausgetauscht.

ronalen Netzen bezüglich der Ergebnisse eines numerischen Modells vorgeschlagen. Vom selben Autor stammt ein ausführlicher Überblick zu vergangenen Arbeiten zur numerischen Simulationen von Windverhältnissen (Bitsuamlak et al., 2004). Nähere Literaturhinweise zu Simulationen über idealisierten Geländestrukturen finden sich in Kapitel 5.

Obwohl in dieser Arbeit auch teilweise die vorgenannten Verfahren zum Einsatz kommen, liegt der Fokus auf der Anwendung des Modells KAMM2 zur Bestimmung des Windfeldes. Daher soll hier im Folgenden ausführlicher auf meteorologische Prognosemodelle eingegangen werden.

2.2.4 Meteorologische Prognosemodelle

Um ein Gleichungssystem wie z.B. die Reynoldsgleichungen numerisch berechnen zu können, bedarf es seiner Umformung in eine diskrete Formulierung. Diese Diskretisierung von Gleichungen kann auf verschiedene Arten erfolgen. Bei der Modellierung technischer Strömungen wird hierzu oftmals das Finite-Volumen-Verfahren oder seltener das Finite-Elemente-Verfahren eingesetzt, da hier auch komplexe Geometrien behandelt werden können. Im meteorologischen Bereich wird meist das schnelle Finite-Differenzen-Verfahren verwendet. Die Diskretisierung erfolgt hier auf direktem Wege, indem die Differentiale durch eine Taylorreihenentwicklung angenähert und die Restglieder von beliebig hoher Ordnung vernachlässigt werden. Bevor allerdings die Gleichungen auf diesem Wege diskretisiert werden, kommen unterschiedliche Verfahren zur Vereinfachung der Gleichungen zur Anwendung, welche von den gewünschten Anwendungsbereichen des Modells abhängen.

So wird bei Modellen, die eine relativ grobe horizontale Auflösung besitzen, die „hydrostatische Approximation“, also die Annahme von hydrostatischen Verhältnissen in der Atmosphäre verwendet. Mit dieser reduziert sich die Vertikalkomponente der Bewegungsgleichungen zu der hydrostatischen Grundgleichung:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (2.13)$$

Nach Wippermann (1981) ist dies nur zulässig, wenn die horizontale Gitterweite Δ_h größer als die vertikale Modellausdehnung ist, also in etwa $\Delta_h > 10 \text{ km}$.

Bei der „Boussinesq-Approximation“ werden Abweichungen der Dichte vom Grundzustand nur im Auftriebsterm berücksichtigt. Sie vereinfacht das Gleichungssystem und kann deshalb zu weniger rechenintensiven Simulationen beitragen.

Eine weitere Vereinfachung betrifft die Kontinuitätsgleichung. Setzt man Divergenzfreiheit des Windfeldes voraus, so resultiert daraus eine inkompressible Form, in der sich keine Schallwellen mehr ausbreiten können. Vernachlässigt man lediglich die

zeitliche, nicht aber die räumliche Variation der Dichte, ergibt sich daraus die anelastische Approximation.

Bei Verwendung einer voll kompressiblen Formulierung wird die Ausbreitung von Schallwellen im Modell mit berücksichtigt. Außer einer Ausgleichsfunktion bei schnellen Störungen haben diese allerdings keinen Einfluss auf meteorologische Prozesse. Da es sich dabei aber um sehr schnelle Prozesse handelt, muss ein entsprechend niedriger Zeitschritt gewählt werden, um die Signalübertragung zwischen den Modellgitterpunkten zu gewährleisten. Diese Abhängigkeit des Zeitschritts von der Störungsgeschwindigkeit ist auch als Courant-Friedrichs-Levy-Kriterium (CFL-Kriterium) bekannt und wurde erstmals in Courant et al. (1928) ausgedrückt. Um eine Konvergenz der Lösung zu erhalten bestimmt sich danach der kleinste Zeitschritt durch

$$\Delta t < \frac{\Delta}{c\sqrt{2}} \quad (2.14)$$

mit der Gitterauflösung Δ und der Störungsgeschwindigkeit c . Letztere beträgt bei kompressiblen Modellen ca. 330 m/s (Schallgeschwindigkeit). Bei inkompressiblen Modellen wird c durch die wesentlich langsameren Schwerewellen festgelegt, wodurch mit einem wesentlich größeren Zeitschritt gerechnet werden kann (vgl. Pielke, 1994). Um den Nachteil des kleinen Zeitschrittes zu umgehen erfolgt bei kompressiblen Modellen eine Aufteilung nach dem Zwischenschritt-Verfahren in schnelle und in langsame Prozesse, welche dann getrennt mit unterschiedlichen Zeitschritten gerechnet werden (siehe dazu Baldauf, 2002). Die Umsetzung des Verfahrens für das Modell KAMM2 ist in Anhang A.1 beschrieben. Dabei ist zu beachten, dass bei den langsamen Zeitschritten die maximalen Windgeschwindigkeiten den Zeitschritt festlegen. Dies bedeutet, dass sich für Starkwindsimulationen ein kleinerer Zeitschritt und dementsprechend ein höherer Rechenaufwand ergibt.

Eingangsdaten

Die Eingangsdaten für ein Prognosemodell setzen sich zum einen aus den meteorologischen Eingangsdaten zusammen, welche entweder einmalig am Anfang oder zeitabhängig vorgegeben werden. Bei operationell eingesetzten Modellen werden diese mit Hilfe der Datenassimilation aus Beobachtungsdaten gewonnen und im Falle einer genesteten Struktur von einem auf größerer Skala rechnenden Modell an den Rändern vorgegeben. Im Falle eines autonom rechnenden Modells wie KAMM2 mit unbestimmten, offenen Rändern und ohne Vorgabe von Punktmessungen im Modellinneren wird lediglich ein großräumiger Zustand vorgegeben, wozu vertikale Wind- und Temperaturverhältnisse als Initialwerte verwendet werden (näheres dazu in Abschnitt 3.1.2).

Zum anderen müssen die Gegebenheiten am unteren Rand durch entsprechende Parameter näher bestimmt werden. Dazu gehören die Geländehöhe, die Landnutzung (zur Berechnung der Verdrängungshöhe d , der Rauigkeitslänge z_0 , der Albedo und anderer Parameter) sowie die Bodenkennwerte (zur Berechnung von Wärmeleitfähigkeit und Feuchtespeicherung des Bodens). In Tab. 2.1 sind die im Modell KAMM2 verwendeten Landnutzungsarten mit den dazugehörigen Geländerauhigkeiten angegeben.

Nutzungsart	Gewässer	Äcker	Wiesen	nackter Boden	Grünland
z_0	0.00025	0.02	0.02	0.05	0.07
Nutzungsart	Kulturen	besiedelt	Laubwald	Mischwald	Nadelwald
z_0	0.25	0.7	0.7	0.85	1.0

Tabelle 2.1: Von KAMM2 verwendete Landnutzungsarten mit den zugehörigen Geländerauhigkeiten.

Die Landnutzungsdaten für die Simulationen von realem Gelände liegen in 13 Klassen in einer Auflösung von 30 m vor. Sie müssen an die in KAMM2 verwendeten entsprechend angepasst werden. Das in dieser Arbeit verwendete Geländemodell hat eine horizontale Auflösung von $3''$ (etwa 90 m) und eine vertikale Auflösung von 1 m und wird nach Bedarf auf eine gröbere Auflösung interpoliert.

Skalen der Modelle

Die zur Anwendung kommenden numerischen Modelle lassen sich nach dem zu berechnenden zeitlichen und räumlichen Skalenbereich klassifizieren. Eine gebräuchliche Skalenklassifikation meteorologischer Prozesse stammt von Orlandi (1975). Darin werden die Prozesse in Makro- Meso- und Mikroskala mit den Unterkategorien α , β und γ (von groß nach klein) eingeteilt. So spielen sich turbulente Vorgänge auf der Mikroskala γ ab, während globale Wellen die Makroskala α betreffen. Bei Modellen schlägt sich der geplante Anwendungsbereich in der Konzeption und den verwendeten Vereinfachungen nieder.

Makroskalige Modelle berechnen große Gebiete oder den gesamten Globus (z.B. das Global-Modell des Deutschen Wetterdienstes (GME), das GFS der NOAA (USA) oder das globale Modell des ECMWF). Mit mikroskaligen Modellen lassen sich beispielsweise Stoffausbreitungen oder Energiebilanzen für Häuserschluchten in Städten und andere kleinere Strukturen bestimmen. Beispiele für mikroskalige Modelle sind Mitras (Eichhorn, 1989) und Envi-Met (Bruse und Fler, 1998).

Mesoskalige Modelle sind entsprechend der Einteilung nach Orlandi (1975) für die Berechnung von Prozessen mit charakteristischen Längen $L = 2\text{ km}..2000\text{ km}$

und charakteristischen Zeiten im Minuten- bis Stundenbereich bestimmt. Dabei ist, abhängig vom Aufbau des einzelnen Modells und des zu bestimmenden Prozesses, durchaus auch die Berechnung anderer Skalenbereiche möglich. Beispiele für solche Modelle sind das Lokal-Modell des Deutschen Wetterdienstes (LM) sowie eine Vielzahl weiterer Modelle (z.B. ARPS, RAMS, Metras, MM5). Die genannten Modelle sind für den gesamten Bereich der Mesoskala konzipiert und sind nicht-hydrostatische Modelle mit einer anelastischen oder voll kompressiblen Formulierung. Der Anwendungsbereich mesoskaliger Modelle besteht häufig in der operativen Wettervorhersage, wo sie durch Nesting die groben Ergebnisse von großskaligen Modellen lokal spezifizieren („Ausschnittsmodell“, z.B. GME \rightarrow LM). Meist können diese Modelle auch als autonom rechnende Version mit offenen Rändern und fallspezifisch (z.B. idealisiert) vorgegebenen Initialisierungswerten verwendet werden. Dies ermöglicht ein analytisch orientiertes Vorgehen durch die Beobachtung separater Prozesse unter Ausschluss externer Einflüsse.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Einflüsse orographischer Strukturen untersucht, wozu das numerische Modell KAMM2 verwendet wird, welches im folgenden Kapitel beschrieben ist.

Kapitel 3

Numerische Simulation von Starkwind mit dem Modell KAMM2

Bei der Simulation von Starkwindsituationen können einige vereinfachende Annahmen getroffen werden. So ist die Beeinflussung durch die Sonneneinstrahlung und die dadurch bedingten thermischen Effekte wie beispielsweise Berg-Talwindssysteme oder Land-See-Windssysteme als gering einzustufen. Auch der Einfluss von Feuchte und latenter Energie ist nur indirekt wirksam, weshalb diese beiden Faktoren in der folgenden Beschreibung des Gleichungssystems auch vernachlässigt werden.

3.1 Modellbeschreibung

Das Modell KAMM2 basiert auf dem Modell KAMM (Karlsruher Atmosphärisches Mesoskaliges Modell, Adrian und Fiedler, 1991), welches als nicht-hydrostatisches Modell vom Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe entwickelt wurde. Die wesentlichen Unterschiede von KAMM2 zu seinem Vorgängermodell bestehen in einer kompressiblen Formulierung, der Implementierung verschiedener Turbulenzparametrisierungen sowie darin, dass in KAMM ein divergenzfreies Windfeldes berechnet wird. Des Weiteren wurde KAMM2 speziell für den Einsatz auf einem Parallelrechner konzipiert.

Mesoskalige Modelle wurden entwickelt, um die Prozesse auf der regionalen Skala abzubilden. Viele regionale Modelle (wie z.B. das LM vom DWD oder das Modell MM5) werden im operationellen Bereich verwendet und benötigen als Antrieb Eingangsdaten, z.B. von einem globalen, großskaligen Modell. Bei KAMM2 wurde bewusst auf einen von außen aufgeprägten Antrieb an den seitlichen Rändern verzichtet

um einen dadurch verursachten Einfluss auf die regionalen Prozesse auszuschließen und ausschließlich Effekte zu untersuchen, die im Modellinneren ihren Ursprung finden. Die Notwendigkeit eines großräumigen Antriebs resultiert bei KAMM2 in einem geostrophischen Referenzzustand, welcher aus einer Skalentrennung entwickelt werden kann, und der so die großräumige synoptische Situation repräsentiert.

3.1.1 Grundgleichungen

Zur Ermöglichung einer numerischen Behandlung ist es notwendig, durch geeignete Annahmen ein Grundgleichungssystem abzuleiten. Neben der oben schon angesprochenen regionalen Ausrichtung mit eigenem Antrieb galt als weiteres Erfordernis bei der Entwicklung von KAMM2 der Einsatz der an der Universität Karlsruhe bestehenden Parallelrechenanlage vom Typ IBM RS/6000 SP, womit ein Rechengebiet durch mehrere parallel arbeitende Prozessoren behandelt werden kann. Deshalb gilt es, Differentialgleichungen des elliptischen Typs zu vermeiden, da diese schlechte Eigenschaften bezüglich ihrer Parallelisierbarkeit besitzen.

Ausgangspunkt zur Entwicklung des Gleichungssystems bildet das aus Impuls-, Massen- und Energieerhaltung resultierende Navier-Stokessche Grundgleichungssystem:

Bewegungsgleichung:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{v} + \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot \sigma \quad (3.1)$$

mit:

\vec{v} : Geschwindigkeitsvektor

ρ : Dichte der Luft (Summe des Gasgemischs und aller enthaltenen Substanzen)

p : Luftdruck (Summe des Gasgemischs und aller enthaltenen Substanzen)

\vec{g} : Vektor der Schwerebeschleunigung mit $|\vec{g}| = 9.81 \text{ m/s}$

$\vec{\Omega}$: Vektor der Winkelgeschwindigkeit der Erde

σ : Reibungstensor für newtonsche Flüssigkeiten und Gase

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = 0 \quad (3.2)$$

Zustandsgleichung für ideales Gas:

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (3.3)$$

sowie der 1. Hauptsatz der Thermodynamik:

$$c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla T \right) - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla p \right) = W_s \quad (3.4)$$

R : spezifische Gaskonstante für Luft

T : Temperatur

c_p : spezifische Wärme bei konstantem Druck

W_s : sonstige Wärmequellen (Divergenz der Strahlungsflüsse sowie des fühlbaren Wärmestroms)

Damit in Gl. (3.4) nur die Ableitung $\frac{\partial T}{\partial t}$ vorkommt und daraus eine prognostische Gleichung für die Temperatur entwickelt werden kann, eliminiert man $\frac{\partial p}{\partial t}$ mit Hilfe der Gleichungen (3.3) und (3.2) sowie mit $R = c_p - c_v$ und erhält:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{c_v} W_s - \frac{R}{c_v} T \nabla \cdot \vec{v} \quad (3.5)$$

mit c_v als spezifische Wärme bei konstantem Volumen.

Auf analoge Weise ergibt sich eine prognostische Gleichung für den Druck:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{R}{c_v} \rho W_s - \frac{c_p}{c_v} p \nabla \cdot \vec{v} \quad (3.6)$$

Durch diese Formulierung wird eine Gleichung elliptischen Typs zur Bestimmung des Druckfeldes umgangen.

3.1.2 Skalentrennungen und vereinfachende Annahmen

Von diesen modifizierten Navier-Stokesschen Gleichungen ausgehend wird nun das in KAMM2 verwendete Gleichungssystem entwickelt, welches die eingangs genannten Anforderungen von eigenem Antrieb, Parallelisierbarkeit und möglichst wenigen vereinfachenden Annahmen erfüllt. Zu diesem Zweck wird ein Grundzustand eingeführt, welcher eine Linearisierung der thermodynamischen Variablen ermöglicht. Ein synoptischer, großräumiger Antrieb wird durch die Einführung eines Referenzzustandes verwirklicht.

Dabei werden im Folgenden alle verwendeten Annahmen aufgeführt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden einige Zwischenschritte nicht ausführlich dargestellt, sondern nur kurz erwähnt. Aus demselben Grund wird das Gleichungssystem nur für den bei den Simulationen verwendeten trockenen Zustand entwickelt sowie auch die nicht benötigte prognostische Gleichung für den Transport von Substanzen ausgeklammert.

Um eine Vereinfachung des oben entwickelten Gleichungssystems zu ermöglichen und damit eine numerische Behandlung effizienter zu gestalten, wird ein Grundzustand eingeführt, der folgende Eigenschaften besitzt:

1. Stationär
2. Ruhend mit $\vec{v} \equiv 0$
3. Trockene Atmosphäre ohne Wasserdampf, Flüssig- oder Festwasserbestandteile
4. Keine internen Wärmequellen $W_H \equiv 0$

Alle Variablen werden dann als Summe des Grundzustandes und der Abweichungen von diesem Grundzustand folgendermaßen dargestellt:

$$p = p_0 + p^* \quad (3.7)$$

$$T = T_0 + T^* \quad (3.8)$$

$$\rho = \rho_0 + \rho^* \quad (3.9)$$

Durch diese Annahmen reduzieren sich die Gleichungen (3.1) - (3.4) wie folgt:

Aus der Bewegungsgleichung resultiert die hydrostatische Gleichung

$$\frac{dp_0}{dz} = -\rho_0 \vec{g} \quad (3.10)$$

Die Zustandsgleichung wird zu:

$$p_0 = \rho_0 R T_0 \quad (3.11)$$

Die Kontinuitätsgleichung ist automatisch erfüllt. Das vertikale Temperaturprofil in z-Richtung berechnet sich mit einem vorzugebenden großräumigen Gradienten Γ sowie mit einer ebenfalls anzugebenden bodennahen Temperatur T_{00} zu

$$T_0 = T_{00} - \Gamma z \quad (3.12)$$

Mit T_0 können dann unter Verwendung der Gleichungen (3.10) und (3.11) die Initialwerte von p und ρ berechnet werden. Abweichungen davon sind durch den später beschriebenen Referenzzustand möglich.

Zieht man nun die obigen Gleichungen von den Ausgangsgleichungen ab, ergibt sich ein Gleichungssystem, welches die Abweichungen von diesem Grundzustand beschreibt. Die sich durch diesen Vorgang ergebende Form der Gleichungen

ermöglicht einen Vergleich von Verhältniswerten und damit die Möglichkeit der Vernachlässigung bestimmter Ausdrücke.

Mit den Annahmen

$$\left| \frac{p^*}{p_0} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{\rho^*}{\rho_0} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{T^*}{T_0} \right| \ll 1 \quad (3.13)$$

ergibt sich eine „Linearisierung in den thermodynamischen Variablen“ (Baldauf, 2003). Damit vereinfacht sich das Gleichungssystem folgendermaßen:

Aus (3.1) folgt:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p^* - \frac{\rho^*}{\rho_0} \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{v} + \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot \sigma \quad (3.14)$$

Durch eine Taylorreihenentwicklung bis zur ersten Ordnung entwickelt sich die Zustandsgleichung aus (3.3) zu

$$\frac{p_0}{\rho_0} + \frac{p^*}{\rho_0} - \frac{p_0 \rho^*}{\rho_0^2} = RT_0 + RT^* + \mathfrak{R}_\rho + \mathfrak{R}_p \quad (3.15)$$

mit \mathfrak{R}_ρ und \mathfrak{R}_p als den jeweiligen Restgliedern. Eine Multiplikation mit $\rho_0/p_0 = 1/(RT_0)$ (aus (3.11) abgeleitet) bringt unter Vernachlässigung der Restglieder bzw. der Produkte der Störgrößen:

$$\frac{p^*}{p_0} - \frac{\rho^*}{\rho_0} = \frac{T^*}{T_0} \quad (3.16)$$

Die prognostischen Gleichungen für die Temperatur und den Druck resultieren zu:

$$\frac{\partial T^*}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla T^* + \vec{v} \cdot \nabla T_0 = \frac{1}{c_v} W_s - \frac{R}{c_v} T_0 \nabla \cdot \vec{v} \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla p^* - \rho_0 \vec{v} \cdot \vec{g} = \frac{R}{c_v} \rho_0 W_s - \frac{c_p}{c_v} p_0 \nabla \cdot \vec{v} \quad (3.18)$$

Nach der eben vorgenommenen Trennung in Grundzustands- und Störgrößen kann auch auf der zeitlichen Skala eine ähnliche Aufteilung erfolgen. Mittels der Reynolds-Zerlegung werden die Variablen in zeitlich gemittelte Größen sowie turbulente Fluktuationen unterteilt:

$$\vec{v} = \bar{\vec{v}} + \vec{v}' \quad (3.19)$$

$$p^* = \bar{p} + p' \quad (3.20)$$

$$T^* = \bar{T} + T' \quad (3.21)$$

$$\rho^* = \bar{\rho} + \rho' \quad (3.22)$$

Bei der Entwicklung der Gleichungen (3.14)-(3.18) nach der Reynolds-Zerlegung werden Divergenzen der Fluktuationsgeschwindigkeiten $\nabla \cdot \vec{v}'$ vernachlässigt, da sie klein gegenüber den Impulsflussdivergenzen sind. Es ergeben sich folgende Gleichungen:

$$\frac{\partial \bar{\vec{v}}}{\partial t} + \bar{\vec{v}} \cdot \nabla \bar{\vec{v}} + \nabla \cdot \overline{\vec{v}'\vec{v}'} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla \bar{p} - \frac{\bar{\rho}}{\rho_0} \bar{\vec{g}} - 2\bar{\vec{\Omega}} \times \bar{\vec{v}} + \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot \sigma \quad (3.23)$$

$$\frac{\bar{\rho}}{\rho_0} = \frac{\bar{p}}{p_0} - \frac{\bar{T}}{T_0} \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{\vec{v}} \cdot \nabla \bar{T} + \nabla \cdot \overline{\vec{v}'T'} + \bar{\vec{v}} \cdot \nabla T_0 = \frac{1}{c_v} \rho_0 \bar{W}_s - \frac{R}{c_v} T_0 \nabla \cdot \bar{\vec{v}} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \bar{\vec{v}} \cdot \nabla \bar{p} + \nabla \cdot \overline{\vec{v}'p'} - \rho_0 \bar{\vec{v}} \cdot \bar{\vec{g}} = \frac{R}{c_v} \rho_0 \bar{W}_s - \frac{c_p}{c_v} p_0 \nabla \cdot \bar{\vec{v}} \quad (3.26)$$

Der Term für die molekulare Reibung in (3.23) ist bei großen Reynoldszahlen um Größenordnungen kleiner als die turbulente Reibung und wird deshalb vernachlässigt.

Als letzter Schritt steht die Forderung nach einer Vorgabe von für das Gebiet repräsentativen Geschwindigkeits- und Temperaturprofilen, welche beliebig vom Grundzustand abweichen und beispielsweise durch die Werte aus einem Radiosondenaufstieg vorgegeben werden können. Dazu wird ein Zustand, der geostrophisch (vgl. Abschnitt 2.2.1), reibungsfrei, trocken sowie frei von Stoffbeimengungen sein soll, abgeleitet. Im Unterschied zum Grundzustand, welcher nur die Thermodynamik berücksichtigt, beschreibt der „geostrophische Referenzzustand“ auch die Strömungsdynamik und prägt den großskaligen Antrieb auf. Damit ist ein Antrieb aus einem globalen Modell nicht mehr notwendig. Der Zustand wird als Abweichung vom Grundzustand dargestellt und erhält den Index g :

$$\vec{v}_g \quad (3.27)$$

$$p_0 + p_g \quad (3.28)$$

$$\rho_0 + \rho_g \quad (3.29)$$

$$T_0 + T_g \quad (3.30)$$

Durch die Annahme von großräumigen Verhältnissen zeigt sich durch eine Skalenabschätzung mit einer Längenskala von $L = 1 \cdot 10^6 \text{ m}$ sowie einer charakteristischen Geschwindigkeit von $U = 10 \text{ m/s}$

$$\vec{v}_g \cdot \nabla \vec{v}_g \simeq U^2/L = 10^{-4} \text{ m/s}^2 \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_g}{\partial t} \simeq U/T = U^2/L = 10^{-4} \text{ m/s}^2 \quad (3.32)$$

$$-2\bar{\vec{\Omega}} \times \vec{v}_g \simeq 1 \cdot 10^{-4} \cdot U = 10^{-3} \text{ m/s}^2 \quad (3.33)$$

dass die Ausdrücke mit (3.31) und (3.32) entfallen, da diese um eine Größenordnung kleiner sind als (3.33). Dadurch ergibt sich ein quasi-stationärer Zustand und eine vereinfachte Bewegungsgleichung:

$$\frac{1}{\rho_0} \nabla p_g = -\frac{\rho_g}{\rho_0} \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{v}_g \quad (3.34)$$

und die nach obigem Vorgehen linearisierte Zustandsgleichung:

$$\frac{\rho_g}{\rho_0} = \frac{p_g}{p_0} - \frac{T_g}{T_0} \quad (3.35)$$

Durch die hydrostatische Gleichung (3.10), die linearisierte Zustandsgleichung (3.11) sowie mit den Annahmen

$$\vec{g} = \text{const.}, \quad \vec{\Omega} = \text{const.}, \quad \nabla \cdot \vec{v}_g = 0 \quad (3.36)$$

können nach Umformung durch Vorgabe der geostrophischen Geschwindigkeit und der geostrophischen Abweichung der Temperatur vom Grundzustand folgende Größen berechnet werden:

Die Temperaturverteilung über das Gebiet

$$T_g(d_M) = \frac{T_0^2}{g^2} \left(\vec{g} \times \left((f \sin \phi) \frac{d}{dz} \left(\frac{\vec{v}_g}{T_0} \right) \right) \right) d_M \quad (3.37)$$

wobei d_M der Abstand vom Gebietsmittelpunkt ist und ϕ die geographische Breite.

Sowie der Druckgradient

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -(f \sin \phi) \rho v_g \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = (f \sin \phi) \rho u_g \quad (3.39)$$

Führt man nun eine Zerlegung in einen quasi-geostrophischen Referenzzustand und Abweichungen davon ein

$$\bar{p} = p_g + \hat{p} \quad (3.40)$$

$$\bar{T} = T_g + \hat{T} \quad (3.41)$$

$$\bar{\rho} = \rho_g + \hat{\rho} \quad (3.42)$$

und verwendet die oben entwickelten Ausdrücke, so ergibt sich das in KAMM2 verwendete Gleichungssystem zu

$$\frac{\partial \bar{\vec{v}}}{\partial t} + \bar{\vec{v}} \cdot \nabla \bar{\vec{v}} + \nabla \cdot \overline{\vec{v}' \vec{v}'} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla \hat{p} - \frac{\hat{\rho}}{\rho_0} \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times (\bar{\vec{v}} - \vec{v}_g) + \frac{\partial \vec{v}_g}{\partial t} \quad (3.43)$$

$$\frac{\hat{\rho}}{\rho_0} = \frac{\hat{p}}{p_0} - \frac{\hat{T}}{T_0} \quad (3.44)$$

$$\frac{\partial \hat{T}}{\partial t} + \bar{\vec{v}} \cdot \nabla \hat{T} + \nabla \cdot \overline{\vec{v}' T'} + \bar{\vec{v}} \cdot \nabla (T_0 + T_g) = \frac{1}{c_v} \rho_0 \overline{W_s} - \frac{R}{c_v} T_0 \nabla \cdot \bar{\vec{v}} - \frac{\partial T_g}{\partial t} \quad (3.45)$$

$$\frac{\partial \hat{p}}{\partial t} + \bar{\vec{v}} \cdot \nabla \hat{p} + \nabla \cdot \overline{\vec{v}' p'} - \rho_0 \bar{\vec{v}} \cdot (\vec{g} + 2\vec{\Omega} \times \vec{v}_g) - \rho_g \vec{v}_g \cdot \vec{g} = \frac{R}{c_v} \rho_0 \overline{W_s} - \frac{c_p}{c_v} p_0 \nabla \cdot \bar{\vec{v}} - \frac{\partial p_g}{\partial t} \quad (3.46)$$

Damit ergibt sich KAMM2 zu einem nicht-hydrostatischem und voll kompressiblem, regionalem Prognosemodell mit der Möglichkeit, autonom auf ein begrenztes Gebiet angewendet zu werden.

3.1.3 Randbedingungen

Da die Werte an den Rändern von KAMM2 nicht vorgegeben oder durch ein antreibendes Modell aufgeprägt werden, sind sie auf einem anderen Weg zu bestimmen. Bei den offenen seitlichen Rändern muss zudem für einen ungestörten Abtransport der im Modellinneren entstehenden Schwerewellen und Störungen gesorgt werden.

Die seitlichen Ränder

Eine Zusammenfassung von Ansätzen zur Bestimmung der Werte der seitlichen Ränder findet sich beispielsweise in Orlanski (1976). Folgende Methoden können unterschieden werden:

- 1.) Heraussetzen der Variablen („Gradient-0-Bedingung“)
- 2.) Einseitige Differenzenbildung
- 3.) Periodische Randbedingungen
- 4.) Dämpfungsschicht am Rand (viskose Rayleigh-Dämpfung)
- 5.) Strahlungsbedingung nach Sommerfeld

Die hauptsächlichen Nachteile der unter Punkt 1.) und 2.) genannten Methoden ist eine unerwünschte Ausbildung von Reflexionen von Wellen aus dem Modellinneren: Am Rand auftreffende Störungen können nicht heraustransportiert werden und reflektieren in das Modellgebiet zurück. Eine Dämpfungsschicht am Rand kann solche unerwünschten Effekte vermindern. Meist wird bei der Behandlung der seitlichen

Ränder aber auf die Ausstrahlungsbedingung nach Sommerfeld zurückgegriffen, die eine beliebige Variable ψ wie folgt berechnet:

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = -c \frac{\partial\psi}{\partial x_{\perp}} \quad (3.47)$$

Dabei ist x_{\perp} die Richtung senkrecht zum Rand, ins Modellinnere gerichtet. Ziel dieses Ansatzes ist es, das Verlassen von auf den Rand auftreffende Störungen zu ermöglichen. Die Phasengeschwindigkeit c wird von Orlandi (1976) den jeweiligen auftreffenden Störungen angepasst. Es hat sich jedoch gezeigt, dass eine lokal bestimmte Phasengeschwindigkeit keine Vorteile gegenüber einer festen Phasengeschwindigkeit bezüglich der Störungsableitung bringt. In KAMM2 wurde deshalb für c die maximal auftretende Störungsgeschwindigkeit, welche bei einem kompressiblen Modell die Schallgeschwindigkeit ist, verwendet. Bei hohen Windgeschwindigkeiten traten allerdings auch bei diesem Typ von Randbedingung Störungsreflexion am Rand auf. Bei stabiler thermischer Schichtung und hohen Windgeschwindigkeiten verursachte die Ausstrahlungsrandbedingung Störungen, welche durch Anwendung einer weiter unten beschriebenen Dämpfungsschicht reduziert wurden.

Der obere Rand

Die Aufgabe der oberen Randbedingung besteht in erster Linie darin, die Energie der sich vertikal ausbreitenden Schwerewellen zu absorbieren. Dies ist zum einen dadurch erforderlich, da ansonsten die Simulation durch reflektierende Schwerewellen, welche ins Berechnungsgebiet zurückstrahlen würden, destabilisiert würde. Zum anderen sollen reale Verhältnisse nachgebildet werden, da auch die Troposphäre einen Anteil der ankommenden Schwerewellen absorbiert und transmittiert.

Die obere Randbedingung besteht aus einem festen Oberrand mit einer vorgelagerten Dämpfungsschicht (Rayleigh-Dämpfung, siehe Xue et al., 1995):

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = f(\psi) - \alpha_R(\psi - \psi_0) \quad (3.48)$$

wobei ψ für eine beliebige prognostische Variable steht und α_R ein Dämpfungskoeffizient ist, der sich mit

$$\alpha_R = \begin{cases} 0 & : z < H_0 - d_R \\ \frac{1}{\tau_R} \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{z - (H_0 - d_R)}{d_R}\right) & : z > H_0 - d_R \end{cases} \quad (3.49)$$

definiert. Dabei ist H_0 die Modellhöhe, τ_R die Dämpfungs-Zeitkonstante und d_R die Dicke der Rayleigh-Dämpfungsschicht. Letztere bestimmt sich durch die Wellenlänge der Schwerewellen zu

$$d_R = 2\pi \frac{|\vec{v}_g|}{N} \quad (3.50)$$

mit der Brunt-Väisälä-Frequenz N und dem geostrophischen Wind \vec{v}_g . Ein Mindestwert ist durch die mittlere, vertikale Gitterauflösung Δz vorgegeben ($d_{R,min} = 10 \cdot \Delta z$), die maximale Ausdehnung ist durch $d_{R,max} = \frac{H_0}{2}$ begrenzt. Für die Dämpfungs-Zeitkonstante hat sich in der Praxis ein Wert von etwa $\tau_R \approx 20 \cdot dt_{gr}$ bewährt, mit dt_{gr} als großem Zeitschritt (siehe Zwischenschritt-Verfahren in A.1).

Als effektive Modellhöhe kann also der Beginn der Dämpfungsschicht angesehen werden. Um einen noch realistischeren Troposphärenaufbau nachzubilden, kann auch eine Inversion in Höhe der Tropopause zur Festlegung der effektiven Modellhöhe verwendet werden. Dies ist vor allem bei einer starken Entwicklung von Schwerewellen sinnvoll, um die Prozesse in Troposauennähe realistisch darzustellen.

Der untere Rand

Am unteren Rand gilt für die Windgeschwindigkeit die Haftbedingung. Hier wird

$$\vec{v} = 0 \quad (3.51)$$

gesetzt. Der Bodendruck wird über eine vereinfachte Form der Bewegungsgleichung berechnet. Die Geschwindigkeit am untersten Gitterpunkt bestimmt sich durch das logarithmische Windprofil (vgl. Gl. (2.7)), wobei u_* durch eine entsprechende Routine unter anderem aus der Geländerauhigkeit z_0 zu ermitteln ist.

3.1.4 Turbulenzparametrisierung

Die in (3.23)-(3.26) auftretenden Produkte der Strichgrößen stellen neue und unbekannte Größen dar. Die Bestimmung dieser Größen kann mit Hilfe von Transportgleichungen erfolgen. Durch dieses Vorgehen erhält man prognostische Gleichungen für die Turbulenzgrößen. Allerdings tauchen dann in den erhaltenen Gleichungen wiederum Korrelationen der Strichgrößen in noch höherer Ordnung auf, die wiederum bestimmt sein wollen. Dieses Problem ist allgemein als Schließungsproblem bekannt. Um es zu umgehen, müssen die turbulenten Größen parametrisiert werden, was im Folgenden exemplarisch für die Impulsflüsse beschrieben werden soll. Die Parametrisierung der turbulenten Schwankungsgrößen in KAMM2 geht vom Wirbelviskositätsansatz aus, welcher die mittleren turbulenten Schubspannungen $-\overline{u'_i u'_j}$ ^I als proportional zu den Gradienten der gemittelten Geschwindigkeiten mit

$$-\overline{u'_i u'_j} = K_m \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} E_t \delta_{ij} \quad (3.52)$$

^IIn diesem Abschnitt wird die Tensorschreibweise verwendet, da diese auch im Großteil der dazu existierenden Literatur verwendet wird und es so zu einer Ersparnis an zu notierenden Ausdrücken kommt.

bestimmt, wobei der turbulente Diffusionskoeffizient für Impuls K_m eine lokale Größe darstellt und durch eine entsprechende Parametrisierung zu bestimmen ist. Die turbulenten Wärmeflüsse werden mit

$$\overline{u'_i T'} = K_h \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (3.53)$$

bestimmt, wobei K_h den Diffusionskoeffizient für Wärme darstellt.

Bei den Simulationen kommen das Mischungswegmodell und das $k - \epsilon$ -Modell zur Anwendung, die nachfolgend beschrieben sind. Das ebenfalls in KAMM2 implementierte *tkε*-Modell nach Klemp und Wilhelmson (1978) wird aufgrund seiner Abhängigkeit der Berechnung der Flüsse von der Auflösung des Rechengitters nicht verwendet, da die Auflösung dadurch bei den einzelnen Versuchen konstant gehalten werden müsste.

Beschreibung des Mischungswegmodells

Das Mischungswegmodell wurde von Ludwig Prandtl vorgeschlagen. Analog zur kinetischen Gastheorie wird dabei von einer mittleren freien Weglänge l_m ausgegangen, welche die Turbulenzelemente zurücklegen, bevor sie mit anderen Elementen interagieren und Energie austauschen. Der resultierende Diffusionskoeffizient für den Impuls bestimmt sich aus

$$K_m = l_m^2 D_s \quad (3.54)$$

mit D_s als skalarem Deformationstensor (siehe A.1) als Maß für die Windscherung. Die Bestimmung der noch unbekanntenen Mischungsweglänge l_m muss empirisch erfolgen und hängt von der Art der Anwendung ab. In KAMM2 wird der allgemein verwendbare asymptotische Ansatz nach Blackadar (1962) zur Bestimmung von l_m verwendet:

$$l_m = \frac{1}{\Phi_m(\zeta)} \frac{\kappa z}{1 + \frac{\kappa z}{\lambda_B}}, \quad (3.55)$$

mit $\kappa = 0.4$ als von-Kármán-Konstante und λ_B die Blackadar-Länge

$$\lambda_B = 0.007 \frac{u_*}{f} \quad (3.56)$$

mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und dem Coriolisparameter f . Diese hat eine untere Beschränkung von $\lambda_{Bmin} = 50m$. Die Stabilitätsfunktion für den Impuls $\Phi_m(\zeta)$ berücksichtigt die thermischen Schichtungsverhältnisse und wird aus der Monin-Obouchow-Theorie abgeleitet (siehe Fiedler, 1972). In KAMM2 wird $\Phi_m(\zeta)$ wie folgt definiert:

$$\Phi_m(\zeta) = \begin{cases} (1 - 19.3\zeta)^{-1/4} & \zeta > 0 \text{ (stabile Schichtung)} \\ 1 + 6.0\zeta & \zeta < 0 \text{ (labile Schichtung)} \end{cases} \quad (3.57)$$

Der Stabilitätsparameter ζ ist durch

$$\zeta = \frac{1}{D_s^2} \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \quad (3.58)$$

gegeben und entspricht damit der Richardson-Zahl. Dabei ist g die Erdbeschleunigung und Θ die potentielle Temperatur. Diese Definition für ζ ist, wie auch die oben gegebene Formel (3.54) für K_m , nur für Bereiche oberhalb der Prandtlschicht gültig, deren vertikale Ausdehnung bis zur ersten Gitterebene angenommen wird. In der untersten Berechnungsebene und damit innerhalb der angenommenen Prandtlschicht gilt:

$$K_m = l_m u_* \quad (3.59)$$

und

$$\zeta = z/L_*, \quad L_* = \frac{u_*^2 \Theta}{g \Theta_* \kappa} \quad (3.60)$$

Obwohl das Mischungswegmodell als einfache und schnelle Methode bei vielen Anwendungen gute Ergebnisse zeigt, muss angemerkt werden, dass die zugrunde gelegte Annahme der Analogie zur Gastheorie physikalisch nicht korrekt ist. Bei den Turbulenzelementen handelt es sich nicht um starre Körper gleicher Größe. Das Modell vernachlässigt außerdem den konvektiven und diffusiven Transport der Turbulenzgrößen und kann bei einem Überwiegen dieser Vorgänge nicht eingesetzt werden. Beispiele hierfür sind Strömungen mit ausgeprägter Rezirkulation (siehe Abschnitt 5.3) und stark instationäre Fälle. Eine Abhilfe für diese Mängel kann die prognostische Bestimmung turbulenter Größen bieten, wie bei dem im Folgenden beschriebenen Modell.

Beschreibung des $k - \epsilon$ -Modells

Beim $k - \epsilon$ -Modell (Launder und Spalding, 1974) handelt es sich -im Gegensatz zum Mischungswegmodell- um ein 2-Gleichungsmodell, d.h. es werden 2 prognostische Gleichungen zur Bestimmung von turbulenten Größen verwendet. Diese turbulenten Größen sind im Fall des $k - \epsilon$ -Modells die turbulente kinetische Energie (E_t) und die Dissipation dieser Energie ϵ .

Die Bestimmung der Transportgleichungen für die Geschwindigkeitsfluktuationen erhält man durch die Differenz der Gl. (3.14) vor der Reynolds-Mittelung mit der Reynoldsgemittelten Gl. (3.23) für den Impuls und kommt auf

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'_i}{\partial t} + \overline{v_k} \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} + v'_k \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_k} + v'_k \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} - \overline{v'_k \frac{\partial v'_i}{\partial x_k}} = \\ - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{\rho'}{\rho_0} g \delta_{i3} - 2 \epsilon_{ijk} \Omega_j v'_k + \nu \left(\frac{\partial^2 v'_i}{\partial x_k \partial x_k} \right) \end{aligned} \quad (3.61)$$

Da die Energie über das Geschwindigkeitsquadrat definiert ist ($E_t = \frac{1}{2}\overline{v'_i v'_i}$) erhält man als prognostische Gleichung für die turbulente kinetische Energie durch skalare Multiplikation von (3.61) mit v'_i :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_t}{\partial t} + \overline{v_k} \frac{\partial}{\partial x_k} E_t = & \\ - \underbrace{\overline{v'_i v'_k} \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_k}}_P - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \overline{E_t v'_k}}_{D^v} - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{v'_k p'}}_{D^p} - \underbrace{\nu \frac{\partial \overline{v'_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{v'_i}}{\partial x_j}}_\epsilon - \underbrace{\frac{g}{\rho_0} \overline{v'_k \rho'}}_G \end{aligned} \quad (3.62)$$

mit folgenden Elementen:

P : Scher-Produktion

D^v : Diffusiver Transport infolge der Schwankungsbewegung

D^p : Diffusiver Transport infolge der Druckschwankungen

ϵ : Dissipation

G : Auftriebs-Produktion

Dabei werden die molekulare Diffusion und sonstige viskose Effekte als klein gegenüber den anderen Termen angenommen und deshalb vernachlässigt. Der entstehende Term $\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{v'_k p'}$ („pressure-strain“) trägt nur bei stark kompressiblen Vorgängen zu dem Ausdruck bei und wird deshalb ebenfalls vernachlässigt.

Die Flüsse werden in diesem Modell mit Wirbelviskositäten und -diffusivitäten parametrisiert, weshalb sich die letzte Gleichung zu

$$\frac{\partial E_t}{\partial t} + \overline{v_k} \frac{\partial}{\partial x_k} E_t = +P + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{K_m}{\sigma_{E_t}} \frac{\partial E_t}{\partial x_k} \right) - \epsilon + G \quad (3.63)$$

ergibt, mit $K_m = \frac{c_\mu}{\epsilon} E_t^2$.

Die Transportgleichung für die Dissipation ϵ erhält man, indem Gl. (3.61) nach x_i differenziert, mit $2\nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}$ multipliziert und gemittelt wird, was zu einer exakten Gleichung für ϵ führt. Aufgrund einer Vielzahl an zu bestimmenden Korrelationen ist die so entstandene Gleichung allerdings nicht anwendbar. Deshalb müssen verschiedene Annahmen getroffen werden. So kann die Produktion von ϵ durch die Grundströmung bei großen Reynolds-Zahlen nach Tennekes und Lumley (1982) vernachlässigt werden. Die Terme der Produktion durch gegenseitiges Strecken der Wirbelfäden und der viskosen Vernichtung werden in Rodi (1971) zusammengefasst und eine empirische Beziehung dafür angegeben. Die Diffusion wird durch die Annahme einer Gradientendiffusion vereinfacht. Daraus ergibt sich der folgende Ausdruck für die Dissipation ϵ :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \overline{v_k} \frac{\partial}{\partial x_k} \epsilon = - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{K_m}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} \right) + c_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} (P + G) \left(1 + c_{\epsilon 3} \left(-\frac{G}{P} \right) \right) - c_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.64)$$

Weiterhin sind:

$$\begin{aligned}
c_{\epsilon 1} &\approx 1.44 \\
c_{\epsilon 2} &\approx 1.92 \\
c_{\epsilon 3} &\approx 1.0 \\
\sigma_{\epsilon} &\approx 1.3 \\
c_{\mu} &\approx 0.09
\end{aligned}$$

Diese Werte sowie genauere Ausführungen zum $k - \epsilon$ -Modell finden sich in Rodi (1984).

Die Bestimmung der Randwerte der prognostischen Größen erfolgt für E_t am unteren Rand (unterster Gitterpunkt) mit

$$E_t = \frac{u_*^2}{\sqrt{c_{\mu}}} \quad (3.65)$$

Die Dissipation ϵ wird am unteren Rand durch

$$\epsilon = c_{\mu}^{0.75} E_t^{1.5} \frac{1}{\kappa \Delta z_{min}} \quad (3.66)$$

mit dem geringsten vertikalen Gitterabstand der untersten Schicht Δz_{min} bestimmt.

Die seitlichen Ränder werden für beide prognostische Größen durch das Heraussetzen der inneren Werte bestimmt („Gradient-0-Bedingung“).

Das $k - \epsilon$ -Modell kommt in vielen technischen wie auch in meteorologischen Modellen zur Anwendung. Die Vorteile liegen in einer prognostischen Bestimmung der turbulenten kinetischen Energie und der Dissipation sowie der Fähigkeit, auch im Falle größerer Windscherungen noch gute Resultate zu liefern. Dafür erfordert das $k - \epsilon$ -Modell erheblich mehr Rechenzeit als das Mischungswegmodell, da zusätzliche Transportgleichungen zu lösen sind. Zudem wird die Corioliskraft bei der Formulierung nicht berücksichtigt, was bei kleinen Gebietsausdehnungen allerdings vernachlässigt werden kann. Auch wächst mit Schließungen höherer Ordnung die Anzahl der zu bestimmenden Parameter, über deren Werte teilweise Unsicherheiten bestehen.

3.2 Besonderheiten bei der Simulation von Starkwind

Neben der schon erwähnten möglichen Vernachlässigung von Strahlungseffekten und latenter Energie zeichnen sich Simulationen unter Starkwindbedingungen aber noch durch weitere Besonderheiten aus. Durch die Simulation mit hohen Froude-Zahlen

und die geringe Bedeutung von thermischen Effekten genügt es oft, Simulationen über idealisierten Geländeformen (Täler, Hügel) zweidimensional auszuführen. Dies ist auf die Tendenz zur Überströmung eines Hindernisses bei hohen Froude-Zahlen zurückzuführen und trifft dann zu, wenn keine lateralen Störungen durch nichtlineares Verhalten zu erwarten sind. Zudem werden die höchsten Windgeschwindigkeiten bei Erhebungen dann entstehen, wenn die zur Anströmungsrichtung senkrechte Ausdehnung größer ist, als jene parallel zur Strömung.

Bezüglich der Simulationen mit Starkwind hat sich leider auch oft ein instabiles numerisches Verhalten des Modells ergeben. Neben den im nächsten Abschnitt besprochenen Störungen, die über idealisierten Formen oder auch über homogenem Untergrund auftraten und eine Modellanpassung erforderlich machten, waren bei der Simulation über stark gegliedertem Gelände mit großen Steigungen extrem starke, kurzweilige Störungen zu beobachten. Simulationsverläufe zeigten, dass die Ausbreitung dieser Störungen extrem schnell ist und von der Ausstrahlungsrandbedingung ins Modellgebiet zurückreflektiert wird. Eine diesbezügliche Modifizierung der Randbedingung (Erhöhung der Phasengeschwindigkeit, vgl. Abschnitt 3.1.3) brachte keine Besserung. Eine mögliche Ursache für diese Störungen könnte in einer unzureichend genauen Berechnung der metrischen Terme liegen, wie sie von Klemp et al. (2003) beschrieben wird. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass durch die Verwendung einer Finiten-Differenzen Formulierung mit einem transformierten Koordinatensystem bei unzureichend genauer Diskretisierung Fehler in den metrischen Termen entstehen. Bei einer Substitution des Euler-Verfahrens (1. Ordnung) durch ein Runge-Kutta-Verfahren (3. Ordnung) und somit einer Verfeinerung der Diskretisierung treten diese Fehler nicht mehr auf. Großer Nachteil einer Berechnung mit dem Runge-Kutta-Verfahren ist eine Verdreifachung der Rechenzeit.

Zuletzt seien noch vom Modellrand verursachte Störungen zu nennen. Die in Abschnitt 3.1.3 beschriebene seitliche Ausstrahlungsrandbedingung verursachte wiederum insbesondere für Fälle von Starkwindsimulationen fehlerhafte Berechnungen in Form von Störungen in der Windgeschwindigkeit. Diese Störungen zeigten sich durch unerklärliche Abweichungen und waren meist auf den Randbereich beschränkt. Durch ein Heraussetzen des Geländemodells, also das Verbreitern des Randes durch Übernahme der äußeren Höhenwerte, konnte dieser Fehler vermindert werden.

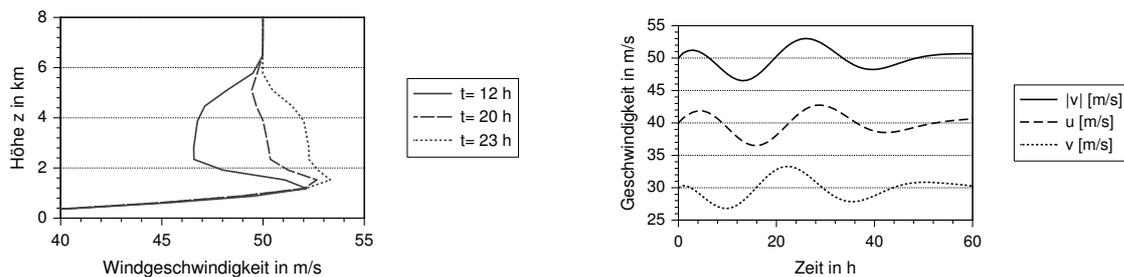
Neben den hier beschriebenen Besonderheiten traten zudem noch weitere, für Starkwindsimulationen spezifische Probleme und Erfordernisse auf, welche einige Anpassungen des Modells erforderlich machten und die im folgenden Abschnitt besprochen werden sollen.

3.3 Modellanpassungen zur Durchführung von Starkwindsimulationen

Die Anwendung von KAMM2 für den Fall hoher Windgeschwindigkeiten führte zu verschiedenen Fragen und Problemen, welche Modifikationen am bestehenden KAMM2-System erforderlich machten. Bei dem Vorgängermodell KAMM wird in Heneka et al. (2006) die Anwendung für Starkwindfälle durch ein Nudgingfeld unterstützt. Da im Rahmen dieser Arbeit eine freie Windentwicklung gewünscht war, mussten andere Wege zur Stabilisierung der Simulationen gefunden werden.

3.3.1 Laterale Randdämpfung

Schon bei der Simulation über homogenem Gelände ohne Erhebungen sind mit zunehmendem geostrophischen Wind periodische Schwingungsvorgänge zu beobachten. Diese zeigen sich deutlich bei den Geschwindigkeitsprofilen und der Zeitreihe der Geschwindigkeitskomponenten in Abb. 3.1.



(a) Profile der Windgeschwindigkeit zu unterschiedlichen Zeitpunkten

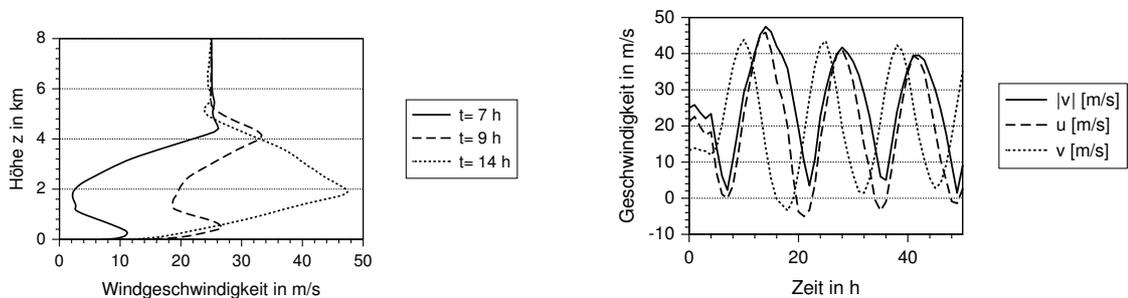
(b) Zeitreihe der Geschwindigkeitskomponenten bei $z = 2.5 \text{ km}$

Abbildung 3.1: Auftreten von periodischen Schwingungsvorgängen bei der Simulation hoher Windgeschwindigkeiten über homogenem Untergrund.

Auffallend dabei ist, dass sich die Störungen über der Grenzschicht entwickeln, also dort, wo im Falle von homogenem Untergrund keine zeitliche Beeinflussung der Variablen zu erwarten wäre. Betroffen sind alle prognostischen Variablen und damit auch alle anderen davon abgeleiteten Größen. Im zeitlichen Verlauf der Störung in Abb. 3.1(b) deutet sich erst zu einem sehr späten Zeitpunkt eine Konsolidierung dieser Schwingungen an. Zu sehen ist dort auch eine Phasenverschiebung der x- und y-Komponente der Windgeschwindigkeit, mit welcher eine Änderung der Windrichtung einhergeht. Es ließe sich zunächst auf eine Trägheitsschwingung schließen, wie sie auftritt, wenn sich bei stark stabilen Verhältnissen eine Abkoppelung der bodennahen Strömung von der oberen einstellt (Grenzschichtstrahlstrom). Die Trägheitsperiode $T_t = \frac{2\pi}{f}$ einer solchen Trägheitsschwingung beträgt bei einer geo-

graphischen Breite von 48° etwa 16 Stunden. Die berechneten Werte weichen teilweise aber deutlich davon ab und die maximalen Amplituden der Schwingungen treten zudem über der Grenzschicht auf, was gegen eine Trägheitsschwingung spricht. Außerdem zeigt sich, dass die Schwingungsperiode sensibel auf die Veränderung von numerischen Parametern reagiert, wodurch ein physikalischer Effekt ausgeschlossen werden kann.

Während der Einfluss dieser höher liegenden Störungen auf die bodennahe Region im Fall eines homogenen Untergrundes eher gering ausfällt, so sind diese bei Berechnungen mit Hindernissen ausgeprägter und nicht mehr zu vernachlässigen. Starke Störungen können sehr hohe Gradienten verursachen und führen teilweise auch zu Berechnungsabbrüchen.



(a) Profile der Windgeschwindigkeit zu unterschiedlichen Zeitpunkten

(b) Zeitreihe der Geschwindigkeitskomponenten bei $z = 2$ km

Abbildung 3.2: Auftreten von periodischen Schwingungsvorgängen bei der Simulation mäßig hoher Windgeschwindigkeiten über einem idealisierten Taleinschnitt.

Abb. 3.2 zeigt analog zu den obigen Abbildungen Profile und Zeitreihe der Geschwindigkeit über einem Taleinschnitt. Hier treten schon bei geringeren Windgeschwindigkeiten schwerwiegende Störungen auf, die sehr starke Winddrehungen und unbrauchbare Ergebnisse verursachen. Im Gegensatz zu den Simulationen über homogenem Untergrund wird hier auch der bodennahe Wind stark beeinflusst. Es bestand deshalb die Notwendigkeit, eine genauere Untersuchung der Ursache dieser Störungen durchzuführen und einen Weg zur Abminderung dieses störenden Einflusses zu finden.

Da Modellanwendungen auf Starkwindsituationen bisher nicht vorgenommen wurden, mussten verschiedene Modellkonfigurationen auf deren Auswirkungen getestet werden. Dieses Vorgehen führte letztlich auf die Ausstrahlungsrandbedingung nach Sommerfeld (siehe Abschnitt 3.1.3) als Ursache für die Störungen. Wurde als Randbedingung ein Heraussetzen der Werte gewählt, traten die Störungen nicht mehr auf. Diese „Null-Gradient“-Randbedingung kann für den Fall eines homogenen Untergrundes zur Anwendung kommen. Sie ist allerdings für Untersuchungen über

komplexem Gelände problematisch, da diese einen Abtransport von Schwerewellen verhindert und deshalb oftmals eine Verwendung nicht möglich ist.

Als Abhilfe für diese Störungen wurde zusätzlich zur Ausstrahlungsrandbedingung eine Randrelaxation, wie sie von Davies (1976) vorgeschlagen wurde, auf die Simulationen angewendet. Davies spricht bei seiner Formulierung von einer Relaxation, was aus der analogen Formulierung des Newtonschen Abkühlungsgesetzes, der Newtonschen Relaxation, entstammt. Da es hier jedoch hauptsächlich um die Dämpfung von Störungen geht, wird sich im Folgenden auch an diesen Begriff angelehnt.

In KAMM2 werden bei jedem kleinen Zeitschritt (siehe Zwischenschritt-Verfahren in A.1) die Variablen ψ in Wandnähe folgendermaßen modifiziert:

$$\psi(z) = \psi(z) - r_D(x) \cdot (\psi(z) - \psi_0(z)) \quad (3.67)$$

wobei ψ_0 die durch die Initialisierung vorgegebenen Werte repräsentieren und r_D der Dämpfungskoeffizient ist, welcher vom Rand her gesehen linear abnimmt mit

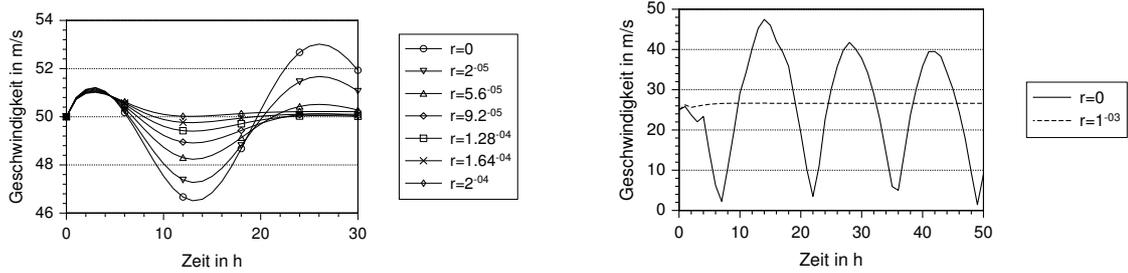
$$r_D(x) = r_{D,max} \left(1 - \frac{x}{x_{D,max}}\right) \quad (3.68)$$

mit $r_{D,max}$ als anzugebendem Maximalwert der Dämpfung und $x_{D,max}$ als ebenfalls anzugebende Ausdehnung der Dämpfungsschicht senkrecht zum Rand.

Die Dicke der Dämpfungsschicht ist beliebig vorgebar. Es hat sich eine Ausdehnung von etwa 5% – 10% des Modellgebietes als sinnvoll erwiesen, mindestens jedoch zwei Gitterpunkte. Der Dämpfungsfaktor wird je nach Problem unterschiedlich gewählt und hauptsächlich durch die Stärke der auftretenden Störungen, die Größe des berechneten Gebiets sowie die verwendete Gitterauflösung festgelegt. In der Praxis zeigten Werte von $r = 1 \cdot 10^{-5}$ bis $r = 1 \cdot 10^{-3}$ ein gutes Verhalten. Eine Prinzipskizze zur Randdämpfung ist in Abb. 3.4 zu sehen.

Diese Dämpfung am Rand wird grundsätzlich auf alle prognostischen Variablen (u , v , w , p , T) angewendet. Erfahrungen aus der operationellen Anwendung des LM des DWD in Verbindung mit einer Relaxierung von aus einem globalen Modell übergebenen Werten zeigten allerdings, dass bessere Ergebnisse erzielt wurden, wenn eine Variable nicht gedämpft wird. Auch bei KAMM2 wurden die besten Ergebnisse erzielt, wenn der Druck p als „freie Variable“ erhalten bleibt.

Anhand von Tests über homogenem Gelände, idealisierten Strukturen sowie realer Topographie kann der sinnvolle Einsatz einer solchen Randdämpfung gezeigt werden. Das Verhalten in der oberen Atmosphäre zeigt nach Anwendung der Dämpfungsschicht nur noch geringe bis keine periodischen Störungen mehr, ohne die Entwicklung der Ekman-Schicht oder die berechneten Windgeschwindigkeiten in der Grenzschicht zu beeinflussen. Dies bestätigen Simulationen über homogenem Untergrund sowie auch über komplexem Gelände (vgl. Abb. 3.3). Die Folge ist ein



(a) Zeitreihe der Geschwindigkeit über homogenem Untergrund ($|\vec{v}_g| = 50 \text{ m/s}$) mit unterschiedlichen Dämpfungskoeffizienten bei $z = 2.5 \text{ km}$.

(b) Zeitreihe der Geschwindigkeit über einem Taleinschnitt ($|\vec{v}_g| = 25 \text{ m/s}$) mit keinem und einem sehr hohen Dämpfungskoeffizienten.

Abbildung 3.3: Einfluss der Schwingungsdämpfung.

realistischeres Profil und mehr Konstanz im Berechnungsverlauf. Vor allem bei sehr starken Störungen wie über dem oben erwähnten Taleinschnitt wurden erst durch die Anwendung der Dämpfungsschicht sinnvolle Ergebnisse erreicht. Als weiterer Effekt der Randdämpfung ergibt sich ein schnellerer Einschwingvorgang des Modells am Beginn der Berechnung, was eine Ersparnis von Rechenzeit mit sich bringt. Es ist allerdings darauf zu achten, dass der Dämpfungskoeffizient nicht zu hoch gewählt wird, da ansonsten ein zu starres Verhalten auftritt und die Berechnung unrealistisch stark gedämpft wird (siehe 3.3(b)).

Laterale Vorgaben

Durch die Verwendung der Ausstrahlungsrandbedingung nach Orlanski werden die Werte an den offenen Rändern aus den Berechnungsergebnissen im Modellinneren hergeleitet. Dies setzt die Annahme einer im Verhältnis zur Modellskala großräumigen und homogenen synoptischen Situation voraus, bei welcher eine „freie“ Entwicklung der Simulation erwünscht ist und die Einflüsse durch die Randbedingungen möglichst gering bleiben sollen. Bei der Simulation von idealisierten Bedingungen ist es allerdings oftmals wünschenswert, ein bestimmtes Wind- bzw. Temperaturprofil am Einströmrand zu definieren. Dies ist insbesondere in Verbindung mit der oben beschriebenen Randdämpfung wichtig, da durch diese die Berechnung zunächst zu dem geostrophischen Ausgangszustand „hin gezogen“^{II} wird (ψ_0 in Gl. (3.67)). Da die Simulationen aber oftmals für einen barotropen Zustand mit einem über die Höhe konstanten, geostrophischen Wind durchgeführt werden, wird dadurch in der Grenzschicht kein reales Windprofil beschrieben. Deshalb können die Einströmränder mit festen Werten ψ_0 belegt werden, welche im weiteren Verlauf

^{II}Das angesprochene „hinziehen“ zu Werten wird im allgemeinen als „Nudging“ bezeichnet, weshalb dieser Begriff im Folgenden auch verwendet wird

der Berechnung entsprechend Gl. (3.67) Einfluss nehmen. Da diese vorab gewählten

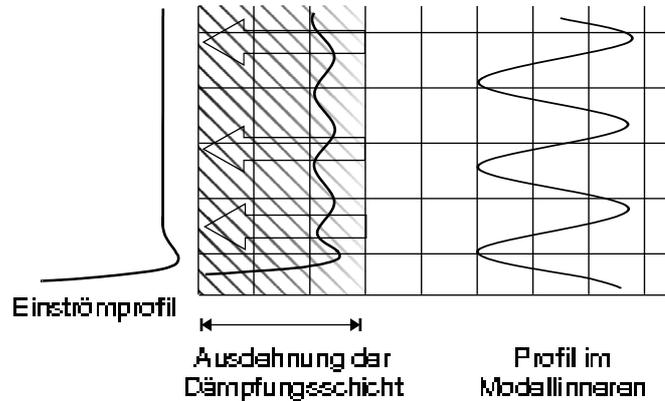


Abbildung 3.4: Prinzipskizze zur Funktionsweise der Dämpfungsschicht mit vorgegebenem Einströmprofil: Das im Modellinneren berechnete Profil wird am Rand durch das Vorgabeprofil angepasst.

Werte für ψ_0 möglichst gut mit der Lösung übereinstimmen sollten, wird auf diese Methode nur bei Versuchen mit idealisierter Topographie und einem genügend langen freien Vorlauf ohne Hindernisse angewendet. Dann wird sich an den Rändern ein Windprofil mit charakteristischer Ausprägung der Ekman-Schicht einstellen. Es hat sich gezeigt, dass die Vorbelegung mit entsprechenden Randwerten den Einschwingvorgang des Modells zusätzlich zur Randdämpfung verringern kann. Die Vorgabe von Wind- und Temperaturwerten kann aber beliebig erfolgen.

3.3.2 Initialisierung

Aus der oben ausgeführten Herleitung des KAMM2-Gleichungssystems geht als maßgebender Antrieb der Simulationen der synoptische Referenzzustand und insbesondere der geostrophische Wind \vec{v}_g hervor. Dieser lässt sich durch die geostrophische Annahme nach Gl. (3.38) und (3.39) beschreiben. Demzufolge ergibt sich die so erhaltene Windgeschwindigkeit aus dem großräumig überlagerten Druckgradienten. Da letzterer unabhängig von der Höhe über Grund angenommen wird, wird also auch innerhalb der Grenzschicht zunächst die Windgeschwindigkeit als geostrophisch angenommen. Der anschließende Vorgang des Ausbalancierens von geostrophischem Zustand und des durch die Grenzschicht beeinflusstem Windprofils fällt umso stärker aus, je höher die Vorgabe der geostrophischen Windgeschwindigkeit ist. Um diese Auswirkung zu verringern, bietet sich beispielsweise die Anwendung der eben beschriebenen Dämpfungsschicht an. Zusätzlich kann aber auch das Windfeld abweichend vom geostrophischen Profil vorgegeben werden, und zwar so, dass das Initialwindfeld möglichst nahe am erwarteten Ergebnis liegt. Da dieses allerdings unbekannt ist, kann es nur abgeschätzt werden. Eine solche Abschätzung erfolgt

am besten mit der Beschreibung einer Ekman-Schicht, da diese den größten Teil des Grenzschichtprofils ausmacht (siehe Kapitel 2). Die vertikale Geschwindigkeitsverteilung in der Ekman-Schicht wird in Kapitel 2 von Gl. (2.9) beschrieben. Zur Bestimmung der Winddrehung α_0 am Boden bezüglich der Richtung des geostrophischen Windes sowie der Konstanten C wird auf die Arbeit von Meister (1997) zurückgegriffen. Darin wurden diese Koeffizienten durch eindimensionale numerische Simulationen bestimmt.

Durch eine Vorgabe des Initialwindfeldes von KAMM2 nach Gl. (2.9) konnte die Einschwingdauer des Modells deutlich verkürzt werden.

3.3.3 Berechnung von Windböen

Die größten durch ein Sturmereignis verursachten Schäden werden immer von den kurzzeitigen Spitzengeschwindigkeiten ausgehen, da die betroffenen Strukturen im Allgemeinen eine ausreichende Resistenz gegenüber mäßiger Langzeitbelastung haben und von kürzeren, dafür aber heftigeren Einwirkungen zerstört werden.

Wie aus Abschnitt 3.1.2 hervorgeht, werden in KAMM2 die Reynolds-gemittelten Größen berechnet. Der direkte Vergleich der so erhaltenen Windgeschwindigkeiten mit gemessenen Mittelwerten stellt eine gewisse Problematik dar, die in dem Lehrbuch von Panofsky und Dutton (1984) aufgegriffen wird. Danach können simulierte Windgeschwindigkeiten in etwa mit gemessenen 30-minütigen bis einstündigen Mittelwerten verglichen werden. Grundlage dieser Betrachtungen bildet die Beobachtung einer Lücke bei der spektralen Darstellung der Windgeschwindigkeiten (z.B. in Fiedler und Panofsky, 1970). Diese Lücke erstreckt sich, abhängig von den sonstigen Bedingungen von etwa 30 Minuten bis zu einer Stunde, weshalb dieser Zeitbereich als Trennung zwischen turbulenter Skala und gemittelten Größen angesehen werden kann. Die Problematik ist insofern von Bedeutung, da gemessene Mittelwerte meist von zehnminütigen Intervallen ausgehen. Die Spitzenwerte der Windgeschwindigkeiten können, je nach Gegebenheiten des Untergrundes diese Mittelwerte um das bis zu dreifache übersteigen (z.B. in städtischen Gebieten). Sie sind deshalb für die Ermittlung des zu erwartenden Schadens maßgebend. Es kommen unterschiedliche Ansätze zur Bestimmung der Stärke der Windböen zur Anwendung. Den einfachsten Weg stellt eine Multiplikation der mittleren Windgeschwindigkeit mit einem konstanten Böenfaktor G zu

$$|\vec{v}_{max}| = G |\vec{v}| \quad (3.69)$$

dar, welcher sich beispielsweise aus einer statistischen Auswertung von Messwerten ergibt. G ergibt sich also aus den gemessenen Werten der mittleren und der Spitzenwindgeschwindigkeit und ist vom Ort der Messung abhängig. Ein weiterer und

oft angewendeter Ansatz ist der einer direkten Korrelation zwischen der Bodenrauigkeit z_0 und dem Böenfaktor G (siehe Wieringa, 1986). Dieser Ansatz wird auch durch Böllmann und Jurksch (1984) vorgeschlagen und in der DIN 1055 (Teil 4) verwendet. Darin bestimmen sich die Böengeschwindigkeiten in Abhängigkeit einer definierten Geländekategorie, welche sich durch die Rauigkeitslänge z_0 des Geländes bestimmt. Ihre Verteilung über die Höhe wird analog zur Bestimmung der mittleren Windgeschwindigkeit als abhängig von der mit einem Faktor potenzierten Höhe angenommen. Ein anderer Ansatz auf der Grundlage der Geländerauigkeit wird in Drimmel (1977) vorgestellt, wo die Böen in Abhängigkeit der Schubspannungsgeschwindigkeit bestimmt werden. Als alternativer Weg wurde von Brasseur (2001) ein Ansatz vorgeschlagen, welcher auf physikalischen Überlegungen beruht und durch welchen die Windböen mittels eines mesoskaligen Modells bestimmt werden können. Dieser Ansatz wurde in KAMM2 implementiert und soll im Folgenden beschrieben werden.

Ausgangspunkt der Überlegungen nach Brasseur (2001) ist die Beobachtung, dass lokale Gegebenheiten zwar einen Einfluss auf den mittleren Wind, weniger aber auf die maximal auftretenden Windgeschwindigkeiten haben. Messungen von Sneyers et al. (1988) zeigen beispielsweise, dass ein neu erstelltes Gebäude in der Nähe einer Windmessstation zwar die mittleren Winde beeinflusst, nicht aber das Böenverhalten. Demnach werden Windböen mehr durch die großräumigen Verhältnisse bestimmt als durch lokale Gegebenheiten. Brasseur schließt daraus, dass Windböen dadurch entstehen, indem Luftpakete aus höheren Atmosphärenschichten nach unten transportiert werden. Als maßgeblicher Prozess dieses Transportvorgangs wird die vertikale Durchmischung der Turbulenzelemente vermutet.

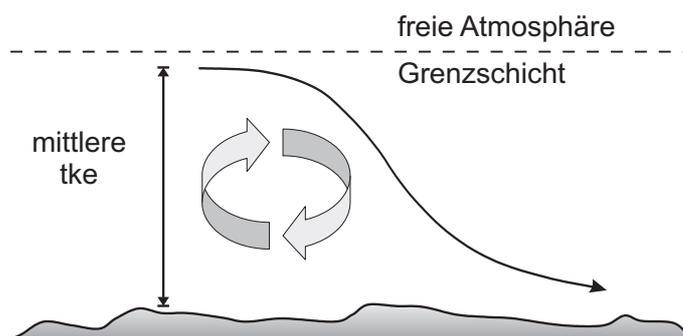


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Böenentstehung (nach Brasseur, 2003).

Diesem Transportprozess steht als dämpfender Faktor die Stabilität der Atmosphäre gegenüber. Daraus ergibt sich eine Ungleichungsrelation aus der über die Höhe gemittelten turbulenten kinetischen Energie (E_t) und der potentiellen Energie des

Auftriebs.

$$\frac{1}{z_p} \int_0^{z_p} E_t(z) dz \geq \int_0^{z_p} g \frac{\Delta\Theta_v(z)}{\Theta_v(z)} dz \quad (3.70)$$

Aus dieser Ungleichung kann der Wert z_p bestimmt werden. Dieser repräsentiert diejenige maximale Höhe, aus welcher Luftpakete von oben nach unten transportiert werden können. Da im Regelfall in großen Höhen die Windgeschwindigkeit höher ist als in den unteren Atmosphärenbereichen, ergeben sich aus den so transportierten Luftpaketen die maximalen Böengeschwindigkeiten.

Diese rein diagnostische Größe wurde den Ausgabevariablen in KAMM2 hinzugefügt. Die Voraussetzung hierfür ist die Verwendung eines Turbulenzmodells, welches E_t als prognostische Größe berechnet. Im Fall von KAMM2 wurde dafür das schon beschriebene $k - \epsilon$ -Modell verwendet. Ein Beispiel zur Anwendung des Böenmodells findet sich in Abschnitt 6.2. Bei der Simulation über komplexem Gelände ist zu beobachten, dass in Verbindung mit sehr hohen Windgeschwindigkeiten die turbulente kinetische Energie sehr groß werden kann. Dies hat zur Folge, dass die Höhe z_p , durch welche die maximale Böengeschwindigkeit bestimmt wird, über das gesamte Gebiet stark anwächst, wodurch hohe Böengeschwindigkeiten resultieren. Die Problematik von außergewöhnlich hohen Böenfaktoren wurde auch von Ágústsson und Ólafsson (2005) und Goyette (2005) beobachtet.

Neben den hohen Werten von E_t trägt vor allem auch eine geringe thermische Stabilität bei den Simulationen mit KAMM2 zu dieser Entwicklung bei. Bei hohen Windgeschwindigkeiten wird aufgrund der hohen Durchmischung in der Grenzschicht oftmals ein neutraler bis labiler Zustand berechnet (siehe Abb. 6.7 in Abschnitt 6.2). Wie die Auswertungen unter Punkt 3.4 noch zeigen werden, herrscht allerdings auch in den unteren Bereichen der Atmosphäre bei Sturmsituationen immer eine leicht stabile Schichtung. Inwiefern die Modellergebnisse die Stabilität unterschätzen, müsste mittels eines Vergleiches einer Reihe von Simulationen mit den entsprechenden Messwerten ermittelt werden und würde sich dementsprechend aufwendig gestalten. Da das Problem einer zu gering berechneten Stabilität nur bei der Simulation des Wintersturmes Lothar aufgetreten ist, finden sich dort weitere Ausführungen sowie eine vereinfachte Anpassung des Verfahrens (siehe Abschnitt 6.2).

3.4 Ermittlung der thermischen Verhältnisse bei Sturmsituationen

Wie schon in Abschnitt 2.2.2 ausgeführt, können die thermischen Verhältnisse in der Atmosphäre eine wesentliche Einflussgröße für die bodennahen Windverhältnisse

darstellen. Für die Modellierung ist es deshalb wichtig, möglichst repräsentative Werte als Grund- bzw. Referenzzustand (siehe Punkt 3.1.2) im Modell vorzugeben. Oftmals wird von der Annahme ausgegangen, dass bei Starkwindsituationen aufgrund der starken Durchmischung zumindest in der Grenzschicht neutrale Verhältnisse herrschen (siehe z.B. Christoffer und Ulbricht-Eissing, 1989; Schroers et al., 1990). Peil und Nölle (1994) haben entsprechende Untersuchungen zu Windprofilen unter Starkwindbedingungen angestellt und messen in den meisten Fällen leicht stabile Verhältnisse. Die Stabilisierung der Grenzschicht wurde auf die Abkühlung durch das Festland der vom Meer kommenden, warmen Luftmassen zurückgeführt, da die Messungen in den Wintermonaten und in Küstennähe stattfanden. Diesen Untersuchungen gemein ist allerdings, dass nur qualitative Aussagen gemacht werden und sich diese zudem auf den unteren Bereich der Grenzschicht beschränken. Um repräsentative Eingangswerte für die Modellrechnungen zu ermitteln, war deshalb eine quantitative Analyse der großräumigen Verhältnisse für den Starkwindfall erforderlich. Dazu ist eine Bestimmung der thermischen Gegebenheiten auch in größeren Höhen notwendig.

Die Datengrundlage für die Auswertungen bilden die Radiosondenaufstiege des aerologischen Messnetzes im Zeitraum von 1970 bis 1999. Betrachtet wurde dabei der süddeutsche Raum, weshalb nur die Radiosondenaufstiege an den Orten Stuttgart, München, Meiningen und Hohenpeißenberg ausgewertet wurden. Das Ziel der Untersuchungen soll eine quantitative Bestimmung der thermischen Schichtungsverhältnisse bei Sturmsituationen sein. Da die Zielgröße der Modellsimulationen mit KAMM2 die Bodenwindgeschwindigkeit ist, wird diese auch zu einer Identifizierung von Sturmereignissen herangezogen. Mittels der maximal aufgetretenen Böengeschwindigkeit an einem Ort werden die Stürme nach ihrer Intensität klassifiziert und so die stärksten 100 Ereignisse in besagtem Zeitraum ausgewählt. Die Klassifizierung erfolgte auf der Basis von Bodenstationen des Deutschen Wetterdienstes, wobei die Werte nur als Tagesspitzenwert vorlagen. Es liegt deshalb eine gewisse Unschärfe bei der Übertragung der gefundenen Daten auf die Radiosondenaufstiege vor, da örtliche wie auch zeitliche Verschiebungen zwischen den beiden Beobachtungsarten bestehen. Um sich auf Starkwindfälle zu beschränken, wurden deshalb bei den Radiosondenaufstiegen zusätzlich Mindestwerte für Windgeschwindigkeiten in bestimmten Höhenniveaus als Kriterium für Starkwindfälle festgelegt. Diese Mindestwerte sind mit 9 m/s in Bodennähe, 25 m/s in 1500 m und 35 m/s in 6000 m über Grund festgelegt worden. Werte mit einer relativen Feuchte von größer als 95% wurden nicht berücksichtigt, da diese Werte durch Kondensation freigesetzte latente Wärme beeinflusst sein könnten. Eine Unterscheidung nach der Zeit der Aufstiege um 12:00 bzw. um 24:00 kann entfallen. Die Tageszeit wirkt sich nur in den unteren Schichten aus (bis etwa 1000 m), die Temperaturverhältnisse darüber

bleiben davon nahezu unbeeinflusst. Eine Untersuchung von allen Stationen hat dies bestätigt.

Zur Bewertung der thermischen Stabilität wird häufig die Änderung der potentiellen Temperatur mit der Höhe $d\Theta/dz$ verwendet. Um die Dichteunterschiede von feuchter und trockener Atmosphäre zu berücksichtigen, wird hier die virtuelle potentielle Temperatur verwendet. Sie leitet sich aus der potentiellen Temperatur mit

$$\Theta_v = \Theta(1 + 0.609s) \quad (3.71)$$

ab, wobei s die spezifische Feuchte ist. Sie wird aus der relativen Feuchte r abgeleitet, welche bei den Radiosondenaufstiegen gemessen wird. Dies erfolgt mit

$$s = 0.622 \frac{e}{p} \quad (3.72)$$

wobei p der Luftdruck ist und e der Partialdruck des Wasserdampfes, der sich mit

$$e = r \left(6.107 \cdot 10^a \frac{T}{b+T} \right) \quad (3.73)$$

bestimmt. Der Term in Klammern ist die Magnus'sche Formel, aus welcher der Sättigungsdampfdruck hervorgeht. Die Konstanten a und b bestimmen sich zu $a = 7.5$ und $b = 235$.

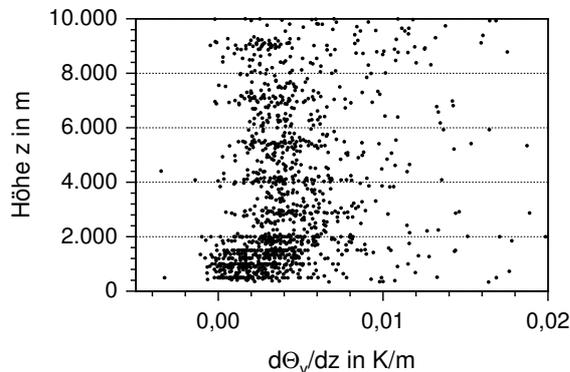


Abbildung 3.6: Stabilitätswerte für Sturmereignisse der Station Stuttgart.

Abb. 3.6 zeigt die nach obigen Kriterien klassifizierten Werte als Punktwolke für die Region Stuttgart. Durch die Filterung sind von den ursprünglich klassifizierten Aufstiegsdaten nicht alle in die Auswertung mit einbezogen worden, da Aufstiege mit zu niedrigen Windgeschwindigkeiten aussortiert wurden. Durch die Darstellung der Werte als Punktwolke können schnell die ungefähren Grenzen des auftretenden Wertebereichs abgelesen werden. Für Stuttgart liegen die Werte immer im leicht stabilen Bereich mit einer Häufung bei einem $d\Theta_v/dz$ von etwa $1 \cdot 10^{-3} K/m$ bis $6 \cdot 10^{-3} K/m$. In der Grenzschicht lassen sich allgemein etwas niedrigere Werte erkennen, was durch eine verstärkte Durchmischung in diesem Bereich auch plausibel erscheint.

Durch eine Bestimmung des Grades der Stabilität nach der Umhüllenden der Punktwolke bzw. durch Mittelwerte nach Abb. 3.6 erhält man nur einen einzigen Wertebereich bzw. Wert. Soll eine differenziertere Aussage mit mehreren Werten und jeweiliger Auftretenswahrscheinlichkeit einer thermischen Situation getroffen werden, empfiehlt sich eine Clusteranalyse der Daten. Des Weiteren wird erhofft, dass sich durch dieses Vorgehen charakteristische Zustände an einem Standort identifizieren lassen. Diese könnten durch vorgelagerte Bedingungen (Landnutzung, Orographie) oder durch entsprechende klimatische Verhältnisse verursacht werden. Bei häufigem Auftreten sollten solche Muster nach einer Clusteranalyse zu erkennen sein.

Das Prinzip einer automatisierten Clusteranalyse besteht in der Maximierung eines Distanzmaßes zwischen den einzelnen Clusterzentren bei gleichzeitiger Minimierung der Distanz der Mitglieder innerhalb eines Clusters. Die Mitglieder sind dabei die einzelnen Radiosondenaufstiege, die einen Vektor im entsprechend aufgespannten Vektorraum repräsentieren. Als Distanzmaß zwischen den Clustermitgliedern bzw. der Clusterzentren eignen sich verschiedene Ansätze, wobei hier der euklidische Abstand verwendet werden soll. Als Verfahren zur Clusterung der Daten kommt das „c-means“-Verfahren zum Einsatz, welches in Anhang A.3 näher beschrieben wird. Dieser Algorithmus baut auf dem sehr stabilen und oft verwendeten „k-means“-Verfahren auf. Eine unüberwachte Analyse mit Hilfe der „Self-Organizing Maps“ (SOM) warf einige Probleme auf, weshalb dieser Ansatz nicht weiter verfolgt wurde.

Um eine sinnvolle Clusterung zu gewährleisten, müssen zunächst die Daten überarbeitet werden. Wie schon in Abb. 3.6 zu sehen, zeigen sich vereinzelt außergewöhnlich hohe Werte von $d\Theta_v/dz > 0.01 \text{ K/m}$. Diese traten immer isoliert auf, was auf lokale Inversionen oder auf Messfehler zurückzuführen ist. Solche lokalen Spitzen sind, falls es sich um Inversionen handelt, im Einzelfall sicherlich bedeutend für die Windentwicklung. Da hier jedoch die großräumigen Verhältnisse ermittelt werden sollen, wurden die betreffenden Werte an die Nachbarwerte angepasst. Dabei ist von einer maximalen Erstreckung einer lokalen Inversion von 200 m ausgegangen worden. Entsprechend diente der Durchschnitt der Nachbarwerte in dieser Entfernung zur Ersetzung der lokalen Spitzenwerte. Damit wurden lokale Inversionen entfernt und Inversionen mit größerer vertikaler Erstreckung geglättet. Der Anteil dieser stark stabilen Regionen lag etwa bei 4%. Ein Beispiel für das Ergebnis einer solchen Überarbeitung ist in Abb. 3.7 zu sehen. Dabei sollte die Glättung nicht zu stark sein, da ansonsten auch diejenigen Gebiete betroffen wären, wo keine Inversion vorhanden ist. Deshalb sind in Abb. 3.7 noch Bereiche mit erhöhter Stabilität vorhanden. Um die Auswertung für eine Clusteranalyse zu standardisieren, werden die Werte auf identische Höhenniveaus gleichen Abstands ($\Delta z = 100 \text{ m}$) interpoliert. Es werden zudem nur solche Beobachtungen verwendet, die bis in eine Höhe von 10000 Meter durchgehend fehlerfrei bezüglich der Temperaturmesswerte

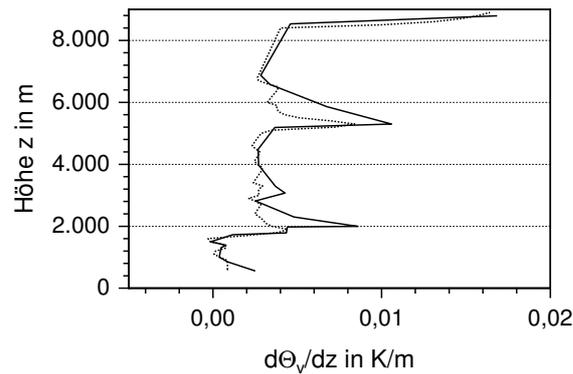


Abbildung 3.7: Ursprüngliche Werte (durchgezogene Linie) und geglättete Werte (gepunktete Linie). Kleinere Abweichungen sind durch die Höheninterpolation bedingt.

waren.

Die Anzahl der Cluster sollte möglichst so gewählt werden, dass noch deutliche Unterschiede zwischen diesen erkennbar sind. Ein generelles Problem dieser automatisierten Auswertung ist sicherlich, dass keine besonderen Gegebenheiten des Einzelfalles berücksichtigt werden. So sind die beobachteten thermischen Zustände sicherlich auch vom Zeitpunkt des Radiosondenaufstieges und damit von der Position in einem Sturmtief abhängig. Dabei müsste unterschieden werden ob der Radiosondenaufstieg vor dem Eintreten der Warmfront, im Warmfrontsektor oder nach Durchzug der Kaltfront erfolgte, da sich die jeweiligen Verhältnisse unterscheiden dürften und was drei grundsätzlich verschiedene Zustände bedeuten würde. Um eine solche aufwendige Erkennung zu umgehen, wurde entsprechend die Zahl der Cluster auf drei festgelegt. Es hat sich auch gezeigt, dass drei Cluster bei den Datensätzen gute Resultate brachten, d.h. die Unterschiede zwischen den Clusterzentren waren noch deutlich. Ein vierter Cluster brachte dagegen bei allen Datensätzen keine zusätzliche Information. Im Falle der Station Hohenpeißenberg waren nur Daten von 1981 bis 1994 zur Auswertung vorhanden, woraus eine sehr geringe Anzahl an gefilterten Beobachtungen resultierte. Hier war deshalb ein einziger Cluster ausreichend.

In den Abbildungen 3.8(a) - 3.8(d) ist das Mittel der Stabilitätswerte als vertikale Linie zu den einzelnen Clustern angetragen. Aufgrund des trotz der Glättung noch vorhandenen Einflusses von lokalen Inversionen und dessen Kumulierung bei der Auswertung mit „c-means“ sind diese Werte jedoch als etwas zu hoch zu bewerten. Mangels alternativer quantifizierender Angaben zu den Stabilitätsverhältnissen bei Sturmsituationen sollen die auf diese Weise erhaltenen Werte dennoch die Grundlage der Vorgaben bei idealisierten Untersuchungen bilden. Aufgrund der oben genannten Einwände sind sie jedoch nur als ungefähre Anhaltswerte anzusehen. Die Vielzahl an lokalen Inversionen lassen auf keine dominanten Muster bezüglich ihrer vertikalen Position schließen, weshalb diese bei den Simulationen fallabhängig beliebig

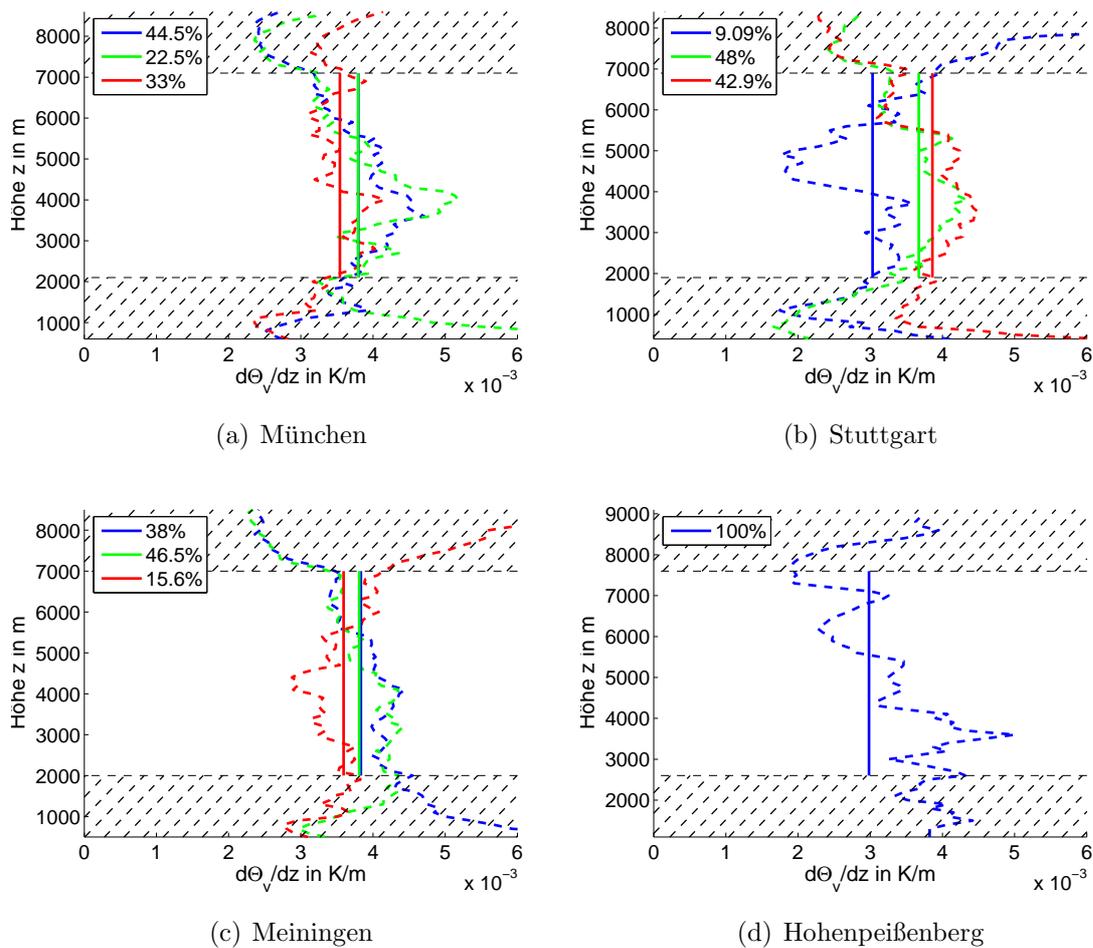


Abbildung 3.8: Ergebnisse der Clusteranalyse an verschiedenen Orten. Die Schraffur markiert nicht berücksichtigte Bereiche. Zusätzlich ist der Gewichtsanteil der einzelnen Clustermitglieder angegeben.

positioniert werden können. Wie in den Abbildungen eingezeichnet, wird nur der als relevant betrachtete Bereich über der Grenzschicht ab 1500 m über Grund und von dort aus eine Schicht von 5000 m Ausdehnung betrachtet. Die obere Begrenzung ergibt sich aus der Beobachtung von stärkeren Änderungen in diesem Bereich, welcher etwa ab 7000 m beginnt und auf eine niedrige Tropopausenlage hindeutet. Eine niedrig liegende Tropopause ist sicherlich zum einen jahreszeitlich bedingt und könnte zudem durch die mit einer Starkwindsituation verbundene Tropopausenfaltung verstärkt werden.

Bei der Ableitung von Werten aus den Ergebnissen der Clusteranalyse ist es aufgrund der oben vorgebrachten Einwände sinnvoll und realistisch, auch niedriger angesetzte Stabilitätswerte zu verwenden. So könnten für die Simulationen mit KAMM2 beispielsweise -je nach Art und Ziel der Simulation- neben einem Wert

von $d\Theta/dz = 0.0035 \text{ K/m}$ repräsentativ für einen stabilen Fall auch ein Wert von $d\Theta/dz = 0.0015 \text{ K/m}$ repräsentativ für einen mäßig stabilen Fall in Frage kommen. Zusätzlich wird auch immer der neutrale Fall simuliert, da somit die Unterschiede bei stabiler Schichtung zutage treten und dieser Fall gleichzeitig den bei den Messungen niedrigsten aufgetretenen Wert darstellt.

Für eine differenziertere Untersuchung kommen folgende zusätzlich erweiterte Kriterien in Frage:

- Korrelation von Stabilitätsverhältnissen mit der Windgeschwindigkeit
- Unterscheidung zwischen Höhenschichten, die durch den Frontdurchgang geteilt werden, da hier unterschiedliche Verhältnisse zu erwarten sind
- Verfeinertes Zeitfenster bei der Klassifizierung eines Sturmereignisses am Aufstiegsort der Radiosonde
- Verbesserung des Algorithmus zum Entfernen von lokalen Inversionen
- Unterscheidung nach Anströmrichtung

Trotz der Schwierigkeiten bei der Datenauswertung durch Inversionen bzw. Messfehler und der Betrachtung eines limitierten Zeitabschnittes von 29 Jahren kann festgehalten werden, dass bei Sturmereignissen meist eine stabile Schichtung vorliegt. Dies gilt auch für den Bereich der Grenzschicht, obwohl dort etwas weniger stabile Verhältnisse zu erkennen sind (Abb. 3.8(a)-3.8(d)). Zu beachten ist auch, dass in seltenen Fällen auch neutrale Verhältnisse auftraten. Vor dem Hintergrund der besprochenen offenen Fragen bei dieser Methode ist die erfolgte Quantifizierung als Näherung zu betrachten. Wie an den Simulationen in Abschnitt 6.2 zu sehen, ist der Einfluss unterschiedlicher Stabilitätswerte bei sehr hohen Windgeschwindigkeiten als eher gering einzuschätzen.

Kapitel 4

Modellvalidierung anhand einfacher Simulationen

Bei dem im vorigen Kapitel beschriebenen Modell KAMM2 handelt es sich mit einem Projektbeginn ab dem Jahr 1997 um eine vergleichsweise junge Entwicklung. Obwohl bereits in einigen Bereichen das Leistungspotential des Modells gezeigt wurde (vgl. Zängel et al., 2004 und Jørgensen et al., 2001), steht eine Erprobung der Überströmung von idealisierter Orographie noch aus. Hinsichtlich der in Abschnitt 5.2 und 5.3 durchgeführten Untersuchungen wird aus diesem Grunde ein quantitativer Vergleich von Simulationen von stabil und neutral geschichteter Bergüberströmung mit entsprechenden analytisch abgeleiteten Ansätzen bzw. mit Messwerten vorangestellt.

4.1 Stabil geschichtete Hindernisüberströmung

Um das Verhalten von KAMM2 bei einer stabil geschichteten Bergüberströmung abzuschätzen, werden Simulationen einem Vergleich mit einem vereinfachten Modell unterzogen. Dazu wird das Modell von Queney (1948)) verwendet, welches durch eine Linearisierung der reibungsfreien, trockenen und adiabatischen Strömungsgleichungen gewonnen wird. Ausgangspunkt der Überlegungen sind gegenüber eines Grundzustandes (die Geschwindigkeit u_0 und die potentielle Temperatur Θ_0) kleine Störungen (u' , Θ'), deren Produkte vernachlässigt werden. Danach können Lösungen für diese Störgrößen berechnet werden. In Straub (2006) wurden die Lösungen für u' und Θ' wie folgt entwickelt:

$$\frac{\partial u'(x, z)}{\partial z} = (N^2/u_0)HL \frac{L \cos(lz) - x \sin(lz)}{L^2 + x^2} \quad (4.1)$$

$$\frac{\Theta'(x, z)}{\Theta_0(z)} = -(N^2/g)HL \frac{L \cos(lz) - x \sin(lz)}{L^2 + x^2} \quad (4.2)$$

Diese Lösungen unterliegen allerdings Beschränkungen hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit. So sind nur Betrachtungen im hydrostatischen Bereich und damit nur für flache Erhebungen mit großer horizontaler Ausdehnung möglich. Nichtlineare Terme bleiben ebenso wie die Corioliskraft unberücksichtigt. Entsprechend diesen Beschränkungen wird mit KAMM2 zunächst eine Vergleichssimulation für den hydrostatischen Fall einer kleinen horizontalen Froude-Zahl $Fr_L = \frac{u_0}{NL} \ll 1$ gerechnet und mit einer großen Rossby-Zahl ($Ro = \frac{u_0}{fL} \gg 1$), wodurch der Einfluss der Corioliskraft vernachlässigt werden kann. In der analytischen Herleitung wurde zur Lösung der linearisierten Gleichungen als unterer Rand ein inverses Polynom verwendet, welches die Topographie beschreibt mit:

$$h(x) = HL \frac{L}{L^2 + x^2} \quad (4.3)$$

Die Höhe wird zu $H = 500 \text{ m}$ und L zu 20 km gewählt. Als Schichtungsparameter wird die Brunt-Väisälä Frequenz N auf 0.008 1/s festgelegt. Mit einer über die Höhe konstanten geostrophischen Anströmgeschwindigkeit von $|\vec{v}_g| = 12 \text{ m/s}$ ergibt sich damit eine Froude-Zahl in der vertikalen Skala $Fr = |\vec{v}_g|/(NH)$ von 3, eine Froude-Zahl in der horizontalen Skala $Fr_L = |\vec{v}_g|/(NL)$ von 0.075 ^I und eine Rossby-Zahl von $Ro = 6$. Damit kann von einer nahezu linearen und hydrostatischen Überströmung ausgegangen werden. Da in dem Ansatz nach Queney keine Grenzschichtprozesse berücksichtigt werden, ist auch die Turbulenzparametrisierung bei der Berechnung mit KAMM2 deaktiviert. Durch die Verwendung einer konstanten Brunt-Väisälä-Frequenz N über dem idealisierten Berg werden sich die Schwerewellen in vertikaler Richtung mit der Wellenlänge $\lambda_z = |\vec{v}_g| \frac{2\pi}{N} = 9425 \text{ m}$ ausbreiten. Um die Gefahr von Reflexionen der Schwerewellen am oberen Rand und damit eine entsprechende Beeinflussung der Simulation dadurch zu verringern, sollte die effektive Modellhöhe auf ein vielfaches von λ_z gesetzt werden. Für den vorliegenden Fall wird die Troposphärenhöhe entsprechend auf 9425 m gesetzt (effektive Modellhöhe), die gesamte Höhe des Rechengebietes beträgt 19000 m . Die Gitterauflösung beträgt in x-Richtung $\Delta x = 1000 \text{ m}$ mit 100 Gitterpunkten und in z-Richtung im Mittel 200 m mit 95 Gitterpunkten. Die Berechnung wird quasi-zweidimensional ausgeführt mit einer geringen y-Erstreckung des Hindernisses.

In Abb. 4.1(a) werden die Ergebnisse sowohl der numerischen Berechnung mit KAMM2 sowie auch die Lösung nach Gl. (4.2) in Form der Isentropen^{II} gegenübergestellt. Solange von hydrostatischen Verhältnissen ausgegangen werden kann, entsprechen die Isentropen den Stromlinien. Bei $Fr = 3.0$ stimmen die Isentropen der KAMM2-Berechnung zumindest in Bodennähe exakt mit den Ergebnissen

^IDer in KAMM2 vorgegebene Betrag der geostrophischen Geschwindigkeit $|\vec{v}_g|$ ist dabei identisch mit der im analytischen Ansatz verwendeten Geschwindigkeit des Grundzustandes u_0 .

^{II}Isentropen: Linien gleicher potentieller Temperatur

der linearen Theorie überein, so wie es für den linearen, hydrostatischen Fall erwartet werden kann (vgl. Abb. 4.1(a)). Ein leichtes Abweichen der Ergebnisse ist lediglich bei zunehmender Höhe und Nähe zum Ausstromrand festzustellen.

Ausgehend von dieser Konfiguration wird die Anströmgeschwindigkeit mit $|\vec{v}_g| = 8 \text{ m/s}$, 4.7 m/s und 4.0 m/s variiert, so dass sich entsprechend unterschiedliche Froude-Zahlen ergeben ($Fr = 2.0$, 1.175 und 1.0) (Abbildungen 4.1(b) bis 4.1(d)). Bei kleineren Froude-Zahlen gewinnen die nichtlinearen Terme mehr an Gewicht

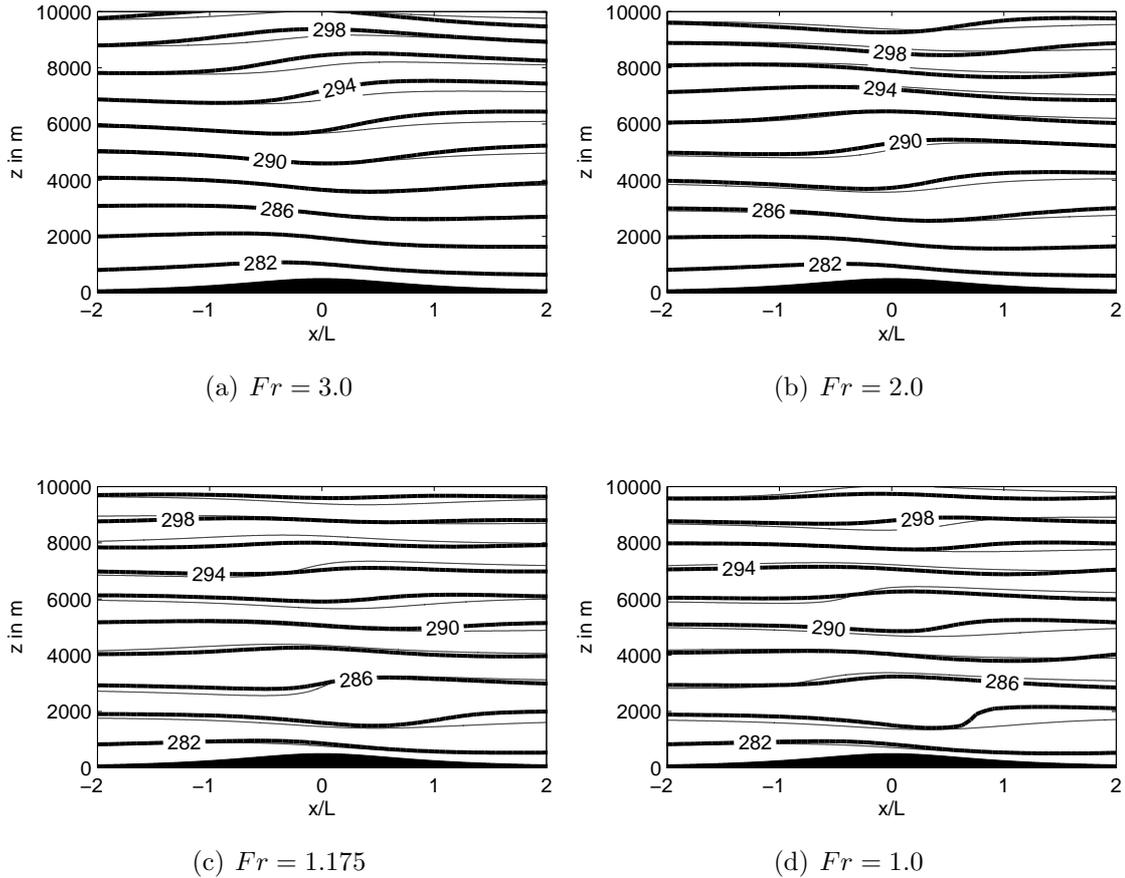


Abbildung 4.1: Gegenüberstellung der Isentropen aus der linearen Theorie (dünne Linien) und den KAMM2-Ergebnissen (dicke Linien) für unterschiedliche Fr -Zahlen zum Auswertzeitpunkt $t^* = t \frac{|\vec{v}_g|}{L} = 12.96$ für einen Berg mit $L = 20000 \text{ m}$.

und die der linearen Lösung zugrunde gelegte Perturbationstheorie mit der Annahme von kleinen Störungen verliert zunehmend an Gültigkeit. Dies lässt sich anhand der Gl. (4.1) zeigen. Daraus ist abzulesen, dass die maximalen Windscherungen nur von $N^2 H/u_0$ abhängen. Die Integration der Gl. (4.1) über die Vertikale ergibt für

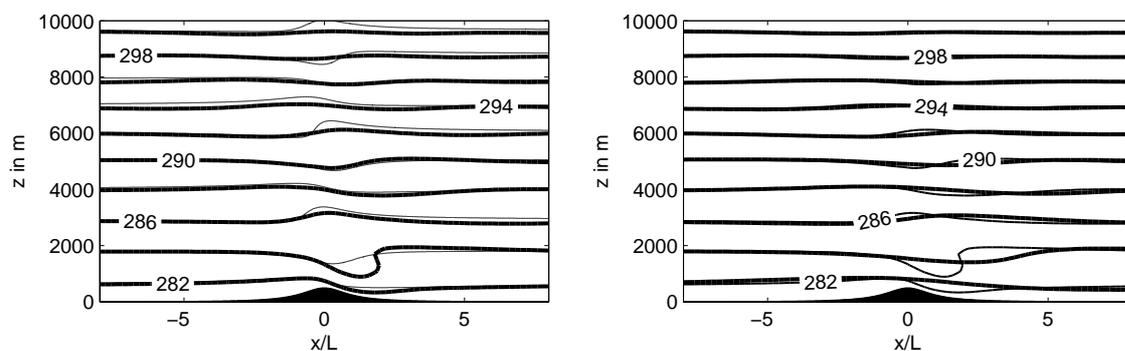
$$u' = \frac{NHL}{L^2 + x^2} \left(L \sin\left(\frac{Nz}{u_0}\right) + x \cos\left(\frac{Nz}{u_0}\right) \right) \quad (4.4)$$

und damit eine maximale Geschwindigkeitsstörung bei $x = 0$ von

$$u'_{max} = NH \quad (4.5)$$

so dass der Quotient u_0/u'_{max} genau die Froude-Zahl $u_0/(NH)$ ergibt. Sie stellt somit den Verhältniswert von Grundströmung zu Störung dar und liefert daher einen guten Anhaltspunkt für die Größe der auftretenden Störungen.

Die Abbildungen 4.1(a) bis 4.1(d) weisen auf die Grenzen in der Gültigkeit der linearen Theorie hin. Sie zeigen mit abnehmender Froude-Zahl ein zunehmendes Abweichen von den numerisch ermittelten Werten. Die Störungen treten bei kleinen Froude-Zahlen auch in Bodennähe auf. Für den Extremfall von $Fr = 1.0$, wo nach der linearen Theorie die Störungen exakt gleich sind mit der Anströmgeschwindigkeit beginnen sich demnach Stauzonen zu bilden, was sich in der Aufweitung der Stromlinien ausdrückt (Abb. 4.1(c) und 4.1(d)). In der numerischen Lösung zeigt sich zusätzlich im Lee des Berges eine Aufsteilung der Stromlinien, die in der linearen Lösung nicht auftritt. Berechnungen im Bereich solcher Froude-Zahlen wie z.B. in Abschnitt 5.2 sind also auf die Berücksichtigung der nichtlinearen Terme angewiesen. Noch drastischer zeigen sich die Unterschiede zwischen linearem Modell und KAMM2 bei dem stark nichtlinearen Fall mit $Fr = 1.0$ für einen leicht nicht-hydrostatischen Fall mit einer Halbwertslänge des Berges von $L = 5000\text{ m}$. Hier ergeben sich im Gegensatz zu den Lösungen der linearisierten Gleichungen bei den KAMM2-Simulationen starke Störungen (vgl. Abb. 4.2(a)). Dieser Fall wird auch verwendet, um eine Abschätzung des Verhaltens unter einer Berücksichtigung der Grenzschicht zu erhalten. Dazu wird eine Vergleichssimulation mit Verwendung der Turbulenzparametrisierung gerechnet. Die sich ergebenden Unterschiede sind



(a) Vergleich von linearisierter Lösung (dünne Linien) und KAMM2-Simulation (dicke Linien).

(b) Vergleich von KAMM2-Simulation ohne (dünne Linien) und mit (dicke Linien) Turbulenzparametrisierung.

Abbildung 4.2: Simulationen für einen schwach nicht-hydrastatischen Fall für einen Berg mit $L = 5000\text{ m}$ zum selben Auswertzeitpunkt wie oben für $Fr = 1$.

in Abb. 4.2(b) zu erkennen. Die Berücksichtigung der Turbulenz trägt zu einer Verminderung von lokal sehr starken Gradienten bei und wirkt sich insbesondere in den niedrigen Höhenbereichen aus. Hieran zeigt sich, dass für diesen Strömungsbereich

neben den nichtlinearen Termen auch die Parametrisierung der Turbulenz von erheblicher Bedeutung ist.

4.2 Neutral geschichtete Hindernisüberströmung

Wichtiger als die Wellenentwicklung durch die Überströmung von Hindernissen bei stabiler Schichtung ist für Starkwindfälle jedoch die neutral geschichtete Hindernisüberströmung. Wie in Abschnitt 2.2.2 schon erläutert, werden bei hohen Froude-Zahlen die Hindernisse über- anstatt umströmt und die Strömung erfährt aufgrund der Querschnittsänderung eine Beschleunigung. Ein bedeutender Ansatz zum Verständnis und zur Quantifizierung dieses Prozesses wurde von Jackson und Hunt (1975) formuliert. In dieser Arbeit wird die Strömung in zwei Schichten unterteilt, wobei in der äußeren Schicht eine Potentialströmung angenommen und die innere durch ein logarithmisches Windprofil beschrieben wird. Das genaue Vorgehen wird in A.2 beschrieben. Dieses Modell wird oft zur Bestimmung der Verstärkung des Windes über mäßig steiler Topographie verwendet.

Einen wichtigen Beitrag zur Messung des Windverhaltens über einem nahezu idealen Bergrücken stellt das Askervein-Experiment von 1982 und 1983 dar. Dieses Messexperiment wird oft in Zusammenhang mit der theoretischen Arbeit von Jackson und Hunt erwähnt (z.B. in Hoff und Tetzlaff, 1986) und spiegelt die Notwendigkeit zur Vertiefung des Kenntnisstandes schon bei relativ einfach strukturierten Hindernissen wieder. Dieses Experiment diente primär dazu, die Beeinflussung des Windfeldes innerhalb der Grenzschicht durch einen Bergrücken zu untersuchen. Dazu wurde der Askervein-Hügel in Schottland durch eine entsprechende Anzahl von Windmessstationen in der erwarteten Überströmungsrichtung, senkrecht zur Querachse des Berges, versehen. Es sollte der Geschwindigkeitszuwachs sowie die Änderung der turbulenten Fluktuationen bestimmt werden. Der Hügel zeichnet sich durch eine glatte Oberflächenstruktur aus und die Orographie kann näherungsweise durch die Verwendung einer Funktion nach Gl. (4.6) wiedergegeben werden. Damit ist die Bergform auch mit analytischen Ansätzen behandelbar (vgl. Anhang A.2). Zudem kann durch ein großes Verhältnis von Quer- zu Längsausdehnung in der Bergmitte von einem zweidimensionalen Charakter der Überströmung ausgegangen werden, was eine Behandlung mit dem von Jackson und Hunt vorgeschlagenen Ansatz ermöglicht. Der Berg besitzt eine Höhe von 116 m und eine Gesamtausdehnung in Anströmrichtung von etwa 1 km . Im Vorfeld des Hügels sowie auf dem Hügel selbst herrscht eine vergleichsweise homogene Vegetation vor. Dies ist deshalb von Bedeutung, da somit eine Modifikation der Anströmung durch einen Wechsel in der Geländerauhigkeit ausgeschlossen werden kann. Alle hier gemachten Angaben zum Experiment sowie

eine ausführliche Beschreibung finden sich in Taylor und Teunissen (1985).

Das Ziel der folgenden Untersuchung ist eine Gegenüberstellung der bodennahen Windverhältnisse einer KAMM2-Simulation mit den Messergebnissen unter neutralen Bedingungen bei einer einfachen Hindernisform.

Das Messexperiment erstreckte sich über einen Zeitraum von mehreren Tagen und dementsprechend lagen unterschiedliche Anströmbedingungen vor. Um den Forderungen von neutraler Schichtung, hoher Anströmgeschwindigkeit, senkrechter Anströmrichtung und homogenen Atmosphärenverhältnissen in der vertikalen Richtung möglichst gut nachzukommen, wurde die Messung vom 07.10.1983 von 14:00 bis 16:00 als Vergleichszeitraum gewählt. An diesem Termin herrschten relativ hohe geostrophische Winde von 20 m/s und die thermische Schichtung war mit $\frac{d\Theta_v}{dz} = 7.56 \cdot 10^{-4} \text{ K/m}$ fast neutral. Dies ist deshalb von Bedeutung, da durch die damit resultierende, hohe Froude-Zahl die Schichtungseffekte in den Hintergrund treten. An anderen Messtagen mit höherer Stabilität und niedrigeren geostrophischen Winden machen sich solche Schichtungseffekte durch ein ins Lee verschobenes Geschwindigkeitsmaximum bemerkbar. Der Bodenwind strömte den Berg nahezu senkrecht an. Es wurden außerdem an diesem Tag keine Frontdurchgänge oder Höheninversionen beobachtet, weshalb hinsichtlich dieses Punktes von einem homogenen vertikalen Atmosphärenaufbau ausgegangen werden kann.

Die Topographie des Berges wurde durch

$$h(x, y) = H \cdot e^{-(x/L)^2 - (y/B)^6} \quad (4.6)$$

angenähert. Dabei ist H die Berghöhe, L die Längenskala in und B die Längenskala senkrecht zur Anströmrichtung. Zu beachten ist die asymmetrische Ausbildung des Berges, der im Lee eine größere Hangneigung aufweist als die angeströmte Seite. So kann luvseitig $L_{Luv} = 340 \text{ m}$ angenommen werden und $L_{Lee} = 250 \text{ m}$, H beträgt 116 m . Die Halbwertsbreite B senkrecht zur Anströmung beträgt in etwa 850 m . Mit einem Verhältnis B/L von etwa 3 kann die Überströmung in der Mitte näherungsweise als zweidimensional betrachtet werden.

Da bei dieser Untersuchung der bodennahe Wind betrachtet werden soll und auch die Messungen in 3 Metern über Grund erfolgten, ist dort eine entsprechend hohe vertikale Gitterauflösung erforderlich. Ein Anhaltspunkt für die Positionierung der untersten Rechenschicht kann aus der nach dem Zweischichtkonzept nach Jackson und Hunt (1975) bestimmten Ausdehnung der inneren Schicht l_i gewonnen werden. Innerhalb dieser Schicht kommt dem Reibungsterm die größte Bedeutung zu. Die Ausdehnung dieser Schicht bestimmt sich nach Gl. (A.14) im Anhang A.2. mit L als horizontaler Bergausdehnung, und $\kappa = 0.4$ als die von-Kármán-Konstante.

Die Modellkonfiguration von KAMM2 orientiert sich an obiger Beschreibung, mit

den Parametern:

- horizontale Gitterweite: $\Delta x = 100 \text{ m}$, $\Delta y = 200 \text{ m}$
- vertikale Gitterweite: $\Delta z = 3.5 \text{ m}$ in der untersten Rechenebene nach Gl. (A.14)
- Höhe des Modellgebiets: $h_M = 10 \text{ km}$ mit insgesamt 100 Gitterpunkten und einer durchschnittlichen Gitterweite von 100 m
- Randbedingung: Ausstrahlungsbedingung
- Turbulenzmodell: Mischungsweg und $k - \epsilon$ (Vergleich der beiden Modelle siehe unten)
- geostrophischer Wind: 20 m/s , über die Höhe konstant
- Der Bodenbewuchs wird analog zum Experiment als Gras angenommen ($z_0 = 0.02 \text{ m}$)
- Gradient der potentiellen Temperatur: $\frac{d\Theta}{dz} = 0.00075 \text{ K/m}$

Um die Werte vergleichen zu können, wird die Windgeschwindigkeit mit einem ungestörten Geschwindigkeitswert vor dem Hindernis $|\vec{v}(x_0)|$ auf dem selben Höhenniveau $z = 3.5 \text{ m}$ über Grund normiert mit

$$\Delta v = \frac{|\vec{v}(x)|}{|\vec{v}(x_0)|} \quad (4.7)$$

und x_0 als Position des Einströmrandes. Das Höhenniveau der Messwerte (3 m) und der Simulation (3.5 m) unterscheidet sich hier nur geringfügig, weshalb auf eine weitere Anpassung verzichtet wird. Die Gegenüberstellung der Werte von Simulation und Messergebnis zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der normierten Geschwindigkeit im Luv (Abb. 4.3). Im Lee dagegen weist die Berechnung allerdings deutliche Unterschiede zu den Messwerten auf. Dies könnte an lokalen Gegebenheiten liegen, wie z.B. stärkere lokale Steigungen, als bei der durch die Glockenkurve angenäherten Orographie. Allerdings ist auch die Turbulenzparametrisierung durch den Mischungsweg-Ansatz kritisch zu beurteilen. Da sich im Lee des Berges größere Hangneigungen von über 17° ergeben (Luv: 13°), kommt es hier durch die Strömungsverzögerung zu Unstetigkeiten im Windprofil, was sich bei der Verwendung des Mischungsweg-Ansatzes ungünstig auswirkt. Deshalb wurde die Simulation mit einer rechenintensiveren $k - \epsilon$ -Parametrisierung wiederholt. Wie in Abb. 4.4 zu sehen, brachte diese deutlich bessere Resultate. Während die Werte im Luv nahezu identisch zum Mischungsweg-Ansatz sind, wird bei der Simulation mit dem

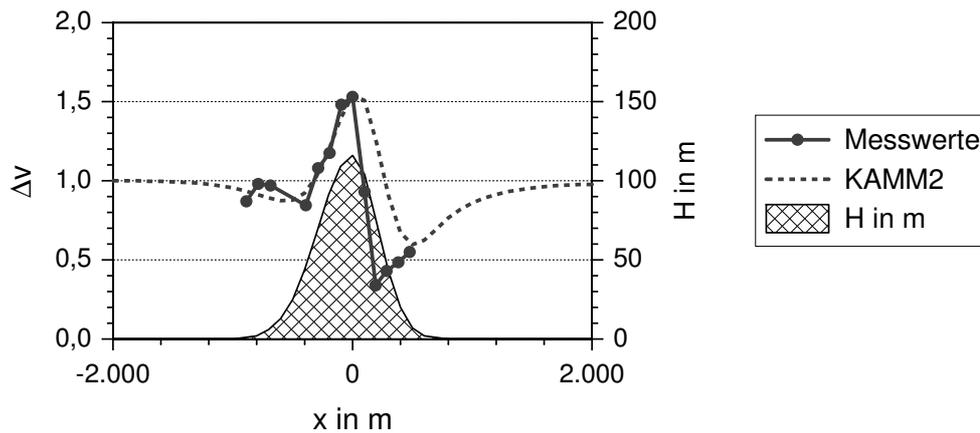


Abbildung 4.3: Gegenüberstellung der bodennahen, relativen Windgeschwindigkeit Δv von Messwerten und KAMM2-Simulation mit einer Turbulenzparametrisierung nach dem Mischungsweg-Ansatz.

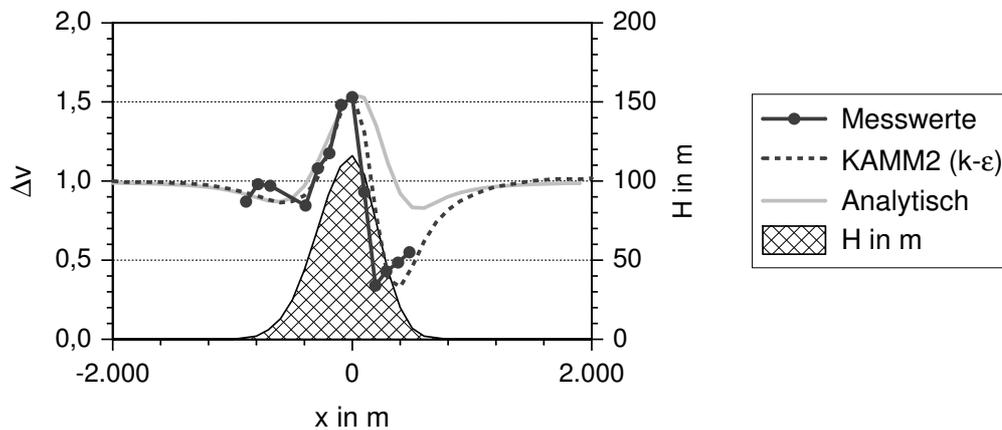


Abbildung 4.4: Gegenüberstellung der bodennahen, relativen Windgeschwindigkeit Δv von Messwerten, KAMM2-Simulation mit einer $k-\epsilon$ -Turbulenzparametrisierung und dem Ansatz nach Jackson und Hunt (1975).

$k-\epsilon$ -Modell der Geschwindigkeitsrückgang im Lee im Vergleich mit den Messungen sehr gut wiedergegeben. Zusätzlich werden die Ergebnisse aus dem im Anhang A.2 beschriebenen Ansatz nach Jackson und Hunt dargestellt. Bei diesen sind ähnlich zu den Ergebnissen mit dem Mischungsweg-Modell sehr gute Übereinstimmungen im Luv und, bedingt durch die Beschränkung des Ansatzes auf flache Erhebungen, weniger gute Ergebnisse im Lee des Berges zu erkennen. Somit zeigt sich, dass mit Hinblick auf Abschnitt 5.3 das $k-\epsilon$ -Verfahren bei der Simulation von steiler Orographie vorzuziehen ist.

Kapitel 5

Simulationen der Strömung über idealisierten Geländestrukturen

Anschließend an den Vergleich der Simulationsergebnisse von KAMM2 für analytisch lösbare Fälle erfolgt in diesem Kapitel eine Untersuchung von Strömungsprozessen, welche ausschließlich durch ein nichthydrostatisches numerisches Modell wie KAMM2 berechnet werden können. Viele Prozesse sind durch vereinfachende Betrachtungen nicht darstellbar, weshalb hier Fälle mit stark nichtlinearem Verhalten vertieft behandelt werden, für die keine oder nur in beschränkter Form eine analytische Beschreibung existiert. Dabei werden Simulationen mit idealisierten Anfangs- bzw. Randbedingungen sowie über idealisierten orographischen Geländestrukturen vorgestellt.

Die isolierte Betrachtung des Verhaltens der Überströmung von idealisierten Geländestrukturen ist Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Bei Windkanaluntersuchungen sind solche Geometrien einfacher zu realisieren als komplexe Geländeformen und analytische Lösungsansätze sind meist auf einfache Geometrien beschränkt (vgl. z.B. Anhang A.2). Obwohl mit numerischen Modellen beliebige Untergrundstrukturen behandelt werden können, bieten idealisierte Formen eine Reihe von Vorteilen.

So ist zunächst die Erkenntnis über den Einfluss der jeweiligen Geländeform an sich auf das Windfeld zu nennen. Durch die Variation einzelner Parameter kann eine durch Sekundäreffekte ungestörte und selektive Untersuchung einzelner Vorgänge erfolgen, wodurch ein erweitertes Prozessverständnis erhalten wird. Mit der Darstellung der Einflussgrößen (z.B. Hindernisgeometrie und Anströmbedingungen) in dimensionslosen Verhältniszahlen, besitzen die Ergebnisse einen hohen Grad an Verallgemeinerbarkeit. Durch diese Verhältniszahlen können die gefundenen Zusammenhänge beschrieben und leicht auf andere Hindernisgeometrien und An-

strömbedingungen übertragen werden. Nicht zuletzt bieten idealisierte Versuche auch die Möglichkeit eines Vergleichs mit anderen Methoden und damit zur Bewertung der gefundenen Ergebnisse.

5.1 Überströmung von Tälern

Die Überströmung von Tälern zeigt für flache Geländeneigungen und bei neutraler Schichtung ein inverses Verhalten zur Überströmung von Erhebungen auf (vgl. z.B. Dorwarth, 1986). Wie auch bei Erhebungen mit großer Ausdehnung in einer Richtung (z.B. Bergrücken) beeinflusst bei der Talüberströmung die Ausrichtung der Talachse gegenüber der Anströmrichtung die Ausprägung der bodennahen Windgeschwindigkeit und -richtung. So treten bei einer Talüberströmung abhängig von der Geometrie (Steigung der Talkanten, Talhöhe, -erstreckung und -form) sowie der Anströmung (Anströmgeschwindigkeit und -richtung sowie thermische Schichtung) spezielle Strömungsmuster auf.

Nach Fiedler (1983) kann abhängig vom Grad der Schichtung und der Stärke des horizontalen Druckgradienten bei Tälern eine Kanalisierung der Strömung in Richtung des geostrophischen Druckgradienten in unterschiedlich starker Ausprägung beobachtet werden. Whiteman und Doran (1993) ergänzten diesen Ansatz um die Faktoren der durch die Talbegrenzungen erzwungenen Leitwirkung sowie um thermische Einflüsse, woraus ein Konzept des Verhaltens der Talwinde in Abhängigkeit von der synoptischen Situation abgeleitet wurde. Dadurch lassen sich Beobachtungen von häufig auftretenden Windrichtungen parallel zur Talachse erklären, wie sie beispielsweise in Weber und Kaufmann (1998) vorgestellt werden. Die Strömung im Tal erhält dadurch oftmals eine entgegengesetzte Komponente zu der darüberliegenden, großräumigen Anströmungsrichtung („Gegenstrom“ oder „Counter-current“, z.B. in Wippermann, 1984), wodurch eine starke Windscherung entsteht. Als weiteres Phänomen einer Talüberströmung ist eine Wirbelbildung im Talraum zu nennen, die bei schmalen Tälern den gesamten Talraum einnehmen kann (siehe z.B. Mason und King, 1984) und sich nach den Betrachtungen in Abschnitt 5.3 besonders nach steilen Hangkanten ausbilden. Bei Tälern ist hierbei jedoch die zusätzliche Wechselwirkung durch die Leekante zu beachten, die bei einer Strömungsablösung hinter einer einzelnen Erhebung nicht entsteht. Zur stabil geschichteten Talüberströmung und dadurch bedingter Wirbelbildung finden sich Versuche in Baines (1995). Erweiterte Betrachtungen hierzu sind in Tampieri und Hunt (1985) zu finden, wo der Einfluss der Talventilierung in Abhängigkeit der Talbreite beleuchtet wird. Eine hier nicht weiter betrachtete Form einer talbeeinflussten Strömung stellt die Beschleunigung durch eine Querschnittsverengung aufgrund der Veränderung der Talgeometrie

entlang der Talachse dar. In Jackson und Steyn (1994) wird dieser Fall mit Hilfe der hydraulischen Analogie behandelt.

Bedingt durch diese Strömungsformen beeinflussen Täler auch für den Starkwindfall bei Überströmung mit hohen Froude-Zahlen bzw. für neutrale Schichtung entsprechend die bodennahen Windgeschwindigkeiten. Darauf lassen beispielsweise Messungen nach Garvey et al. (2002) und Garvey et al. (2005) schließen. Aufgrund der Vielzahl an möglichen Überströmungsformen sollen die folgenden Simulationen das mögliche Spektrum an extremen Ausprägungen hinsichtlich der bodennahen Windverstärkungen exemplarisch anhand ausgewählter Talgeometrien für den Fall senkrechter und schräger Anströmung bei neutral und stabil geschichteter Atmosphäre aufzeigen.

Die Simulation idealisierter Täler mit KAMM2 hat sich in verschiedenster Hinsicht als nicht unproblematisch erwiesen. Anfängliche Versuche waren oftmals von starken Störungen geprägt, wie z.B. die in Abschnitt 3.3.1 angesprochenen periodischen Störungen. Aber auch numerische Einstellungen, wie die Konfiguration des Gitters in der vertikalen wie auch in der horizontalen sowie der oberen Randbedingung erwiesen sich als Quelle von Störungen, weshalb sie entsprechend angepasst werden mussten. Als weiterer zu beachtender Faktor hat sich bei diesen Simulationen die nötige Länge der ungestörten Topographie vor dem Taleinschnitt herausgestellt. Eine Gegenüberstellung von zwei Simulationen mit einem ungestörten Vorlauf von 16 Gitterpunkten und einem Vorlauf von 26 Gitterpunkten ergeben bei senkrechter Anströmung zunächst nahezu identische Ergebnisse. Wenn sich allerdings die Konfiguration des vertikalen Gitters ändert (Verringerung von mittlerem Gitterabstand und Erhöhung des Transformationsparameters), so kommt es zur Ausbildung von Störungen bei dem Taleinschnitt mit einem kürzeren Vorlauf. Da, wie weiter unten beschrieben, die Talsimulationen aufgrund möglicher kleinerskaliger Prozesse wie lokale Wirbelablösungen mit einer hohen vertikalen Auflösung durchgeführt werden sollten, wird hier also ein längerer Vorlauf verwendet.

Das vertikale Gitter wird am Boden mit einer hohen Auflösung von $\Delta z = 5\text{ m}$ und einem durchschnittlichen Gitterabstand von 100 m festgelegt. Es wurde ansonsten im Wesentlichen eine Konfiguration analog zu der in Abschnitt 4.2 beschriebenen verwendet, allerdings mit einer horizontalen Gitterauflösung $\Delta x = \Delta y = 1000\text{ m}$ und einer stabilen Atmosphäre mit $\frac{d\Theta}{dz} = 0.0035\text{ K/m}$. Eine zusätzliche Randdämpfung war notwendig, um Störungen zu minimieren. Der Dämpfungskoeffizient nach Gl. (3.68) der Simulationen lag bei $r_D = 0.0001$, die Dicke der Dämpfungsschicht betrug 3 Gitterpunkte. Die Simulationen wurden quasi-zweidimensional mit einer Tiefe von 8 Gitterpunkten in y-Richtung ausgeführt. Entsprechende Testsimulationen ergaben eine Übereinstimmung mit vollständig dreidimensional ausgeführten Simulationen.

α_A in $^\circ$	$ \vec{v}_g $ in m/s	$\frac{d\Theta}{dz}$ in K/m
90	25	0.0003
90	15	0.0003
90	25	0.0035
90	15	0.0035
45	25	0.0003
45	15	0.0003
45	25	0.0035
45	15	0.0035

Tabelle 5.1: Übersicht über die Simulationen.

Der zunächst simulierte Taleinschnitt entspricht in seinen Abmessungen in etwa dem mittleren Oberrhein. Die maximalen Steigungen an den Hangkanten betragen 6.9° , die Breite L_{TB} des Talbodens 25 km und der Abstand der Talkanten zueinander L_{TK} beträgt 35 km . Es sollen die Auswirkungen von unterschiedlicher thermischer Schichtung, geostrophischer Anströmgeschwindigkeit $|\vec{v}_g|$ und bodennaher Anströmrichtung α_A entsprechend Tab. 5.1 untersucht werden. Besonderes Augenmerk wird dabei auf das Verhalten der bodennahen Windgeschwindigkeit gerichtet. Dabei können die Werte $\frac{d\Theta}{dz} = 0.0035\text{ K/m}$ als stabil geschichtet und $\frac{d\Theta}{dz} = 0.0003\text{ K/m}$ als neutral angesehen werden.

Die sich ergebenden, relativen Geschwindigkeiten Δv (vgl. Gl. (4.7)) der untersten Rechengschicht sind in Abb. 5.1 dargestellt. Bei neutraler Überströmung ist

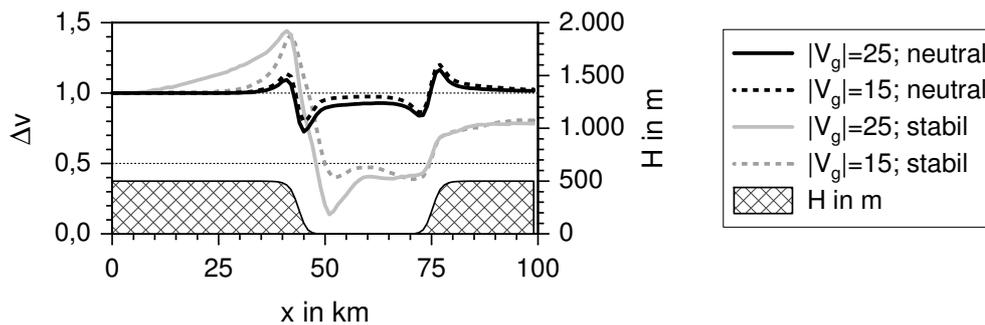


Abbildung 5.1: Verteilung des bodennahen Windes bei senkrechter Talüberströmung in Abhängigkeit der geostrophischen Windgeschwindigkeit $|\vec{v}_g|$ und der thermischen Schichtung.

deutlich die Korrelation zur überströmten Topographie zu erkennen. Für diesen Fall mit moderaten Steigungen ergibt sich ein Geschwindigkeitsverlauf, wie er auch nach der im Anhang A.2 beschriebenen Theorie aufgrund der Änderung des Strömungsquerschnitts zu erwarten gewesen wäre. Die maximalen Geschwindigkeits-

erhöhungen Δv_{max} liegen bei etwa 1.14 im Luv und bei 1.20 im Lee. Bei stabiler Schichtung dagegen zeigt sich ein stark abweichendes Bild. Der starke Geschwindigkeitsanstieg an der Luvkante des Tals mit Werten von Δv bis zu 1.44 und ebenso der anschließend stattfindende starke Abfall geht mit einer Veränderung der Grenzschichtdicke einher.

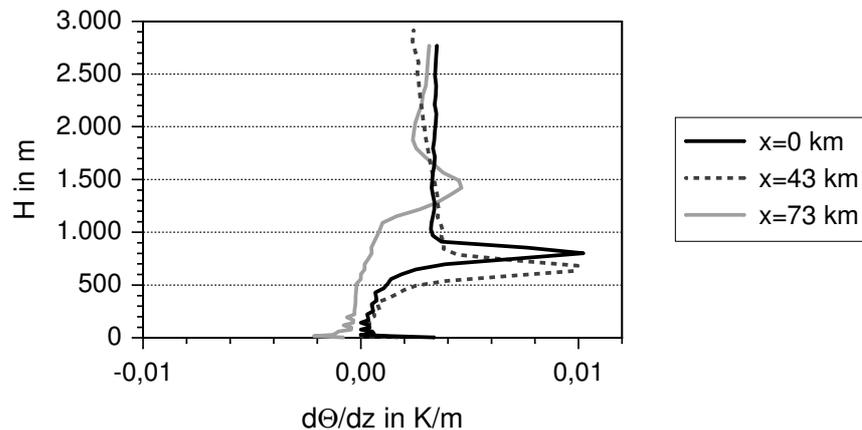


Abbildung 5.2: Profile von $d\Theta/dz$ der stabilen Talüberströmung an unterschiedlichen Orten für $|\vec{v}_g| = 15 \text{ m/s}$.

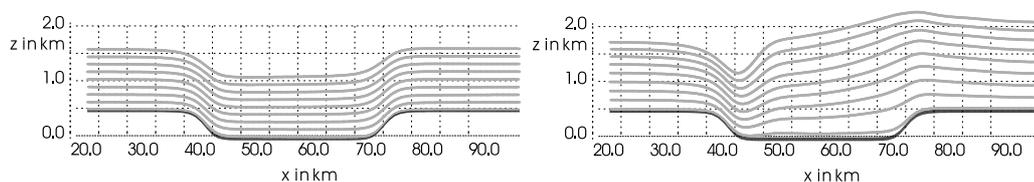


Abbildung 5.3: Stromlinien für neutrale (links) und stabile (rechts) Schichtung bei senkrechter Anströmung. Strömung von links nach rechts.

Wie Abb. 5.2 zeigt, entwickelt sich eine Zweischichtenströmung mit einer neutralen, bodennahen Schicht und darüber liegend, durch eine Inversionsschicht mit geringer Ausdehnung getrennt, die Schicht mit den geostrophischen Werten der thermischen Stabilität. Am Anfang des Simulationsgebietes über ungestörtem Gelände beträgt die Ausdehnung der neutralen Schicht etwa 850 m . An der Luvkante des Tals erfährt diese Schicht eine Drängung und hat mit 680 m nur noch 80 % der ursprünglichen Ausdehnung. Durch die nun ebenfalls weiter unten liegende Inversionsschicht kann nur ein gehemmter Impulsaustausch mit der oberen Atmosphäre stattfinden, was eine Abkoppelung von der oberen Strömung bedeutet. Verbunden mit der Querschnittsverengung ergibt sich dadurch eine Beschleunigung der Strömung. Der gegenteilige Effekt entsteht an der Leekante des Tals. Durch eine starke Zunahme der Schichtdicke der unteren, neutralen Schicht kommt es zu einer Querschnittserweiterung und damit zu einer Verlangsamung der Strömung. Die Ausbildung einer

Zweischichtenströmung und der Stromlinienverlauf bei der stabilen Talüberströmung (siehe Abb. 5.3) legt ein ähnliches Verhalten, wie von der hydraulischen Analogie beschrieben, nahe. So zeigt sich wie bei den Fallwinden im folgenden Abschnitt 5.2 ein vergleichbares Bild zu einer schießenden Strömung. Die Ausprägung des Phänomens sollte demnach maßgeblich von der Steigung der Talkante, der Stabilität und der Anströmgeschwindigkeit abhängen.

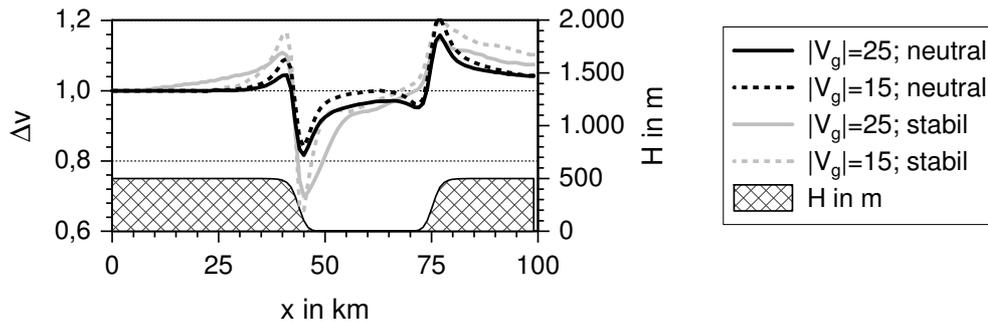


Abbildung 5.4: Wie in Abb. 5.1, hier aber für schräge Talanströmung.

Eine Änderung des Anströmwinkels α_A von 90° auf 45° verändert auch die Entwicklung der bodennahen Windgeschwindigkeiten. Im Vergleich zur senkrechten Anströmung fallen bei schräger Anströmung und bei stabiler Schichtung die Geschwindigkeitserhöhung und der anschließende Abfall an der Luvkante moderater aus. Zwischen stabiler und neutraler Überströmung ist bei schräger Anströmung nur ein geringer Unterschied erkennbar (vgl. Abb. 5.4).

Für den Fall der stabilen Schichtung mit $|\vec{v}_g| = 15 \text{ m/s}$ ergibt sich jedoch eine ausgeprägte Kanalisierungswirkung durch das Tal in der bodennahen Strömung (vgl. Abb. 5.5). Durch diese Kanalisierung entsteht eine starke Windscherung am Übergang von ungestörtem Gelände und Talkante und damit eine starke Durchmischung an dieser Stelle, weshalb es hier nicht, so wie in obigem Fall, zu einer Verringerung der Grenzschichtdicke und damit zu einer Strömungsbeschleunigung kommt. In Abb. 5.6 ist diese Zone starker Durchmischung an der Ausbildung eines Wirbels an der Luvkante zu erkennen. Hierbei handelt es sich um einen relativ kleinskaligen Strömungsprozess mit einer charakteristischen vertikalen Ausdehnung von etwa 100 m . Erstaunlicherweise trat dieser Wirbel bei einer vergrößerten vertikalen Auflösung von $\Delta z = 20 \text{ m}$ in Bodennähe nicht auf, obwohl die vertikale Ausdehnung des Wirbels um das 5-fache größer ist. Dies rechtfertigt die Wahl einer hohen vertikalen Auflösung in Bodennähe, da nur dadurch derartige Prozesse aufgelöst werden können.

Die relativen Geschwindigkeitserhöhungen scheinen sich bei der senkrechten sowie auch bei der schrägen Anströmung für die simulierte Geometrie weitgehend invariant

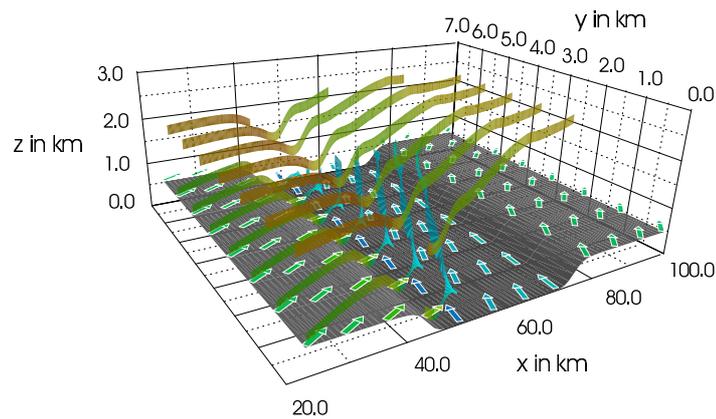


Abbildung 5.5: 3D-Ansicht des Taleinschnittes. Gezeigt sind die Windvektoren der untersten Ebene sowie Stromlinien in zwei unterschiedlichen, vertikalen Ebenen. Dabei werden die Stromlinien der unteren Ebene deutlich durch das Tal kanalisiert, während die Stromlinien der oberen Ebene davon unbeeinflusst bleiben. In der Darstellung stehen die rote und gelbe Farbtöne für erhöhte, grüne und blaue Farbtöne für niedrige Windgeschwindigkeiten.

bezüglich der Anströmgeschwindigkeit zu verhalten.

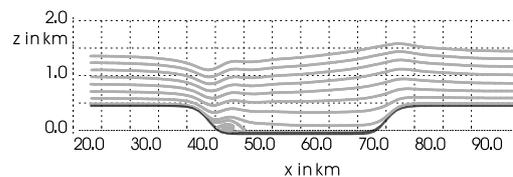


Abbildung 5.6: Stromlinien für den stabilen Fall bei schräger Anströmung mit $\alpha_A = 45^\circ$ und $|\vec{v}_g| = 15 \text{ m/s}$.

Bei der nachfolgend untersuchten Talgeometrie wurde die Steigung der Talkanten stark erhöht. Mit 33° maximaler Steigung wird eine Strömungsablösung eintreten (vgl. Abschnitt 5.3). Die Talhöhe wird auf 300 m und die Talbreite am Boden L_{TB} auf 1000 m verringert. Die Geschwindigkeitsentwicklung und die Stromlinienverläufe sind in Abb. 5.7 bzw. 5.8 jeweils auf der linken Seite dargestellt. Zu sehen ist ein weitgehendes Überströmen des Taleinschnittes mit zwei Wirbelrollen entlang der Talachse (Abb. 5.7). Im Tal selbst herrscht eine starke Durchmischung der Luft, während die Strömung darüber kaum beeinflusst wird. Die maximale Geschwindigkeitssteigerung ist am Leehang mit $\Delta v = 1.19$ größer als am Luvhang ($\Delta v = 1.07$). Nach einer Reduzierung der Ausdehnung des Talbodens wird der Leewirbel größer und der Wirbel im Luv verschwindet zunehmend. Bei $L_{TB} = 200 \text{ m}$ füllt nur noch ein Wirbel das Tal aus. Damit ändert sich auch der bodennahe Geschwindigkeitsverlauf wie in den Abbildungen 5.7 und 5.8 (auf der rechten Seite) gezeigt wird. Eine zumindest qualitative Übereinstimmung ist bei der Simulation des Tales mit breitem Talboden zu einer Messung nach Garvey et al. (2002) festzustellen (vgl. Abb. 5.9).

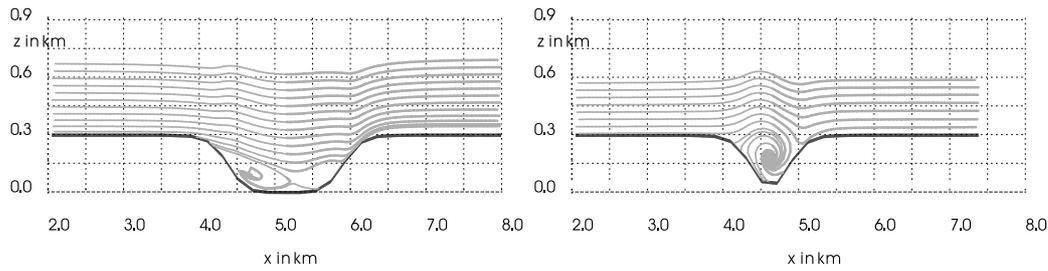


Abbildung 5.7: Stromlinien für Taleinschnitt mit $L_{TB} = 1000\text{ m}$ (links) und mit $L_{TB} = 200\text{ m}$ (rechts) bei senkrechter Anströmung. Strömung von links nach rechts.

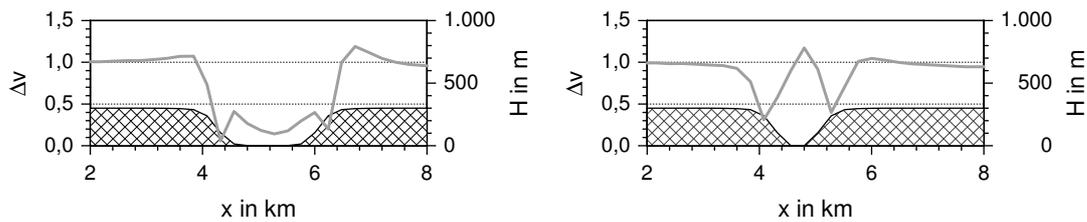


Abbildung 5.8: Verteilung des bodennahen Windes für einen Taleinschnitt mit $L_{TB} = 1000\text{ m}$ (links) und mit $L_{TB} = 200\text{ m}$ (rechts) bei senkrechter Anströmung.

In der dreidimensionalen Darstellung nach Abb. 5.10 wird der Verlauf der Strömung für den Fall des schmalen Tales erkennbar. Danach wird der sich in der Talachse bildende Wirbel zunächst überströmt. Da der Wirbel wie eine Erhebung und damit querschnittsverengend wirkt, erfolgt bei dieser Überströmung eine Beschleunigung (vgl. farbliche Skalierung). Mit dem anschließenden Absinkvorgang verlangsamt sich die Strömung. Durch die V-Form des Taleinschnittes findet beim Absinkvorgang gleichzeitig eine Querschnittsverengung statt, die am Talboden maximal ist und wiederum beschleunigend wirkt. Deshalb liegt der Wert der normierten Geschwindigkeit am Talgrund mit 1.17 sogar leicht über der ungestörten Anströmungsgeschwindigkeit.

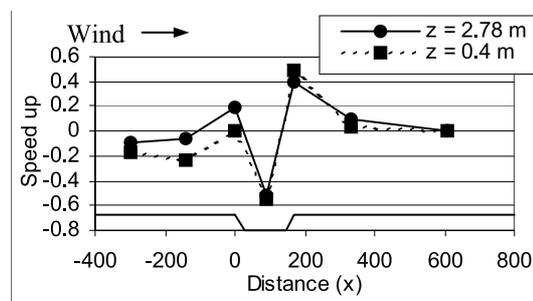


Abbildung 5.9: Messwerte nach Garvey (2002). Hierbei ist der Speed-up durch $\Delta v - 1,0$ definiert. Eine qualitative Übereinstimmung zu dem in Abb. 5.8 (links) gezeigten Simulationsergebnis mit einer ähnlichen Talgeometrie ist feststellbar.

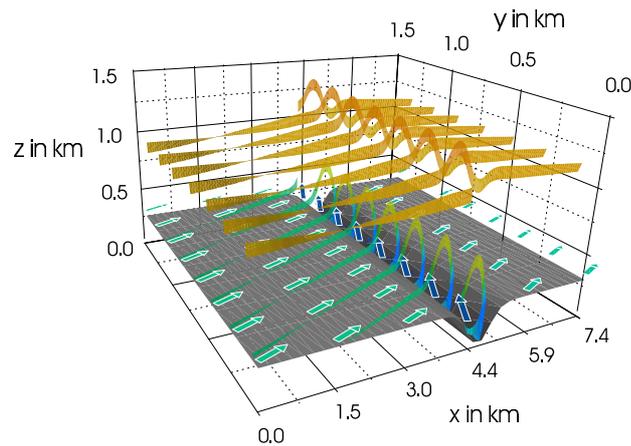


Abbildung 5.10: 3D-Darstellung analog zu Abb. 5.5 für den Fall einer senkrechten Überströmung eines schmalen Tals. Dabei entsteht eine Wirbelrolle mit erhöhten Windgeschwindigkeiten am Talboden und einer zur Talachse nahezu parallelen Strömungsrichtung.

5.2 Simulation von Fallwinden

Bei der Überströmung von Hindernissen unter thermisch stabilen Verhältnissen verlagert sich das Geschwindigkeitsmaximum der bodennahen Windgeschwindigkeiten leewärts. Die dabei auftretenden, maximalen Windgeschwindigkeiten können diejenigen, welche typischerweise bei neutraler Überströmung des Berges entstehen bei weitem übertreffen. Eine besonders schwere Form von Fallwinden stellen die in den Alpen auftretenden Föhnstürme dar, bei welchen sich Windgeschwindigkeiten von bis zu über 50 m/s entwickeln können.

Ein erster Ansatz zur analytischen Beschreibung von geschichteter Bergüberströmung ist in dem oben in Abschnitt 4.1 schon angesprochenen Modell nach Queney (1948) zu finden. Dieses Modell wird unter der Annahme einer über die Höhe konstanten Windgeschwindigkeit und thermischen Schichtung aus der linearisierten Bewegungs- und Kontinuitätsgleichung heraus entwickelt und ist für Erhebungen mit geringer Steigung und im linearen Bereich gültig (vgl. Abschnitt 4.1).

Ein weiterer Ansatz zur geschichteten Überströmung von Hindernissen wurde von Long (1953) formuliert. Dieser basiert auf der zweidimensionalen, stationären und reibungsfreien Flachwassergleichung in Kombination mit der inkompressiblen Kontinuitätsgleichung ($\nabla \cdot \vec{v} = 0$) und kommt ohne eine Linearisierung aus. Aus diesem Grunde kann er auch zur Darstellung nichtlinearer Prozesse verwendet werden und berücksichtigt auch eine stärkere Aufsteilung der Stromlinien bis hin zur Instabilität, die sich in einem Brechen der aufgestellten Wellen äußert. Bei diesem Einschichtenmodell können sich analog zu der Überströmung eines Flusswehres sub- und superkritische Zustände ergeben. Dieser Ansatz ist deshalb gut geeignet, um

die Ausbildung von Fallwinden zu beschreiben. Allerdings gibt es bei diesem Ansatz auch einige Kritikpunkte. So wird die vertikale Erstreckung durch die Wellenlänge λ_z begrenzt und als obere Randbedingung ein fester Rand angenommen. Zur Ableitung der Lösung war es außerdem notwendig, ein inkompressibles Medium sowie einen linearen Dichtegradienten anzunehmen. Versuche, diese Mängel teilweise zu beheben finden sich z.B. in Smith (1985) sowie in den weiter unten noch angesprochenen Arbeiten von Huppert und Miles.

Klemp und Lilly (1975) entwickeln ein lineares Modell, bei welchem drei Schichten mit unterschiedlichen thermischen Schichtungen vorgegeben werden können. Mit diesem Modell können Fallwinde simuliert werden, deren Ausbildung auf eine Energiereflexion der sich vertikal ausbreitenden Schwerewellen an den Schichtübergängen zurückgeführt wird. Aus diesem Ansatz heraus werden auch die maximal auftretenden Windgeschwindigkeiten im Lee abgeleitet.

Smith (1977) leitet einen vereinfachten Ansatz für Wellenbrechen bei Fallwinden ab und zeigt Einschränkungen von diesem, wie z.B. eine Beschränkung auf flache Topographie bei der Annahme einer über die Höhe konstanten Anströmgeschwindigkeit und Schichtung. Durran (1986) zeigt, dass es beim Vergleich der linearen Theorie mit numerisch berechneten Fällen erhebliche Abweichungen in den Ergebnissen gerade bei starken Fallwinden geben kann. Eine numerische Simulation in diesen Fällen erscheint deshalb sinnvoll.

Numerische Versuche zu diesen Fällen für stark nichtlineare Fälle sind z.B. von Clark und Peltier (Clark und Peltier, 1977, 1984; Peltier und Clark, 1979, 1983), Laprise und Peltier (1989) sowie von Miles und Huppert (Miles und Huppert, 1968, 1969; Huppert und Miles, 1969) vorgestellt worden. Darüber hinaus finden sich in Clark und Farley (1984) auch Analysen zur Böenentwicklung bei solchen Ereignissen. In Clark und Peltier (1977; 1984) sind zeitliche Entwicklungen von Geschwindigkeit und Bodenreibungskraft gezeigt. Diesen Simulationen gemein ist allerdings, dass am unteren Rand eine Gleitbedingung angenommen wird und es, wie bei den analytisch abgeleiteten Lösungen, somit nicht zur Ausbildung einer turbulenten Grenzschicht kommen kann. Wie in Doyle und Durran (2002) ausgeführt wird, kann sich aber insbesondere eine unterschiedliche Ausführung der unteren Randbedingung mit „free-slip“ oder „no-slip“ großen Einfluss auf Simulationen bei geschichteter Hinderisüberströmung ausüben. Der Einfluss der (Nicht-)berücksichtigung der Turbulenzparametrisierung wurde bereits in Abschnitt 4.1 aufgezeigt.

Weiterhin existiert eine Vielzahl von Studien zu diesen Ereignissen mit regionalen meteorologischen Modellen. Untersuchungen zu extremen Ereignissen wie das Auftreten von starken Winden werden meist in Verbindung mit den Phänomenen des Föhns ausgeführt und betreffen entsprechend höhere Gebirge wie die Alpen oder die

Rocky Mountains (z.B. Gohm et al., 2004; Clark et al., 1994).

Ziel der im Folgenden beschriebenen Versuche ist, die Ausprägung von Fallwinden für Berge mittlerer Höhe bis 1000 Meter zu untersuchen. Dies wird als relevant angesehen, da in diesen Höhenregionen ein durch Sturmereignisse größeres mögliches Schadenspotential (Infrastruktur, Agrar- und Forstwirtschaft) angenommen wird als für Hochgebirgsregionen. Beispiele für mesoskalige Hügelketten stellen z.B. die Vogesen dar. Es soll überdies versucht werden, eine wie z.B. in Klemp und Lilly (1975) für eine Dreischichtenströmung theoretisch abgeleitete Abhängigkeit der maximal auftretenden Windgeschwindigkeiten in Bodennähe von der Froude-Zahl mit KAMM2 zu bestätigen. Dies ist auch insofern von Interesse, als die durch die oben angesprochenen Einschränkungen der Modelle von Queney und Long bei einer Simulation mit KAMM2 entfallen.

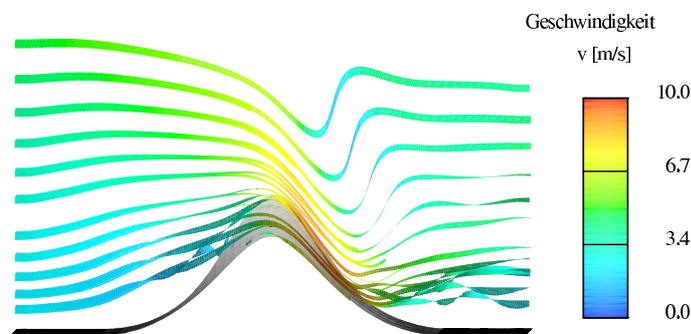


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung der Stromlinien bei einer stabil geschichteten Überströmung eines Bergrückens. Farbliche Skalierung durch die Geschwindigkeit, Anströmrichtung von links.

Abb. 5.11 zeigt schematisch die Stromlinien einer dreidimensionalen Simulation der geschichteten Überströmung eines Bergrückens. Zu erkennen ist ein Aufsteilen in den Stromlinien und die Position der maximalen Geschwindigkeiten in Bodennähe. Hier ist gut die Analogie zum Zustand des schießenden Abflusses beim Überströmen eines Stauwehres zu sehen. In Bild 5.12 ist der dazugehörige, typische Verlauf der

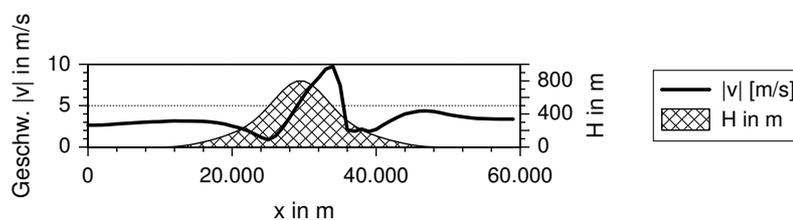


Abbildung 5.12: Verlauf der bodennahen Windgeschwindigkeit in 20 m über Grund.

bodennahen Windgeschwindigkeit dargestellt. Einem durch die Stauzone vor dem Hindernis bedingten, leichten Geschwindigkeitsabfall folgt ein starker Anstieg. Dieser erstreckt sich bis weit in den Leebereich des Bergrückens und die maximale

Windgeschwindigkeit tritt erst weit hinter der Bergspitze auf. Dadurch lassen sich auch Windschadensfälle in vermeintlich abgeschatteten Leebereichen eines Hindernisses erklären.

Simuliert wird eine stabil geschichtete Überströmung eines zweidimensionalen „Gaussberges“ der Form

$$h = H e^{-(x/L)^2} \quad (5.1)$$

mit L als Halbwertslänge und H als maximaler Berghöhe. Die Höhe variiert von $H = 200 \text{ m}$ zu $H = 1000 \text{ m}$ in 200 m -Schritten. Die Halbwertslänge L nimmt Werte von 1260 m bis 6300 m an und wird proportional zur Höhe verändert. Auch die horizontale Gitterauflösung wird proportional variiert, so dass sich Gitterauflösungen von $\Delta x = 240 \text{ m} \dots 1200 \text{ m}$ ergeben. Die Simulationen werden quasi-zweidimensional ausgeführt mit einer Tiefe in y -Richtung von 8 Gitterpunkten. Dies geschieht zum einen, um Rechenzeit zu sparen, zum anderen sind die höchsten Windgeschwindigkeiten sicherlich für quasi-zweidimensionale Hindernisse mit einer Halbwertsbreite $B \gg L$ zu erwarten. Bei der Konfiguration der Simulation ist zu beachten, dass durch die zu erwartende Bildung von Schwerewellen und deren großen Einfluss für die hier ausgeführten Rechnungen eine realistische Konfiguration hinsichtlich der Höhe sowie auch der Darstellung der Troposphäre am Oberrand des Simulationsgebietes eine große Rolle spielt. Die Troposphäre wurde durch eine entsprechende Inversionsschicht ab 10000 m simuliert und die Gesamthöhe des Modellgebietes auf 16000 m gesetzt, um einen Einfluss der Dämpfungsschicht auf die Bereiche unter 10000 m auszuschließen. Als weitere Modellparameter wurden die in der Zusammenfassung genannten Werte gewählt:

- horizontale Gitterweite: $\Delta x = 240 \text{ m} \dots 1200 \text{ m}$, $\Delta y = 480 \text{ m} \dots 2400 \text{ m}$
- vertikale Gitterweite: $\Delta z = 20 \text{ m}$ in der untersten Rechenebene
- Höhe des Modellgebiets: $h_M = 16 \text{ km}$ mit insgesamt 80 Gitterpunkten und einer durchschnittlichen Gitterweite von 200 m
- Randbedingung: Ausstrahlungsbedingung mit einer Dämpfungsschicht von 3 Gitterpunkten am Einstromrand und einem Dämpfungskoeffizienten von 0.0002
- Turbulenzmodell: $k - \epsilon$
- geostrophischer Wind: variabel
- $z_0 = 0.02 \text{ m}$
- Gradient der potentiellen Temperatur: $\frac{d\Theta}{dz} = 0.0035 \text{ K/m}$ (stabile Schichtung)

- Simulierte Zeit: 8 Stunden (Auswertungszeitpunkt variabel)

Bei der Auswertung der Simulationen stellt sich die Frage der Vergleichbarkeit der Ergebnisse. Insbesondere bei niedrigen Froude-Zahlen zeigte sich ein stark instationärer Charakter, und es kommt zu einer periodischen Änderung der Strömungsverhältnisse. Deshalb muss ein Referenzzeitpunkt zum Vergleich der einzelnen Simulationen bei möglichst vergleichbaren Zuständen gewählt werden.

Eine Auswertung zu einem festen dimensionslosen Zeitpunkt $t^* = |\vec{v}_g|t/H$ war nicht sinnvoll, da dieses Zeitmaß die Ereignispunkte bezüglich der instationären Geschwindigkeitsentwicklung bei unterschiedlichen Froude-Zahlen nicht korrekt wiedergeben konnte. Des Weiteren entwickelt sich die Ausprägung der auftretenden Effekte mit zunehmender Simulationszeit recht stark, so dass auch die Anströmbedingungen beeinflusst werden. Dies lässt auf eine starke nichtlineare Rückkopplung mit der Grundströmung schließen. Da hier jedoch möglichst der Fall einer durch die Anfangsvorgabe idealisierten Anströmung untersucht werden soll, wird nur der Zeitbereich betrachtet, bei dem diese Voraussetzung noch möglichst gut erfüllt ist. Bild 5.13(a) bis 5.13(i) zeigt die zeitliche Entwicklung der Stromlinien einer solchen Strömung. Nach einem anfänglichen Aufsteilen der Stromlinien ($-2h$) flachen diese wieder leicht ab ($2h-4h$), um erneut den Vorgang zu wiederholen (ab $4h$). Nun haben sich allerdings die Anströmbedingungen geändert, eine erneute Abflachung der Stromlinien erfolgt deshalb nicht mehr. Dies resultiert in einem Brechen der so aufgesteilten Welle und mit starken nichtlinearen Effekten, wobei sich der weitere Simulationsverlauf durch unrealistische Werte kennzeichnet. Um eine solche nichtlineare Rückkopplung mit der Grundströmung (und die dadurch entstehenden Konsequenzen wie Wirbel durch Wellenbrechen in größerer Höhe) nicht zu berücksichtigen wird die Simulation nur bis zum zweiten Aufsteilen der oberen Wellen betrachtet (in den Abbildungen 5.13(a) bis 5.13(i) nach 5 Stunden). In diesem Zeitfenster wird dann die räumlich sowie auch zeitlich maximal aufgetretene Windgeschwindigkeit der untersten Rechenebene ermittelt. Die Alternative einer Erhöhung des Randdämpfungskoeffizienten würde zwar ebenso die nichtlinearen Rückkopplungen verringern, allerdings wäre eine sehr starke Dämpfung notwendig, was wiederum zu einem unrealistischen Verlauf der Simulation führen würde. Der oben beschriebene zeitliche Verlauf der Simulation ist für alle Berghöhen ähnlich. Mit zunehmender Froude-Zahl nehmen aber die nichtlinearen Effekte ab, so dass sich eine quasi-stationäre Lösung ergibt.

Zur Überprüfung der oben angesprochenen These der Abhängigkeit des maximalen Geschwindigkeitsanstieges gegenüber der Froude-Zahl wurde als charakteristische Größe die maximale Geschwindigkeit in der untersten Rechenschicht ($20m$ über Grund), normiert mit der geostrophischen Geschwindigkeit, gewählt. Diese Größe ist gleichzeitig auch wichtigster Einflussfaktor bezüglich der Abschätzung des durch

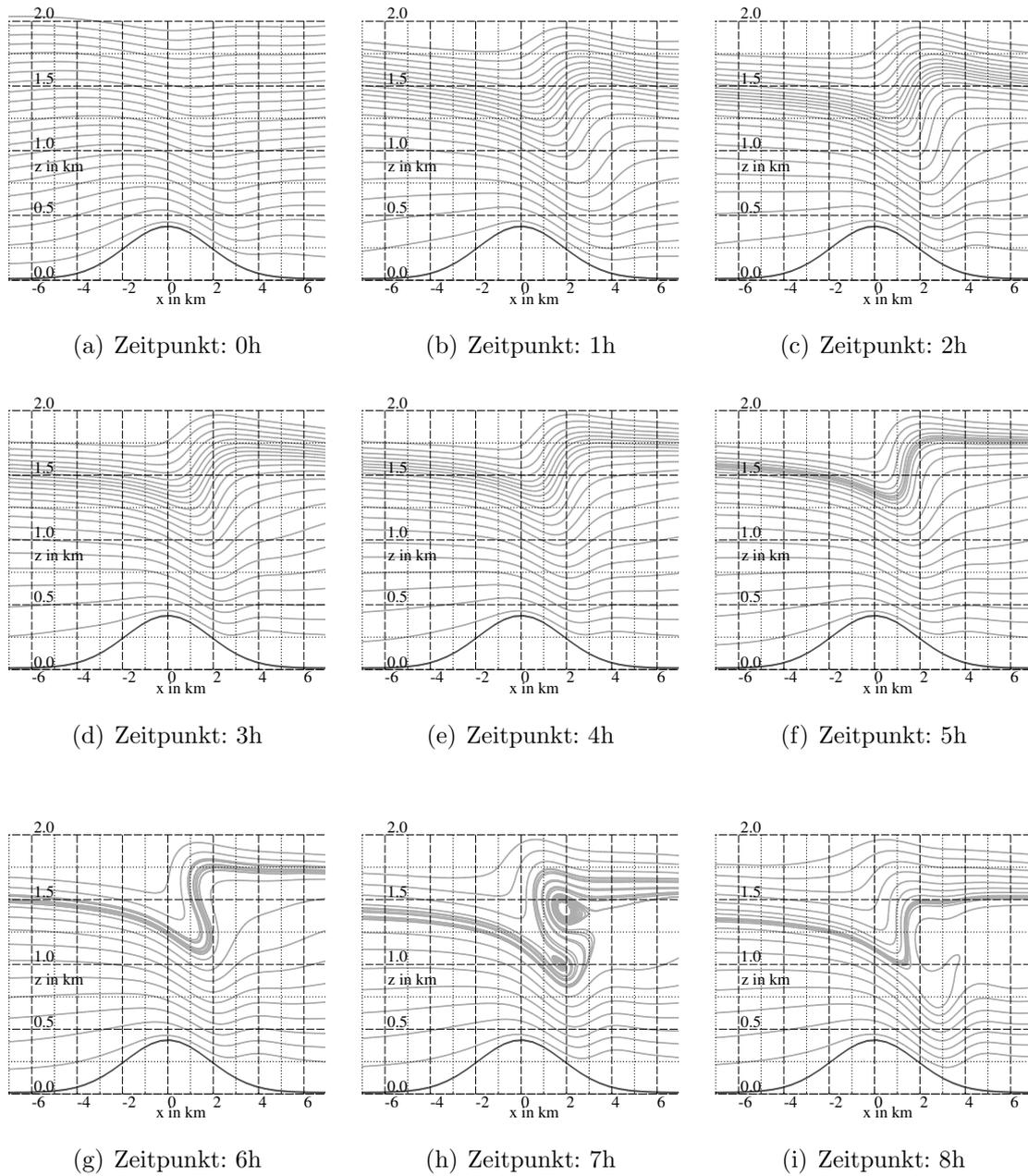


Abbildung 5.13: Stromlinien zu unterschiedlichen Zeitpunkten bei der Überströmung eines Bergrückens mit $H = 400\text{ m}$ und $Fr=1.0$.

solche Fallwinde entstehenden Schadenspotentials. In Abb. 5.14 ist das Verhalten der so normierten Geschwindigkeit in Abhängigkeit der Froude-Zahl für verschiedene Hindernishöhen dargestellt. Die Froude-Zahl wurde hier mit $Fr = |\vec{v}_g|/NH$ definiert, wobei \vec{v}_g der geostrophische Wind ist, N die Brunt-Väisälä-Frequenz und H die maximale Hindernishöhe. Wie im Diagramm zu sehen ist, besteht eine deutliche Abhängigkeit zwischen der Froude-Zahl und den Geschwindigkeitsmaxima. Diese könnte sogar für den Bereich von $Fr=0.5$ bis $Fr=1.5$ als linear angesehen werden. Auch die Werte für die unterschiedlichen Berghöhen spiegeln die Invarianz gegenüber der Froude-Zahl sehr gut wieder.

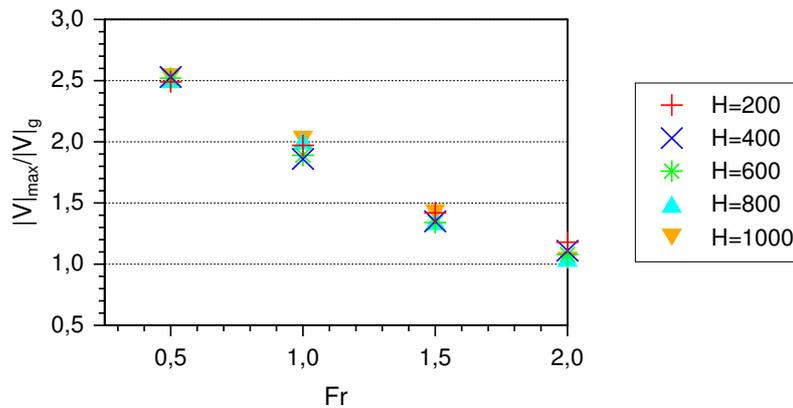


Abbildung 5.14: Maximale normierte Windgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Froude-Zahl für unterschiedliche Berghöhen.

Die Vorgabe einer thermischen Schichtung mit einer über die Höhe gleich bleibenden potentiellen Temperaturänderung wird aufgrund der Durchmischungsvorgänge im Laufe der Simulationen nicht aufrecht erhalten. Wie in Abb. 5.15 zu erkennen ergibt sich ein wellenartiger Verlauf der Schichtung. Bereiche von stabiler Schichtung wechseln sich mit Bereichen weniger stabiler Schichtung ab. Die Abstände der einzelnen Schichten zueinander (Abstand der Wellenberge bzw. -täler) entsprechen annähernd einer vertikalen Wellenlänge $\lambda_z = \frac{2\pi}{N}|\vec{v}_g|$. Je nach Berghöhe ergibt sich diese bei einer Froude-Zahl von 1.5 und Berghöhen von $H = 200\text{ m}$ bis $H = 800\text{ m}$ zu $\lambda = 1700\text{ m}$, 3410 m , 4550 m und 6800 m (siehe Abb. 5.15). Zunehmende Abweichungen ergeben sich bei größeren vertikalen Wellenlängen, welche die Hälfte der Troposphärenhöhe übersteigen (ab $H = 800\text{ m}$). Für diese resultiert eine Stauchung der Schichtdicken, allerdings ohne Auswirkungen auf die relative Windgeschwindigkeit zu haben, wie Abb. 5.14 zeigt. Geringere Abweichungen sind außerdem in der Grenzschicht zu beobachten.

Es erfüllt sich damit das Kriterium von Klemp und Lilly (1975), nach dem eine maximale Bodenwindgeschwindigkeit bei einem Schichtabstand erreicht wird, der einem vielfachen von $\lambda/4$ entspricht. Versuche, die Schichtabstände mit $\lambda/4$ bei der

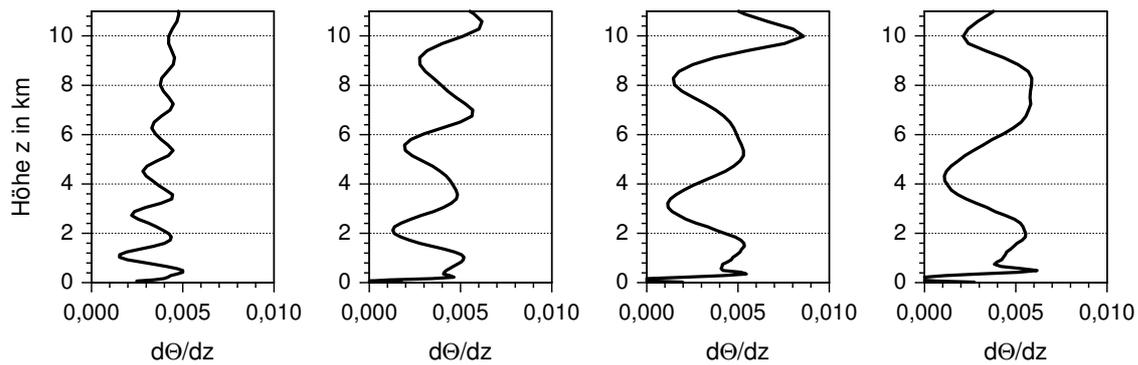


Abbildung 5.15: Schichtung ($d\Theta/dz$) über dem Bergrücken bei gleicher Fr-Zahl von 1.5 und unterschiedlichen Berghöhen $H = 200\text{ m}$, 400 m , 600 m und 800 m (von links nach rechts).

Simulation vorzugeben, um so eine eventuelle Steigerung der maximal auftretenden Windgeschwindigkeiten zu erhalten, ergaben nur wenig Änderung. Es zeigte sich im Θ -Profil, dass die Schichtdicken sich immer an den vollen Wellenlängen orientieren. Damit erzeugt eine manuelle Änderung eine Störung des sich automatisch einstellenden Gleichgewichts.

Obwohl die Wellenlängen jeweils unter und über denen der Halbwertslänge L des Hügels liegen, kommt es zu keiner dadurch bedingten schichtungsbedingten Strömungsablösung wie in Baines (1995) beschrieben. Dies wäre bei stabileren Schichtungen sicherlich anders, da dann zu unterscheiden wäre zwischen Wellenlängen λ unter und über der Halbwertslänge L des Hindernisses.

Die simulierten Bergrücken weisen alle ein H/L -Verhältnis vom 0.16 auf und maximale Steigungen von 6.5° . Damit befindet man sich an der Grenze dessen, was nach den Ausführungen in Anhang A.2 behandelt werden kann. Strömungsablösung ist in diesem Falle aufgrund der Hangneigung nicht zu erwarten. Nun sollen auch Fälle mit anderen Steigungen simuliert werden. Dazu wird das H/L -Verhältnis des Bergrückens auf 0.08 und auf 0.32 jeweils halbiert bzw. verdoppelt, die maximalen Steigungen ergeben sich entsprechend zu ca. 3.26° bzw. zu 12.5° . Falls man ein nahezu lineares Verhalten der Abhängigkeit von maximaler normierter Windgeschwindigkeit $|\vec{v}_{max}|/|\vec{v}_g|$ und Froude-Zahl im Bereich $0.5 \leq Fr \leq 1.5$ unterstellt, so können die simulierten Werte mittels einer linearen Regression erhaltenen Geraden angenähert werden. Abb. 5.16 zeigt diese Geraden für die Berge mit dem Ausgangswert sowie die Variationen von H/L . Dass die Linie für $H/L = 0.32$ unter der des ursprünglichen Wertes liegt, mag zunächst erstaunen, da bei größeren Steigungen auch von größeren Geschwindigkeiten ausgegangen werden könnte. Da hier die Prozesse jedoch hauptsächlich durch die Temperaturschichtung verursacht werden, können die niedrigeren Werte durch eine bei größeren Steigungen verstärkte

Durchmischung der Luft und damit durch ein Zurücktreten des schichtungsbedingten Effekts erklärt werden. Auffallend ist weiterhin der im Verhältnis zu den anderen Linien schräge Verlauf der Linie für $H/L = 0.08$. Dies deutet auf eine Konvergenz der Werte hin.

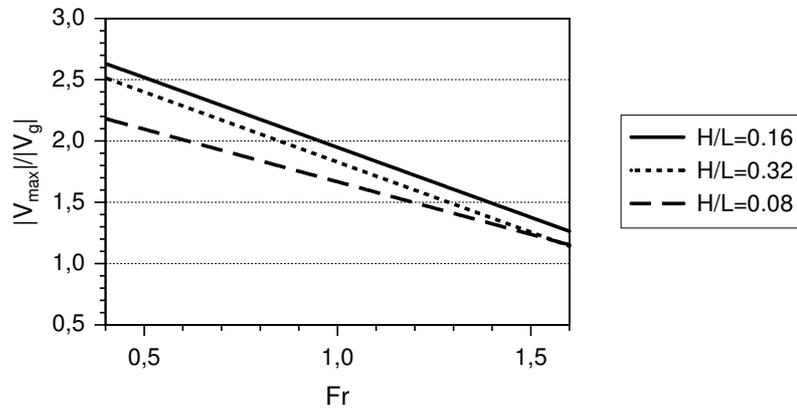


Abbildung 5.16: Maximale normierte Windgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Froude-Zahl für unterschiedliche Berggeometrien. Durch lineare Regression wurden Geraden für die in Abb. 5.14 dargestellten Ergebnisse ($H/L = 0.16$) sowie für Berge mit $H/L = 0.08$ und $H/L = 0.32$ gefunden.

Eine Windlastbemessung nach oben angegebenem Diagramm würde einige Fragen aufwerfen. Zum einen handelt es sich bei dem behandelten Fall um eine starke Idealisierung der Topographie als auch der meteorologischen Einflussgrößen. Daher ist es fraglich, ob das Konzept der Froude-Zahl auch bei realen Bedingungen anwendbar ist. Zum anderen erhöht sich die angenommene Froude-Zahl mit zunehmender Windgeschwindigkeit. Das heißt, dass die resultierende Maximalgeschwindigkeit aufgrund der in Abb. 5.14 gezeigten Beziehung begrenzt bleibt. Oder aber das Hindernis hat eine entsprechend große Höhe, wo im Allgemeinen aber nur wenig möglicher Schaden aufgrund der abnehmenden Bebauungsdichte bzw. der landwirtschaftlichen Nutzung verursacht werden kann.

5.3 Strömungsentwicklung im Lee steiler Topographie

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt die durch Schichtungseffekte verursachten nichtlinearen Prozesse behandelt wurden, beschäftigt sich dieser Abschnitt mit den Auswirkungen von steiler Topographie auf die Strömung. Bei geringen Steigungen zeigen die relativen Geschwindigkeitserhöhungen (Δv nach Gl. (4.7)) nach der linearen Theorie von Jackson und Hunt (1975) und numerischer Simulation noch eine gute Übereinstimmung. Je größer die Hangneigung ist, desto mehr weichen die Ergebnisse voneinander ab, wobei sich bei den numerischen Berechnungen ein Konvergenzwert abzeichnet (vgl. Abb. 5.17). Das in dieser Abbildung gezeigte Verhalten deckt sich mit dem von Ayotte und Hughes (2004) durch entsprechende Untersuchungen im Windkanal gefundene. Neben einer Konsolidierung der maximalen Geschwindigkeitserhöhung ist bei weiterer Steigerung der Hangneigung eine Ablösung der Strömung vom Untergrund zu beobachten. Dabei kommt es je nach Ausprägung zu einer mehr oder weniger starken Wirbelbildung, welche beispielsweise durch die Darstellung von Stromlinien auf anschauliche Weise zu erkennen ist. Verwirbelungen der Strömung kommen auf nahezu allen Skalen vor, von kleinen Ablösungen an Gebäudekanten bis hin zu großräumigen Verwirbelungen im Lee von großen Inseln (Smolarkiewicz und Rotunno, 1989). Die Entstehung solcher Verwirbelungen kann thermisch oder mechanisch bedingt sein. Die erzeugten Ablösewirbel können eine Drehachse in allen drei Raumrichtungen haben und sind somit in ihrer Gesamtheit extrem inhomogen. Bei mechanisch erzeugten Ablösungen sind die Ausrichtung sowie die Schärfe der Ablösekannte wesentliche Parameter für die Entstehung und die Eigenschaften des Ablösewirbels. Viele Verwirbelungen auf der Mikroskala werden im städtischen Bereich durch die meist scharfkantigen Bauwerke erzeugt. Diese können großflächig noch nicht direkt berechnet werden und sind bezüglich ihrer Auswirkungen auf den vertikalen Impulsaustausch in der Turbulenzparametrisierung indirekt durch die Rauigkeit berücksichtigt.

Im Folgenden soll die Ablösung der Strömung vom Untergrund im Lee steiler Hindernisse in der Mesoskala näher betrachtet werden. Es kann dabei nicht mehr, wie im linearen Überströmungsansatz nach Jackson und Hunt (1975), von einer direkt mit dem Untergrund korrelierten Strömungsbeeinflussung ausgegangen werden, da die Beeinflussung der Windgeschwindigkeiten durch eine Strömungsablösung überproportional stark ist und Effekte mit größerer Ausdehnung als das Hindernis selbst verursacht.

Eine Erklärung zur Entstehung von Strömungsablösung kann anhand des Druckverlaufes erfolgen: Durch die Überströmung eines Hindernisses entsteht nach der

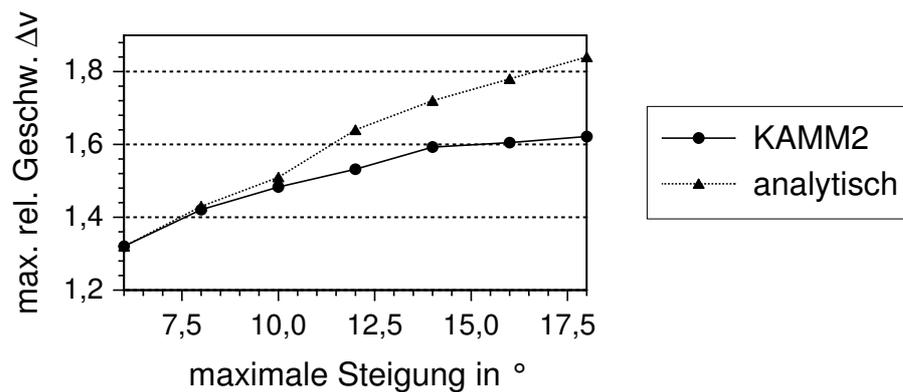


Abbildung 5.17: Vergleich der relativen Geschwindigkeitserhöhungen von numerischen Berechnungen mit KAMM2 und der analytischen Annahme nach Jackson und Hunt (1975) bei zunehmender Steigung.

linearen Theorie eine zur topographischen Form gegenläufige Druckstörung. Bei numerischer Berechnung mit KAMM2 und bei Hindernissen mit größerer Steigung zeigt sich ein zunehmend asymmetrischer Druckverlauf mit einer positiven Druckstörung im Luv und einer negativen Druckstörung im Lee der Erhebung wie in Abb. 5.18(a) (siehe dazu auch: Dorwarth, 1986). Diese negative Druckstörung bedingt eine Verzögerung der Strömung. Aufgrund des Grenzschichtinflusses ist die Trägheit der Strömung in Bodennähe nur gering, weshalb es bei genügend großen negativen Druckstörungen zu einer Umkehr der Strömung und damit zur Bildung einer Rezirkulation kommen kann. Ein weitergehender Erklärungsansatz stammt von Lighthill (1986). Danach entsteht im Lee einer Erhebung aufgrund der oben erwähnten, zur topographischen Form gegenläufigen Druckstörung ein positiver Druckgradient, der mit zunehmender Steigung anwächst. Dies wird durch die Simulationsergebnisse bestätigt (Abb. 5.18(b)). Wie aus der Vorticitygleichung hervorgeht, erzeugt ein positiver, horizontaler Druckgradient negative Vorticity. Diese ist der positiven Grenzschichtvorticity entgegengerichtet, wodurch Konvergenz entsteht. In der Lagrangschen Sichtweise werden nach Dommelen und Cowley (1990) durch diese Konvergenz die Fluidteilchen tangential zur Oberfläche komprimiert und dadurch nach oben abgelenkt, die Strömung löst sich vom Untergrund ab.

Ein allgemeiner Überblick zum Thema Strömungsablösung in der Mesoskala mit einer Beschreibung der wesentlichen Strömungsphänomene für neutrale und stabile Schichtung findet sich z.B. in Scorer (1978). Ein auf der zweidimensionalen, analytischen Lösung zur turbulenten Bergüberströmung von Jackson und Hunt (1975) basierender Ansatz des Themas findet sich bei Tampieri (1987). Dieser gibt eine Abschätzung zur Strömungsablösung bei Annahme einer periodischen unteren Randbedingung an. Dabei wird davon ausgegangen, dass Strömungsablösung einsetzt, sobald es zu einer (theoretisch möglichen) negativen Bodenschubspannung τ_{xz}

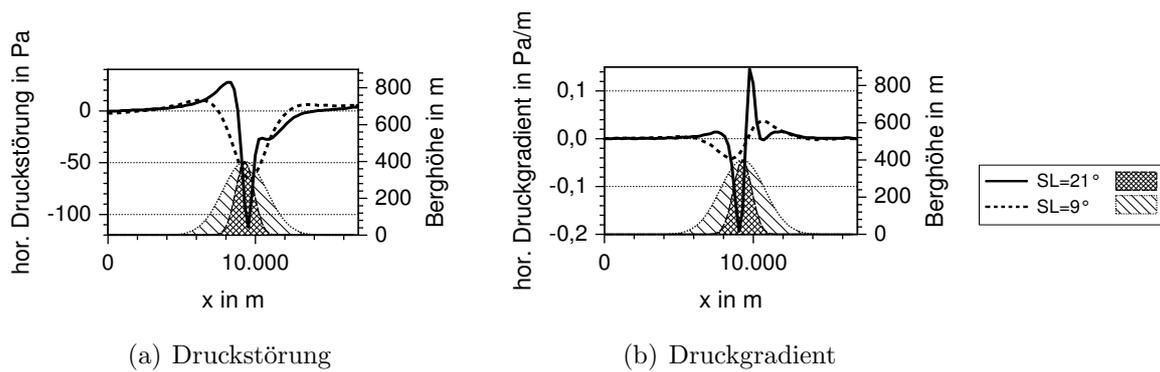


Abbildung 5.18: Verlauf der Druckstörung und des Druckgradienten in Bodennähe bei Überströmung von Bergen mit unterschiedlicher Steigung.

kommt, wodurch ein kritisches Verhältnis H_{crit}/L für eine Strömungsablösung resultiert. Auf der selben Basis wird in Wood (1995) eine Gleichung für eine kritische Steigung angegeben:

$$\theta_{crit} \simeq \left[\frac{(\log(l_i/z_0))^2}{(\log(h_m/z_0))^2(1 + 4.2/\log(l_i/z_0))} \right] \quad (5.2)$$

wobei z_0 die Rauigkeitslänge ist und die Werte l_i und h_m aus dem linearen Überströmungsansatz nach Jackson und Hunt (1975) hervorgehen. Sie stehen für die Dicke der inneren Schicht (l_i , vgl. Gl. (A.14) im Anhang A.2) sowie die Höhe, ab welcher die durch eine Bergüberströmung auftretenden Störungen allein durch die Annahme einer reibungs- und rotationsfreien Strömung beschrieben werden können (h_m). Einen analogen Ansatz, mit leicht unterschiedlichen Ausgangsgleichungen, verwendet Hoff (1987), welcher als Kriterium ein Verschwinden der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* anwendet und ebenso eine kritische Steigung für Strömungsablösung erhält. Letztgenannter erhält vergleichsweise hohe Werte für die kritische Steigung für Strömungsablösung, während die Werte von Tampieri (1987) sehr niedrig ausfallen. Die Ergebnisse von Wood (1995) liegen zwischen diesen Extremen und stimmen gut mit bisherigen numerischen Einzeluntersuchungen überein (vergleiche Abb. 5.20). Kim et al. (1998) belegen die Gültigkeit von numerischen Berechnungen in der Mesoskala mit Messdaten. Auch Mason und King (1984) und Hewer (1998) vergleichen numerische Ergebnisse mit Feldmessungen bei Strömungsablösung. Obwohl bei einzelnen Größen deutliche Unterschiede zu verzeichnen waren, wurde eine auftretende Strömungsablösung von den Modellen grundsätzlich wiedergegeben.

Experimentelle Untersuchungen zur Problematik der Strömungsablösung im Windkanal finden sich z.B. in Ayotte und Hughes (2004). Hier werden Messwerte der sich entwickelnden Geschwindigkeiten bei zunehmender Steigung den Lösungen der linearen Theorie gegenübergestellt. Unter anderem wird hier ein gleichwertiges Verhalten

wie in Abb. 5.17 festgestellt. Studien zum Einfluss der Oberfläche bzw. der Bodenrauigkeit finden sich in Ruck und Adams (1991) und Kobayashi et al. (1994). Besonders interessant ist dabei die Nachbildung von Bewaldung auf den überströmten Modellbergen, wobei u.a. die Einflüsse der Bewaldungsdichte und somit der Rauigkeit und der Steigung auf eine Strömungsablösung gezeigt wird. Der Einfluss der atmosphärischen Schichtung kann bei stark stabiler Anströmung und geringeren Froude-Zahlen beträchtlich sein. Versuche im Schichtenwindkanal finden sich bei Baines (1995). Zu den dazugehörigen Phänomenen der Luvstauung (Blocking) und der welleninduzierten Ablösung (Post wave separation) werden dort auch Lösungen auf Basis der linearisierten Wellengleichungen für stabil geschichtete Bergüberströmung (vgl. Gl. (4.1)) angegeben.

Darüber hinaus existiert eine Reihe von numerischen Simulationen zu diesem Themenbereich. Die Wahl der Turbulenzparametrisierung wird von Hewer (1998) aufgegriffen, dessen Ergebnisse zeigen, dass ein Schließungsverfahren höherer Ordnung gegenüber dem Mischungswegansatz bessere Resultate liefert. Auch in Rodi (1984) wird der Mischungswegansatz zur Behandlung von rezirkulierenden Strömungen kritisch beurteilt. Außerdem wird diese Fragestellung in Kim und Patel (2000) eingehend behandelt, wobei verschiedene Varianten des $k - \epsilon$ -Modells verwendet werden. Wood (1995) zeigt Berechnungen von dreidimensionalen Hügeln mit unterschiedlichen Steigungen. Hier finden sich auch Hinweise auf eine Strömungsablösung ab etwa 17° . Allerdings werden für diesen kritischen Bereich keine Detailbetrachtungen gezeigt. In Niemeier und Schlünzen (1993) sind Simulationen mit dem Modell METRAS über einem idealisierten Bergrücken beschrieben. Auch hier ist die Abstufung der Steigung von den Testtopographien recht grob, die kritische Steigung für eine Ablösung im Lee wird mit 30° angegeben. Raderschall et al. (2004) simulieren mit hoher Gitterauflösung mit der SUBMESO-Version des Modells ARPS und schätzen anhand von idealisierten Fallstudien eine kritische Steigung von etwa 20° .

Die Diskrepanzen der eben beschriebenen Ergebnisse sind zum einen sicherlich auf die unterschiedlichen Modelle und Modellkonfigurationen, die jeweils zur Anwendung kamen, zurückzuführen sowie auch auf die unterschiedlichen meteorologischen Rahmenbedingungen. Zum anderen ist aber auch das Kriterium von Bedeutung, ab dem eine Strömung als abgelöst angesehen wird. Die Klassifizierung von abgelöster und nicht abgelöster Strömung hängt also stark von der Wahl des diesen Vorgang beschreibenden Parameters ab und ist nicht immer klar abzugrenzen. Zur Erkennung einer Strömungsablösung wird meist der von Prandtl (1904) vorgeschlagene Ansatz, verwendet, der für diesen Fall von einer verschwindenden Bodenschubspannung $\tau_{xz} = 0$ ausgeht. Analog wird in den linearen Ansätzen verfahren (z.B. in Hoff, 1987), wo stattdessen die mit der Schubspannung direkt korrelierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_* verwendet wird. Daneben existieren weitere Ansätze

wie z.B. in Haller (2004), der ein Ablösekriterium für instationäre, zweidimensionale Strömungen vorstellt oder Wood (1995), der Strömungsablösung qualitativ anhand von Schubspannungstrajektorien erkennt. Eine Verwendung von $u_* = 0$ als Kriterium für Strömungsablösung erscheint für die hier vorgestellten Untersuchungen zweckmäßig, jedoch wird, anders als bei der analytischen Behandlung, diese Größe in einem numerischen Modell nicht Null oder negativ. Deshalb sind die später untersuchten, ausgeprägten Strömungsablösungen mit einer großen Rezirkulationszone am u_* -Verlauf nicht zu erkennen und eine quantifizierende Aussage ist nicht möglich. Da die Geschwindigkeit durch das logarithmische Wandgesetz in der Prandtl-Schicht proportional zu u_* ist, wird als Indikator für Strömungsablösung deshalb ein Verschwinden der zur Strömungsrichtung parallelen x -Komponente der Geschwindigkeit u in der untersten Rechenebene definiert. Bei einer bodennahen Strömung, die entgegen dem Hauptstrom verläuft, wird sich eine Rezirkulationszone ausbilden.

5.3.1 Modellkonfiguration

Ausgangspunkt der Simulationen ist ein zweidimensionaler „Gaussberg“ der Form

$$h = H e^{-(x/L)^2} \quad (5.3)$$

mit L als Halbwertslänge und H als maximale Berghöhe. Aufgrund der schon oben erwähnten Beiträge von Rodi (1984), Hewer (1998) und Kim und Patel (2000) erfolgt die Turbulenzparametrisierung durch das in Abschnitt 3.1.4 beschriebene $k-\epsilon$ -Modell. Zur Begrenzung der Rechenzeit werden die Simulationen wenn möglich quasi-zweidimensional ausgeführt, also in y -Richtung nur eine sehr geringe Gitterpunktzahl von 10 Gitterpunkten gewählt. Die horizontale Auflösung sollte nicht zu grob sein, um auch kleinere Strukturen noch aufzulösen. Versuche ergaben gute Ergebnisse bei einer Gitterweite in Richtung der Hauptströmung von $\Delta x = 240 \text{ m}$. Die Richtung senkrecht dazu wurde mit 500 m doppelt so groß gewählt. Aus Gründen der Vergleichbarkeit der Ergebnisse bleibt diese Gitterkonfiguration bei allen folgenden Versuchen bestehen. Die Strömungsrichtung in den Darstellungen ist von links nach rechts.

Die Modellparameter in der Übersicht:

- horizontale Gitterweite: $\Delta x = 240 \text{ m}$, $\Delta y = 500 \text{ m}$ mit 72 Gitterpunkten in x -Richtung und 10 Gitterpunkten in y -Richtung (quasi-2D)
- vertikale Gitterweite: $\Delta z = 20 \text{ m}$ in der untersten Rechenebene
- Höhe des Modellgebiets: $h_M = 16 \text{ km}$ mit insgesamt 80 Gitterpunkten und einer durchschnittlichen Gitterweite von 200 m

- geostrophischer Wind: 16 m/s mit Bodenanströmung senkrecht zum Hindernis (in x -Richtung)
- $z_0 = 0.02 \text{ m}$
- Gradient der potentiellen Temperatur: $\frac{d\theta}{dz} = 0.0001 \text{ K/m}$ (quasi-neutral)
- Simulierte Zeit: 9 Stunden (Auswertungszeitpunkt)

5.3.2 Entwicklung von Strömungsablösung

Die folgenden Simulationen sollen der Überprüfung und gegebenenfalls der quantitativen Anpassung des aus der analytischen Herleitung resultierenden Verhaltens dienen. In Anlehnung an Gl. 5.2 werden die Parameter maximale Berghöhe H , Halbwertslänge L und Rauigkeitslänge z_0 solange variiert, bis eine Strömungsablösung gerade eintritt. Dies ist nach den obigen Ausführungen der Fall, wenn die Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung Null wird. Da bei den Simulationen nie ein vollständig stationärer Zustand zu erreichen ist, ist dieses Kriterium allerdings in gewissen Toleranzgrenzen zu sehen. Nachdem auf diese Weise Ablöseereignisse für sehr große bzw. sehr kleine H/L - bzw. L/z_0 -Werte gefunden wurden, kann unter Annahme eines ähnlichen Verhaltens wie in Abb. 5.20 dargestellt eben diese Annahme geprüft werden. Durch dieses Vorgehen wird erwartet, die Anzahl der notwendigen Simulationen möglichst gering zu halten. Die Simulationen werden in drei Klassen bewertet: „Strömungsablösung“, „keine Ablösung“ und „Ablösung zu stark“. Letzteres Kriterium wird durch ein Unterschreiten der u -Komponente der Geschwindigkeit von -0.5 m/s und bei einer Ausdehnung der negativen Geschwindigkeitswerte von mehr als einem Gitterpunkt festgelegt.

In Tab. 5.2 sind die jeweils verwendeten Parameter der einzelnen Simulationen aufgetragen. Analog zu Abb. 5.20 nach Wood (1995) werden die Ergebnisse in Abb. 5.19 auf der Abszisse im logarithmischen Maßstab aufgetragen. Auf der Ordinate sind die maximalen Hangneigungen θ_{max} , welche an den Wendepunkten der Bergform auftreten, abzulesen. Beim Vergleich dieser beiden Abbildungen 5.19 und 5.20 kann eine gute Übereinstimmung im Verhalten erkannt werden. Es fällt allerdings auf, dass die simulierten Werte deutlich unter denen liegen, die sich nach Gl. (5.2) ergeben.

Dabei muss an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen werden, dass die in Abb. 5.19 aufgetragenen Werte mit zweidimensionalen Simulationen erhalten wurden, die von einer unendlichen Ausdehnung des Berges senkrecht zur Strömungsrichtung ausgehen. Wie auch später noch einmal zu sehen ist, beeinflusst aber auch die laterale Ausdehnung senkrecht zur Strömungsrichtung das Verhalten bezüglich der Strömungsablösung sehr stark. Deshalb wurde das Verhalten in ana-

H in m	L in m	z_0 in m	H/L	L/z_0	θ_{max}
400	920	0.0010	0.43	920000	0.31
400	920	0.0200	0.43	46000	0.31
391	923	0.0010	0.42	923000	0.30
368	920	0.0010	0.40	920000	0.28
407	1052	0.0053	0.39	198491	0.27
400	1056	0.0200	0.38	52800	0.27
426	1218	0.0200	0.35	60900	0.25
400	1218	0.0200	0.33	60900	0.23
400	1218	0.0300	0.33	40600	0.23
400	1218	0.0500	0.33	24360	0.23
400	1465	0.1000	0.27	14650	0.19
400	1465	0.1630	0.27	8988	0.19
400	1766	1.0000	0.23	1766	0.16
274	1218	1.0000	0.22	1218	0.15
300	1434	1.1800	0.21	1215	0.15

Tabelle 5.2: Werte der bei den Versuchen verwendeten Parameter. Nach H/L absteigend geordnet.

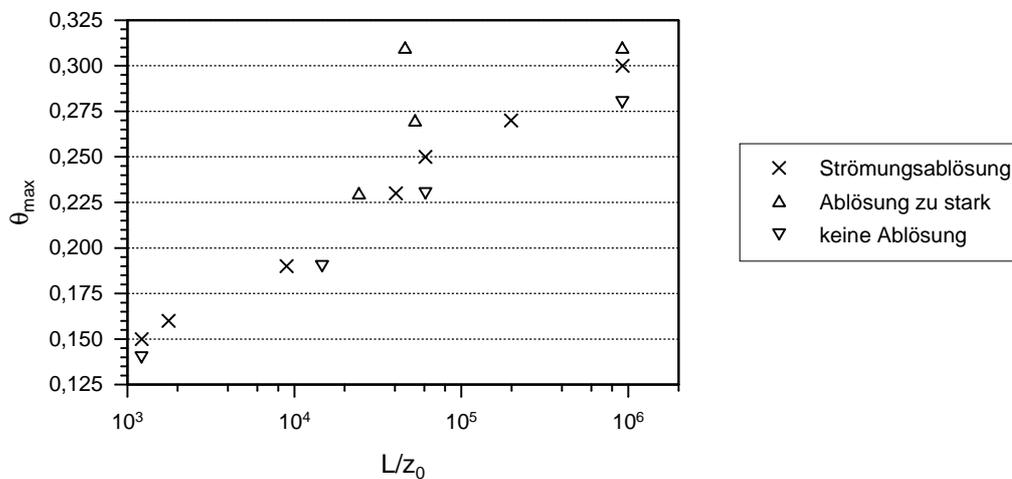


Abbildung 5.19: Darstellung der Abhängigkeit des Auftretens von Strömungsablösung von den Größen L/z_0 und der maximalen Hangneigung θ_{max} . Bei Strömungsablösung (Kreuze) entspricht θ_{max} der kritischen Steigung θ_{crit} aus Gl. (5.2)

loger Weise auch für einige dreidimensionale Fälle simuliert, wobei als Geländeform jetzt dreidimensionale, rotationssymmetrische Gauss Hügel mit derselben Form wie schon bei den zweidimensionalen Versuchen zur Anwendung kamen. Die verwendeten Parameter sind in Tab. 5.3 zusammengefasst.

Zusätzlich zu der schon bei den zweidimensionalen Versuchen festgestellten quali-

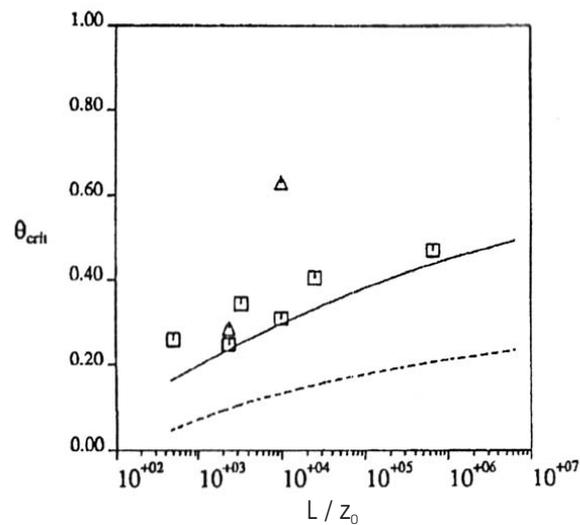


Abbildung 5.20: aus Wood (1995): Kritische Steigung nach Tampieri (gestrichelte Linie), nach Gl. 5.2 (durchgezogene Linie) sowie zwei- (Quadrate) und dreidimensionale (Dreiecke) Einzeluntersuchungen (Simulationen und Windkanal).

tativen Übereinstimmung zeigen die resultierenden Werte in Abb. 5.21 jetzt auch eine deutliche quantitative Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Wood. Im Bereich größerer Steigungen bzw. größerer L/z_0 -Werte wird die Übereinstimmung zunehmend schlechter, da sich bei den Versuchen mit KAMM2 eine stärkere Abflachung der Kurve ergibt. Diese ist stärker ausgeprägt als bei den zweidimensionalen Versuchen und könnte auf einen Konvergenzwert hinweisen. Allerdings ist dieser Bereich aufgrund der notwendigerweise äußerst kleinen z_0 -Werte, die sich für realistische Berghalbwertslängen L ergeben würden, von geringer praktischer Bedeutung. Anhand von Abbildung 5.21 kann die kritische Steigung für Strömungsablösung direkt abgelesen werden. Betrachtet man beispielsweise einen Hügel mit einer Halb-

H in m	L in m	z_0 in m	H/L	L/z_0	θ_{max}
400	657	0.0027	0.61	239781	0.42
400	657	0.0008	0.61	821250	0.42
400	737	0.0008	0.54	921250	0.38
400	737	0.0200	0.54	36850	0.38
400	809	0.0200	0.49	40450	0.34
400	920	0.0200	0.43	46000	0.31
400	1218	0.6090	0.33	2000	0.23
400	1218	0.2440	0.33	4992	0.23

Tabelle 5.3: Werte der bei den dreidimensionalen Versuchen verwendeten Parameter. Nach H/L absteigend geordnet.

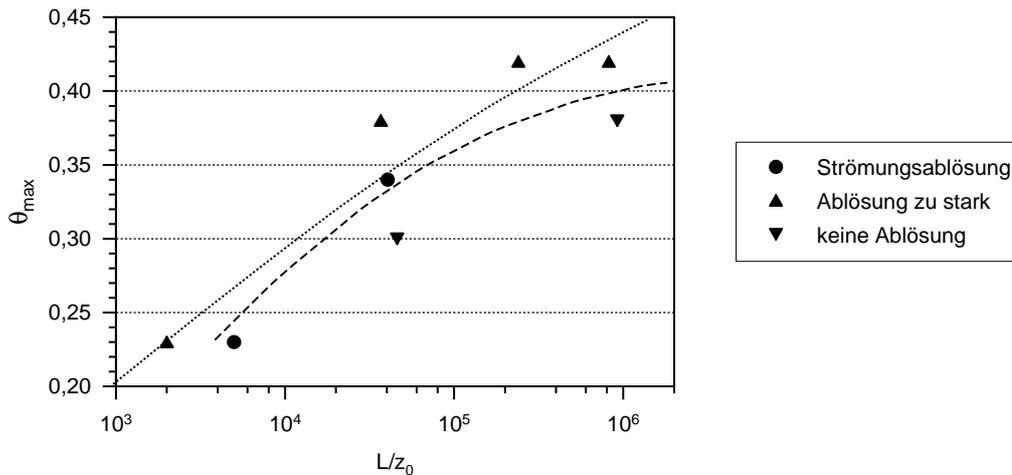


Abbildung 5.21: Ergebnisse der dreidimensionalen Simulationen mit geschätztem Verlauf der KAMM2-Simulationen (gestrichelte Linie) sowie nach Gl. (5.2) (gepunktete Linie).

wertlänge von $L = 3000 \text{ m}$, so ergibt sich für einen Grasbewuchs ($z_0 = 0.02 \text{ m}$) eine kritische Hangneigung θ_{crit} von etwa 20° . Für den selben Hügel ergäbe sich bei Waldbewuchs ($z_0 = 1.0 \text{ m}$) ein θ_{crit} von nur 13° .

5.3.3 Einflussgrößen auf die Intensität von Strömungsablösung

Bei weiterer Steigerung der Hangneigung über das kritische Verhältnis hinaus wird sich im Lee des Berges eine an Intensität und Ausdehnung zunehmende Rezirkulationszone ausbilden. Das im vorigen Abschnitt in Abb. 5.19 herausgearbeitete Verhalten ist jedoch nur für den Zustand bis zur Strömungsablösung gültig, so dass daraus für eine ausgebildete Strömungsablösung keine Prognose bezüglich einer Intensitätssteigerung der Strömungsablösung abgeleitet werden kann. Um die Entwicklung der Intensität im Lee von Bergrücken abschätzen zu können, sollen in diesem Abschnitt deshalb einige Parameter auf ihren Einfluss hin untersucht werden. Als maßgebliche Einflussgrößen auf die Intensität sollen auch solche Parameter untersucht werden, die in Gl. 5.2 keine Berücksichtigung finden, bei deren Variation aber Auswirkungen vermutet werden. Durch die Auswertung der Versuche wird ein Einblick in das Verhalten der turbulenten Größen und der Böigkeit im Hinblick auf diese Einflussgrößen erwartet, um eine Abschätzung für das dadurch verursachte Schadenspotential zu erhalten. Um die Anzahl der Simulationen begrenzt zu halten, werden jetzt von einem Referenzfall ausgehend die Einflussgrößen einzeln variiert und die Ergebnisse ausgewertet. Auf die bisherigen Erkenntnisse zurückgreifend wird als Referenzfall eine abgelöste Strömung im Lee des Bergrückens mit $H = 400 \text{ m}$, $z_0 = 0.02 \text{ m}$, $L = 920 \text{ m}$ und einer maximalen Hangneigung von 17° des zweidimen-

sionalen Versuches gewählt.

Als Indikatorgröße zur Bestimmung der Intensität der Rezirkulation hat sich die Summe aller bodennahen Geschwindigkeiten unter einem gewissen Schwellenwert als sinnvoll erwiesen. Als Schwellenwert bietet sich, wie schon oben verwendet, der Wert Null der x -Komponente (parallel zur Strömungsrichtung) der Geschwindigkeit in der untersten Rechenschicht an. Diese Größe ist somit ein Maß für die bodennahe Gegenströmung und wird im Folgenden mit „ $\sum(u < 0)$ “ bezeichnet. Die räumliche Ausdehnung der Region, die unter dem Schwellenwert liegt, wird begrenzt sein, so dass bei gleich bleibendem Gitterabstand keine Normierung zum Vergleich unterschiedlicher Simulationen notwendig ist.

Variation der maximalen Hangneigung

Die maximale Hangneigung wird, ausgehend von 9° , sukzessive um jeweils 2° auf 35° gesteigert. Durch die relativ kleinen Steigerungsschritte von 2° soll eine genauere Erkennung und Untersuchung der Entstehung und der Auswirkungen von Strömungsablösung ermöglicht und kritische Bereiche erkannt werden. Eine erste Auswertung erfolgt auf anschauliche Art anhand der Stromlinien. Dabei können zunächst qualitativ drei Zustände im betrachteten Steigungsbereich unterschieden werden:

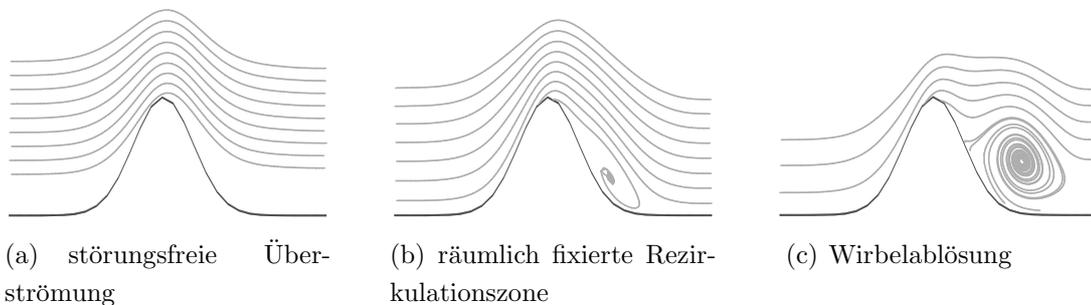


Abbildung 5.22: Schematische Illustration von Strömungszuständen bei Bergüberströmung.

- störungsfreie Überströmung bis 13°
- Ausbildung einer räumlich fixierten Rezirkulationszone $15^\circ - 23^\circ$
- instationäre Wirbelablösung und Mittransport in der Strömung ab 25°

Diese Entwicklung wird auch durch die turbulente kinetische Energie (E_t) widergespiegelt. Wie Abb. 5.24 zeigt, befindet sich der maximale Wert der turbulenten kinetischen Energie E_t bei etwa $x = 12000 \text{ m}$ im Lee des Hindernisses in einer Höhe

von etwa $H = 80\text{ m} - 180\text{ m}$ (vgl. Profile in Abb. 5.23), je nach maximaler Hangneigung. Dabei ist bei den abgebildeten Profilen ein starker Anstieg insbesondere im Bereich von $15^\circ - 19^\circ$ zu erkennen. Ab 19° konsolidiert sich dieser Vorgang, E_t bleibt weitgehend konstant, und es kann eine voll ausgebildete Strömungsablösung angenommen werden. Bei größeren Steigungen ist der maximal erreichte Wert von E_t sogar etwas rückläufig. Der Verlauf der E_t -Werte in einer Höhe von 160 m über Grund zeigt ebenso einen sprunghaften Anstieg bis zum Maximum bei 19° und eine Konsolidierung ab diesem Wert (Abb. 5.24). Die Turbulenzintensität bewirkt einen Impulstransport von höheren Schichten nach unten, was zu einer verstärkten Böigkeit führt.

Da diesen Simulationen eine quasi-neutrale Schichtung zugrunde liegt, kann durch das Böenmodell nach Brasseur (2001) mit Gl. (3.70) (siehe Abschnitt 3.3.3) aber keine Aussage über das Ausmaß einer solchen Böigkeit gemacht werden. Es erscheint jedoch plausibel, dass der linke Teil von Gl. (3.70), also die aufintegrierte turbulente kinetische Energie, eine verstärkte Böigkeit provoziert. Abb. 5.25 zeigt den Verlauf dieser Größe für unterschiedliche Hangneigungen. Dabei ist zu sehen, dass sich abgelöste Zustände deutlich von dem Zustand ohne Strömungsablösung (9° Hangneigung) abgrenzen. Bei den größeren Hangneigungen ergibt sich zudem ein beträchtlicher Einfluss im Lee des Berges. Auch die Zusammenfassung der Ergebnisse

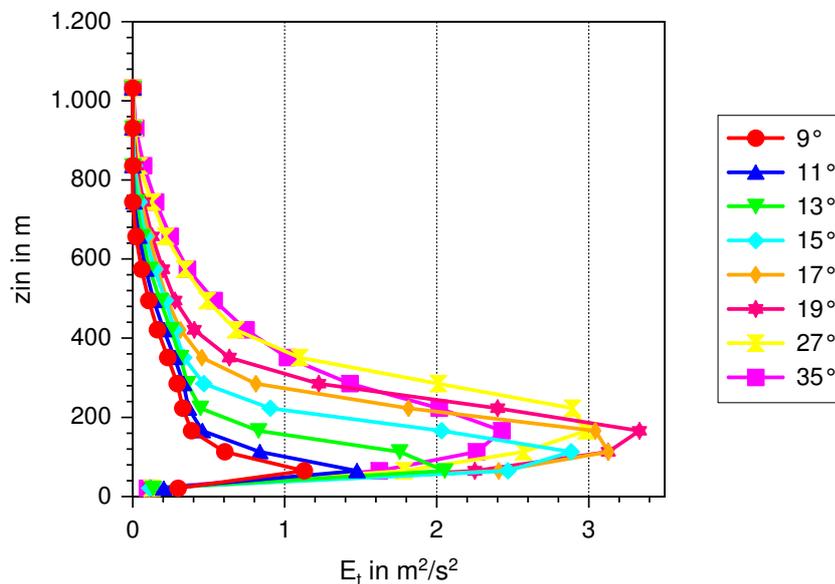


Abbildung 5.23: E_t -Profile im Leebereich bei $x = 12000\text{ m}$ (siehe Abb. 5.24) für verschiedene Steigungen.

in Abb. 5.26 durch den integralen Wert $\sum(u < 0)$ spiegelt das eben beschriebene Verhalten wieder. Bei kleineren Steigungen ist die Abnahme des Wertes gegenüber der Steigungsänderung nahezu linear. Damit kann vermutet werden, dass sich das von Gl. 5.2 bzw. in Abb. 5.19 beschriebene Verhalten auch für den Zustand mit mo-

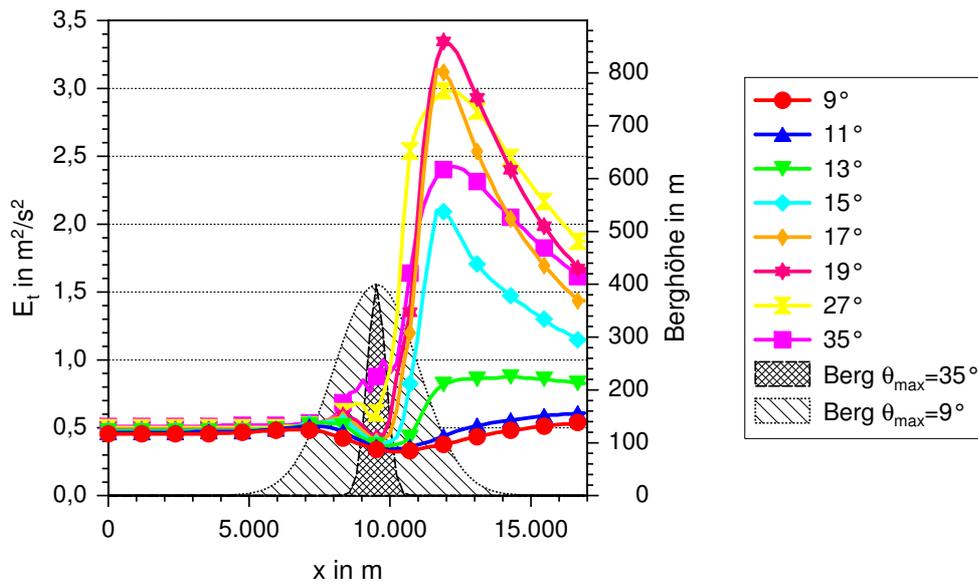


Abbildung 5.24: E_t -Verlauf in 160 m über Grund für verschiedene Steigungen.

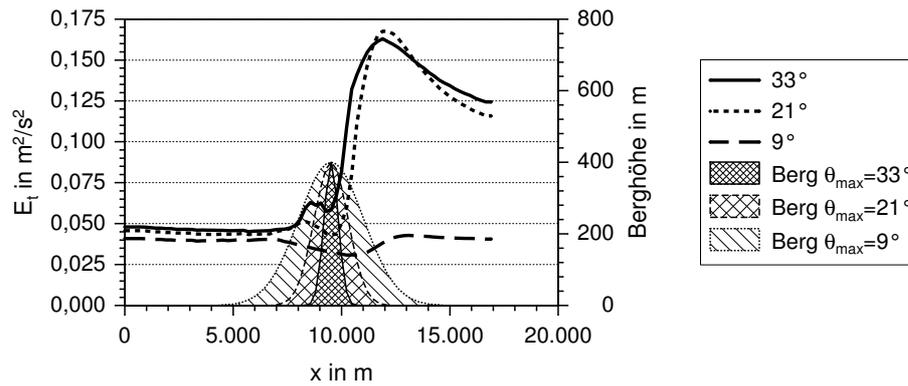


Abbildung 5.25: Mittlere turbulente kinetische Energie in der Grenzschicht $\frac{1}{z_{GS}} \int E_t dz$ für verschiedene Steigungen.

derater Strömungsablösung im Steigungsbereich $15^\circ - 19^\circ$ widerspiegelt und durch den gewählten Indikatorwert $\sum(u < 0)$ dargestellt werden kann. Diese lineare Abnahme endet bei 19° , so dass ab dieser Steigung, wie schon beim Verlauf und den Profilen von E_t zu sehen war, ein bezüglich der Ablösung konsolidierter Zustand und ein Dominieren der damit verbundenen, nichtlinearen Effekte angenommen werden kann.

Wie Abb. 5.26 zeigt, befindet sich die Referenzsimulation (durch einen Kreis gekennzeichnet) mit einer maximalen Hangneigung von 17° noch im Bereich der angenommenen linearen Entwicklung. Bei den folgenden Untersuchungen von verschiedenen Einflussgrößen ist dies insofern von Bedeutung, als dass durch die Annahme einer linearen Wertentwicklung innerhalb gewisser Grenzen auch ein quantitativer Vergleich zwischen den untersuchten Einflussfaktoren ermöglicht wird. Dies gilt gleichermaßen

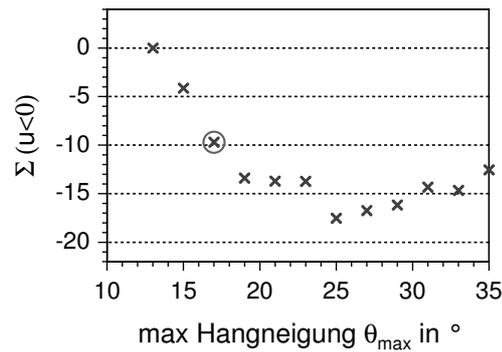


Abbildung 5.26: Berechneter $\Sigma(u < 0)$ -Wert für verschiedene Steigungen. Die auch in den folgenden Vergleichen verwendete Referenzsimulation mit $\theta_{max} = 17^\circ$ ist mit einem Kreis markiert.

für die Strömungsablösung verstärkende als auch für abschwächende Faktoren.

Variation der Bodenrauigkeit z_0

Die Variation der Bodenrauigkeit erfolgt durch die Änderung der im Modell parametrisierten Landnutzungsklassen. Ausgehend von der Referenzsimulation mit einer maximalen Hangneigung von 17° und einem z_0 von 0.02 m (Acker) werden folgende Klassen simuliert:

- Grünland mit $z_0 = 0.07\text{ m}$
- Mischkulturen mit $z_0 = 0.25\text{ m}$
- Laubwald mit $z_0 = 0.70\text{ m}$
- Nadelwald mit $z_0 = 1.00\text{ m}$

Wie anzunehmen wird mit zunehmender Bodenrauigkeit auch die Summe der negativen Bodengeschwindigkeiten und damit die Intensität der Strömungsablösung verstärkt (vgl. Abb. 5.27). Beim Vergleich mit den Ergebnissen aus der Variation der Hangneigung zeigt sich, dass diese Verstärkung im Fall der größten Rauigkeit von $z_0 = 1.0\text{ m}$ mit $L/z_0 = 2 \cdot 10^3$ einer Hangneigung von etwa 25° entspricht.

Bei einer logarithmischen Skalierung sowie dem Auftragen des reziproken Wertes von z_0 und der Normierung mit der Berghalbwertslänge L ergibt sich wie schon bei der Variation der Steigung ein qualitativ ähnlicher Verlauf wie in Abb. 5.19. Diese Ergebnisse legen die Annahme nahe, dass das von Gl. (5.2) beschriebene Verhalten in gewissen Grenzen bis in den Zustand von moderater Strömungsablösung hinein Gültigkeit besitzt, und durch den gewählten Indikatorwert abgebildet werden kann.

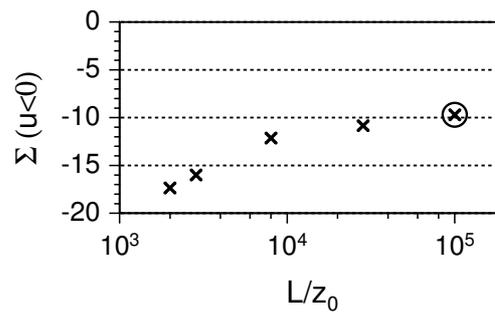


Abbildung 5.27: Berechneter $\Sigma(u < 0)$ -Wert für verschiedene Bodenrauigkeiten.

Einfluss der Luvsteigung

Bei einem konstanten Leegefälle von 17° soll der Einfluss einer geänderten Luvsteigung ermittelt werden. Wie Abb. 5.28 zu entnehmen ist, wird diese in 2° -Schritten gegenüber der Referenzsimulation gesteigert bzw. vermindert, wodurch sich die asymmetrischen Bergquerschnitte ergeben.

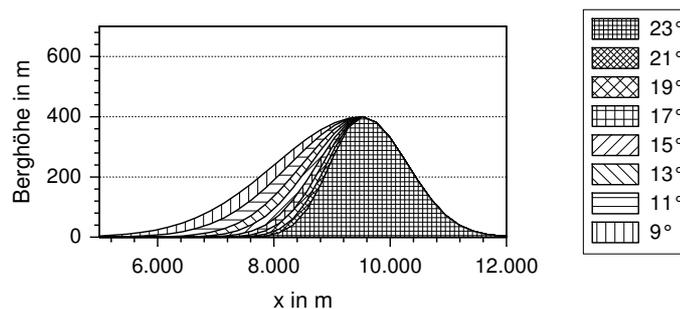


Abbildung 5.28: Asymmetrische Berge mit variierender Luvsteigung (Legende) und fixem Leegefälle von 17° .

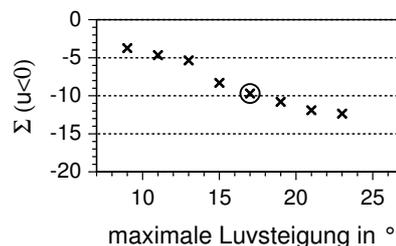


Abbildung 5.29: Berechneter $\Sigma(u < 0)$ -Wert für verschiedene Luvsteigungen.

Die Auswertung in Abb. 5.29 zeigt, dass eine deutliche Abhängigkeit der Verhältnisse im Lee von der Luvsteigung gegeben ist. Die geringste Luvsteigung von 9° hat vergleichbare Werte wie ein symmetrischer Berg mit 15° Hangneigung, während man bei einer Luvsteigung von 23° Werte wie bei einer symmetrischen Steigung von etwa 18° (interpoliert) erhält (vgl. Abb. 5.26).

Einfluss der Anströmgeschwindigkeit

Hier wird die geostrophische Windgeschwindigkeit ausgehend vom Referenzfall von 16m/s auf 32m/s und 48m/s erhöht. Um die Ergebnisse mit der Referenzsimulation vergleichen zu können, werden die Ergebnisse mit einem Proportionalitätsfaktor skaliert. Dazu wird das Verhältnis der Schubspannungsgeschwindigkeiten $\left(\frac{u_* (U_g=16\text{m/s})}{u_* (U_g=32\text{m/s})}\right)$ bzw. $\frac{u_* (U_g=16\text{m/s})}{u_* (U_g=48\text{m/s})}$ verwendet.

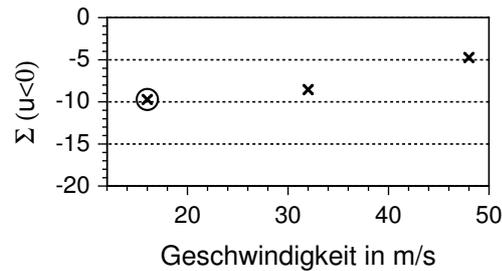


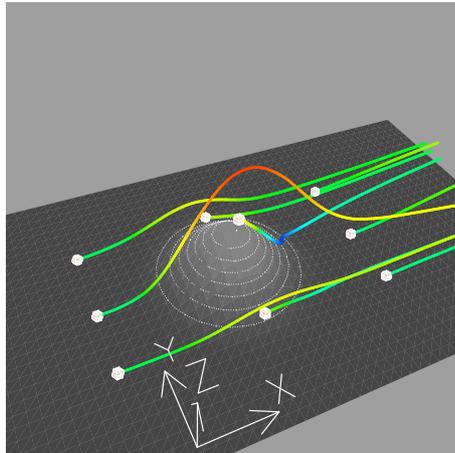
Abbildung 5.30: Normierter $\Sigma(u < 0)$ -Wert für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten.

Wie in der Abb. 5.30 gezeigt wird, kann von den normierten Werten ausgehend auf eine leicht stabilisierende Wirkung von höheren Windgeschwindigkeiten auf die Strömungsablösung geschlossen werden.

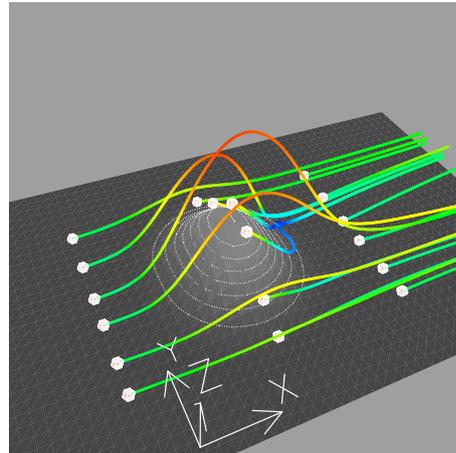
Einfluss der Kammbreite

Bei den quasi-zweidimensionalen Simulationen in oben beschriebener Weise wird von einem Bergrücken mit unendlicher Ausdehnung quer zur Anströmrichtung ausgegangen. Dabei kann auf die oft verwendete Annahme verwiesen werden, dass sich bei einem Breiten-/Längenverhältnis von größer als 2 die Strömung in der Mitte gleich verhält wie bei einer unendlichen Ausdehnung und damit als zweidimensional betrachtet werden kann (z.B. Hunt, 1978). Diese Annahme ist allerdings nur für Erhebungen mit moderater Steigung gültig und schließt zudem laterale, durch die Bergflanken verursachte Effekte vollkommen aus. Durch die im Folgenden beschriebenen Simulationen soll der Unterschied zwischen dem Verhalten im Lee eines rotations-symmetrischen Berges und eines Bergrückens mit zunehmender Kammbreite und der daraus resultierende Einfluss auf die Strömungsablösung untersucht werden. Bei der quantitativen Auswertung der Versuche ist zu beachten, dass, im Gegensatz zu den quasi-zweidimensionalen Simulationen, die Windverhältnisse bei den dreidimensionalen Versuchen senkrecht zur Anströmrichtung nicht konstant sind. So wird sich der Ort des Bereichs mit den stärksten Verwirbelungen mit der Zeit verändern. Um die Vergleichbarkeit zwischen zwei- und dreidimensionalen Versuchen zu gewährleisten wird deshalb bei letzteren zu jedem Zeitpunkt immer derjenige Bereich im Lee des

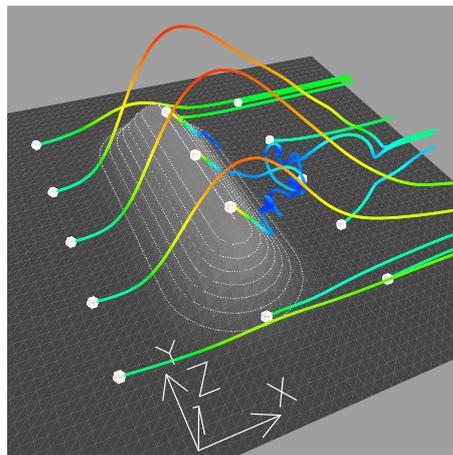
Berges als maßgeblich betrachtet, an dem die Gegenströmung maximal ist.



(a) rotationssymmetrischer Berg



(b) wie 5.31(a), aber leicht erhöhte
Kammbreite



(c) wie 5.31(a), aber stark erhöhte
Kammbreite

Abbildung 5.31: Illustration des Strömungsverhaltens: Stromlinien mit Startintegration an verschiedenen Orten (weiße Punkte). Strömung in positiver x -Richtung. In der Darstellung stehen die rote und gelbe Farbtöne für erhöhte, grüne und blaue Farbtöne für niedrige Windgeschwindigkeiten.

Im Längsschnitt besitzt der rotationssymmetrische Berg die gleiche Grundform wie der zweidimensionale Referenzfall und hat somit nach allen Seiten hin eine maximale Steigung von 17° und ein Verhältnis von Halbwertsbreite (y -Richtung) zu Halbwertslänge (x -Richtung) von $B/L = 1$. Bei der Betrachtung der Stromlinien in Abb. 5.31(a) fällt auf, dass es hier zu keiner Strömungsablösung kommt, die x -Komponente der Geschwindigkeit ist immer positiv (erst ab einer Steigung von 19° wird für den Fall des rotationssymmetrischen Berg eine geringe Ablösung beobachtet). In zwei weiteren Versuchen wird der Kamm in der Mitte erweitert, so dass ein Bergrücken entsteht. Eine erste Gegenströmung mit negativer u -Komponente ist

bei einer Kammbreite von 480 m und $B/L = 1.25$ zu beobachten (Abb. 5.31(b)), allerdings ist diese noch sehr viel geringer als bei der zweidimensionalen Referenzsimulation. Bei einer großen Kammbreite von 2400 m mit $B/L = 3.5$, ist eine deutliche Verwirbelung und Rezirkulationszone im Lee zu sehen (Abb. 5.31(c)).

Abb. 5.32 zeigt zusammenfassend die quantitative Auswertung. Im Bereich von $B/L = 1.5$ bis 3.5 kann näherungsweise eine lineare Wertentwicklung angenommen werden. Ab einem B/L -Verhältnis von etwa 3.5 ergibt sich keine Steigerung des Wertes mehr. Es ist zu beachten, dass also die zweidimensionale Annahme erst ab diesem Wert Gültigkeit besitzt.

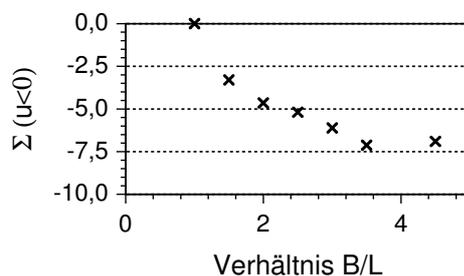
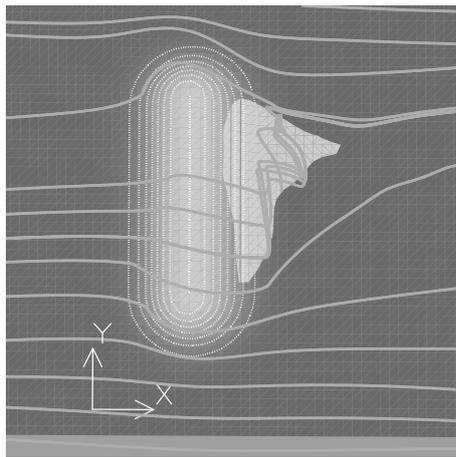


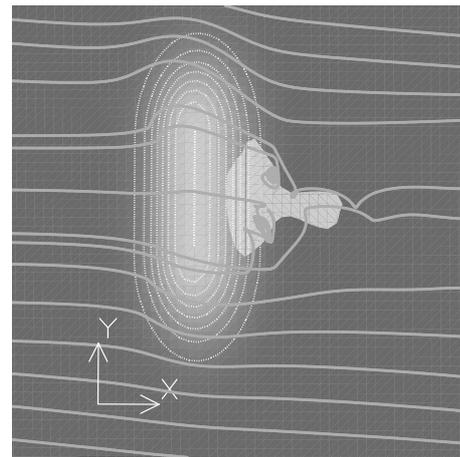
Abbildung 5.32: Berechnete Werte für verschiedene Kammbreiten bei einer maximalen Hangneigung von 17° .

Dieser maximal erreichbare Wert (etwa 7.0) liegt aber deutlich unter dem Vergleichswert der zweidimensionalen Simulation bei 17° Steigung (etwa 10.0 , vgl. Abb. 5.26). Es ist nahe liegend, diesen Unterschied dem lateralen Einfluss zuzuschreiben. In einer zweidimensionalen Simulation werden die Ränder in y -Richtung durch die Ausstrahlungsrandbedingung angenähert. Es ist allerdings anzunehmen, dass nicht nur die Kammbreite, sondern auch die Form der Bergflanken einen Einfluss hat, welcher nur durch dreidimensionale Simulationen berücksichtigt wird. Um diesen lateralen Einfluss auf die Bereiche in der Mitte abzuschätzen, wird die maximale Steigung der Hangflanke von 17° auf 10° reduziert (Abb. 5.33). Wie in Tab. 5.4 abzulesen ist, kommt es dadurch zu einer Verstärkung des Ablöseeffekts in der Mitte des Berges, was zunächst überraschend erscheint, da bei einer geringeren seitlichen Steigung auch auf eine Verringerung der nicht-linearen Effekte geschlossen werden könnte. Allerdings wird durch eine geringere laterale Steigung die Strömung an dieser Stelle beruhigt, so dass es zu weniger Impulsaustausch mit der Strömung in der Hangmitte kommt. Dies führt zu einer ungestörteren und damit stärkeren Ausbildung der Strömungsablösung und somit auch zu einer stärkeren Gegenströmung (vgl. Abb. 5.33).

Um die lateralen Einflüsse in die Auswertung mit einzubeziehen und damit die Vergleichbarkeit der beiden Simulationen zu erhöhen, werden die Größen zusätzlich als Durchschnittswert für alle Bereiche mit $u < 0$ angegeben (siehe Tab. 5.4). Nach



(a) Strömungsablösung mit geringerer maximaler Intensität aber größerer räumlicher Ausdehnung bei starker lateraler Steigung.



(b) Strömungsablösung mit stärkerer maximaler Intensität aber geringerer räumlicher Ausdehnung bei schwacher lateraler Steigung.

Abbildung 5.33: Stromlinienverläufe und Zonen mit Rezirkulation ($u < 0$, durch weiße Flächen gekennzeichnet) bei unterschiedlichen lateralen Hangneigungen.

B/L	$\sum(u < 0)$ (Maximalwert)	$\sum(u < 0)$ (Mittelwert)
3.5 (steile Flanke)	-7.2	-2.8
3.5 (flache Flanke)	-12.9	-2.3
2D-Simulation	-9.7	-9.7

Tabelle 5.4: Maximale Werte (in Bergmitte) und normierte Mittelwerte von 3D-Simulationen sowie 2D-Referenzwert.

der Mittelung hat der Berg mit den steileren Flanken einen etwas größeren mittleren Durchschnittswert als der Berg mit den flachen Flanken. Damit hat also der Bergrücken mit geringerer seitlicher Steigung stärkere Maxima der Gegenströmung, dafür aber eine geringere Ausdehnung des Bereichs mit $u < 0$ und einen etwas geringeren Mittelwert als der Vergleichsberg.

Die Tatsache, dass der Wert der aufsummierten negativen Geschwindigkeiten der zweidimensionalen Simulation geringer ist als das Ergebnis der dreidimensionalen Simulation des Bergrückens mit großer seitlicher Steigung, kann also durch den nicht aufgelösten Austausch in y -Richtung erklärt werden. Der höhere Wert der Simulation mit der geringen seitlichen Hangneigung ist wohl durch dreidimensionale Überlagerungseffekte verursacht. Interessanterweise liegt der zweidimensionale Referenzwert zwischen den beiden Ergebnissen.

Das Ergebnis zeigt deutlich, dass der Unterschied von Bergen mit geringem B/L -Verhältnis gegenüber solchen mit einem breitem Kamm beträchtlich ist. Dies

bestätigt die Annahme, die auch von Hunt (1978) formuliert wurde. Mit Hinblick auf den lateralen Einfluss bei den dreidimensionalen Versuchen sowie aufgrund des instationären Verhaltens notwendigen differenzierten Auswertung der Ergebnisse, sind die Resultate der zweidimensionalen Versuche aber als durchaus realistisch anzusehen.

5.3.4 Zusammenfassung und Auswertung

Die durch zunehmende Hangneigung verursachten Prozesse sind mit einer Erhöhung der turbulenten kinetischen Energie und damit auch der Böigkeit verbunden, wobei es, im Gegensatz zu Bergen mit geringer Hangneigung, insbesondere im Lee des Berges zu einem Anstieg kommt (vgl. Abb. 5.25). Damit kann von einer verstärkten Gefährdung dieses Bereichs ausgegangen werden. Des Weiteren ist zu beachten, dass ein vereinfachender Ansatz der Bestimmung von Windgeschwindigkeiten wie z.B. der von Jackson und Hunt (1975) oder die in Kapitel 7 besprochenen für diese Regionen grundsätzlich nicht möglich ist. Eine Erkennung solcher Regionen ist demnach wünschenswert.

Ausgehend von den durch Gl. (5.2) festgelegten Einflussgrößen Hangneigung und Bodenrauigkeit z_0 wurde die Summe der negativen Bodenwindgeschwindigkeiten ($\sum(u < 0)$) als geeignetes Maß der Intensität einer Strömungsablösung bestätigt. Dies kann mit dem in den Abbildungen 5.26 und 5.27 gezeigten Verhalten begründet werden, da das Verhalten des gewählten Indikatorwertes gegenüber der linearen Annahme ähnlich ist. Bei zunehmender Steigung zeigt der Wert durch die zunehmend nichtlineare Entwicklung Diskontinuitäten. Diese haben ihre Entsprechung in den veränderten Zuständen im Strömungsregime, welche im Stromlinienbild zu sehen sind (vgl. Abb. 5.22). Aus der Untersuchung von möglichen Einflussfaktoren auf die Strömungsablösung ging hervor, dass insbesondere die Kammbreite einen wesentlichen Einfluss hat. Bei einem rotationssymmetrischen Gaussberg kommt es erst bei 19° Steigung überhaupt zu einer Gegenströmung, d.h. zur Strömungsablösung.

Auch eine Asymmetrie durch eine unterschiedliche Steigung auf der Lee- und Luvseite beeinflusst die Intensität der Strömungsablösung. Da die Werte in Abb. 5.29 einen annähernd linearen Verlauf aufweisen, kann eine Interpolation von Zwischenwerten ebenso linear erfolgen. Durch Bildung des Verhältniswertes der mittleren Steigungen in Abb. 5.29 und der Steigung des Bereichs mit der linearen Entwicklung in Abb. 5.26 ergibt sich folgende Näherung einer äquivalenten Intensität I_{equ} :

$$I_{equ} \approx \theta_{lee} \pm 0.28\theta_{Luv} \quad (5.4)$$

Um diese äquivalente Steigung zu bestimmen ist es allerdings notwendig, den Asym-

metriegrad durch die Luv- und Leesteigung und auch die Ausrichtung zu bestimmen. Dies ist im Einzelfall möglich, gestaltet sich bei einer automatisierten, rechnergestützten Auswertung aber schwieriger.

Analog zu obigem Vorgehen kann bei der Kammbreite verfahren werden. Da auch hier nach Abb. 5.32 eine lineare Korrelation zwischen Ablöseeneigung und Kammbreite angenommen werden kann, ergibt sich hierfür die Näherung:

$$I_{equ} \approx \theta + 1.7(B/L - 1) \quad (5.5)$$

mit $B/L \leq 3.5$.

Die oben vorgeschlagenen Näherungen haben allerdings eine durch die Steigung begrenzte Gültigkeit, da mit zunehmender Steigung analog wie bei Abb. 5.26 Diskontinuitäten zu erwarten sind.

Kapitel 6

Simulationen über komplexem Gelände

Im Gegensatz zu den im vorigen Kapitel behandelten idealisierten Versuchen können Simulationen über komplexem Gelände, je nach Grad der Auflösung des Rechners und der Kenntnis über die meteorologischen Rahmenbedingungen sehr detaillierte Einblicke in die oberflächennah stattfindenden Prozesse liefern. In diesem Kapitel soll das Verhalten der Strömung für den Starkwindfall über gegliedertem Gelände simuliert werden. Dies erfolgt anhand des Beispiels des Wintersturmes „Lothar“ und für das Gebiet des Rheintals sowie den dieses einschließenden Mittelgebirgsregionen der Vogesen und des Schwarzwaldes. Ein Vergleich mit Messwerten erlaubt die Validierung der erhaltenen Ergebnisse. Die Auswertung der Simulation soll den Einfluss der Topographie auf das Windfeld sowie verstärkt gefährdete Bereiche über gegliedertem Gelände aufzeigen.

6.1 Spezielle Anforderungen

Die Simulation über komplexem Gelände ist sicherlich in vielerlei Hinsicht aufwendiger als die von idealisierten Fällen. Um einen gewissen Detailgrad zu erreichen muss zur ausreichenden Darstellung auch von größeren Steigungen eine entsprechende Gitterauflösung gewählt werden. Mit steigender Gebietsgröße ergibt sich dadurch eine entsprechende Anzahl an Gitterpunkten, was zu einer Potenzierung der Rechenzeiten führt. Um auch die durch die höher aufgelöste Topographie verursachten, kleinskaligen Prozesse darstellen zu können, sollte somit auch die vertikale Auflösung in Bodennähe nicht zu grob gewählt werden. Dazu kann auf die in Abschnitt 4.2 bereits verwendete Gleichung (A.14) zur Bestimmung der inneren Schicht nach der linearen Theorie von Jackson und Hunt (1975) zurückgegriffen werden. Die

horizontale Längenskala L bestimmt sich aus dem digitalen Höhenmodell und repräsentiert die horizontale Länge eines Hindernisses auf seiner halben Höhe. Sie ist, im Gegensatz zu den idealisierten Versuchen mit eindeutig anzugebendem und meist großem L , abhängig von der verwendeten Gitterauflösung abzuschätzen. Bei einer angenommenen, minimalen Längenskala L von 500 Metern und einer Bodenrauigkeit von $z_0 = 0.02$ (Wiese) ergäbe sich danach eine Obergrenze für die unterste Rechenschicht von etwa 23 Metern. Eine weitere Forderung für die vertikale Gitterauflösung ist es, eine Rechenebene auf 10 Meter Höhe über Grund zu positionieren, um einen direkten Vergleich mit Bodenmesswerten zu ermöglichen. Die Verhältnisse werden in realistischer Konfiguration oder auf der Grundlage von gemessenen Daten simuliert. Die dem Modell vorzugebenden Windgeschwindigkeiten können bei Extremereignissen wie bei der nachfolgend vorgestellten Simulation des Orkans Lothar sehr hoch werden, so dass sich dies aufgrund des CFL-Kriteriums in höheren Berechnungszeiten niederschlägt (vgl. Anhang A.1). Da durch die Simulation von extrem großen Windgeschwindigkeiten zudem Störungen zu erwarten sind, muss ein zeitliches Integrationsverfahren dritter Ordnung verwendet werden (vgl. Abschnitt 3.2). Es muss also insgesamt von einer starken Potenzierung der Rechenzeit bei dreidimensionalen, hochauflösenden Simulationen über komplexem Gelände unter Starkwindbedingungen ausgegangen werden.

Große Steigungen des Geländes in der Nähe des Gebietsrandes verursachen immer wieder starke Störungen bei der Berechnung über komplexem Gelände. Deshalb wird der Randbereich bei den Simulationen um 10 Gitterpunkte erweitert und allen der selbe, vom Randpunkt bestimmte Höhenwert zugewiesen wird. Damit resultieren die Gradienten senkrecht zum Rand betrachtet zu Null.

Neben den eben beschriebenen Erfordernissen treten auf der anderen Seite bei Simulationen über gegliedertem Gelände weniger nichtlineare Rückkopplungseffekte oder durch Schwerewellen bedingte Schwingungseffekte auf, wie z.B. in Abschnitt 5.2 oder 3.3.1. So kann es durch das Vorhandensein vieler verschiedener Längenskalen in komplexem Gelände zur Bildung eines breiten Spektrums an Schwerewellen und zur Ausbildung vieler, gegeneinander gerichteter Prozesse kommen. Durch die Ausbildung einer Vielzahl an inkohärenten Prozessen wird eine positive Überlagerung, wie sie bei dem Vorhandensein nur eines dominanten Prozesses zu einer Fehlerverstärkung führt, unterbunden. Dies bringt Simulationsverläufe mit weniger instationären bzw. periodischen Effekten mit sich und führt somit zu einem stabileren Verhalten der Simulationen.

6.2 Simulation des Orkans „Lothar“

Die Anwendbarkeit des Modells KAMM2 zur Bestimmung der Windgeschwindigkeiten über komplexem Gelände unter Starkwindbedingungen mit realistischen meteorologischen Anfangsparametern soll hier exemplarisch für den Fall des Orkans Lothar vorgestellt werden. Im Unterschied zu den idealisierten Versuchen wird hier über einem Gebietsausschnitt aus einem digitalen Geländemodell (DGM) mit realen Bodenkennwerten (Bodenrauigkeit z_0 sowie die für die Temperatur- und Feuchteentwicklung relevanten Bodenparameter) simuliert, weshalb hier auch das Bodenvegetationsmodell von KAMM2 zur Anwendung kam (Braun, 2002).

Bei dem Orkan Lothar, der über Nordfrankreich und Süddeutschland hinweg zog, handelte es sich um ein außerordentlich extremes Wintersturmereignis. Dies spiegelt sich vor allem in dem daraus resultierenden, sehr hohen Schadensaufkommen wider. Mit 1.64 Milliarden Euro verursachte „Lothar“ den höchsten Gesamtschaden der bisherigen Sturmereignisse in Deutschland (Wirth, 2005). Die Spitzenwerte der gemessenen Windgeschwindigkeiten lagen in städtischen Gebieten wie zum Beispiel in Karlsruhe im zehnmütigen Mittel bei bis zu 27 m/s . Die gemessenen Böen erreichten Werte von bis zu 59 m/s auf dem Feldberg und 42.5 m/s in Karlsruhe, womit bei letzterem Standort der bisherige Spitzenwert um über 30% übertroffen wurde. Mit diesen Werten hebt sich dieses Ereignis auch bei der Betrachtung langjähriger Zeitreihen hervor.

6.2.1 Synoptische Situation

Wie die meisten Sturmzyklonen entwickelte sich „Lothar“ aus dem Zusammenwirken eines Bodentiefs und eines Vorticitymaximums. Der Kerndruck des Tiefdruckgebietes, welches am 26.12.1999 um 00 UTC vor der Bretagne anlangte, betrug 980 hPa, verringerte sich allerdings in sechs Stunden um 20 hPa. Zu diesem Zeitpunkt, also um 06 UTC wurden bereits mittlere Windgeschwindigkeiten von 26 m/s und Spitzenböen von 46 m/s gemessen (Majewski und Wergen, 2000). Das Sturmtief verlagerte sich im weiteren Verlauf ostnordostwärts und erfasste ab 10 UTC das südliche Deutschland. Um 12 UTC lag das Zentrum des Tiefs östlich von Frankfurt (siehe Abb. 6.1). Die maximalen Windgeschwindigkeiten traten zu diesem Zeitpunkt südlich vom Kern im Gebiet des Schwarzwalds auf, worauf die dortige Drängung der Isobaren in Abb. 6.2 hinweist. Hier ist auch zu erkennen, dass es sich um ein vergleichsweise kleinräumiges Sturmtief mit einem Durchmesser von etwa 400 km handelt. Eine maßgebliche Verstärkung des Sturmtiefs kam dadurch zustande, dass sich das Tief in eine Zone starker zyklonaler Vorticity bewegte. Diese entstand, indem sich zwei Äste des Jetstreams ausbildeten und das Tief sich zwischen den

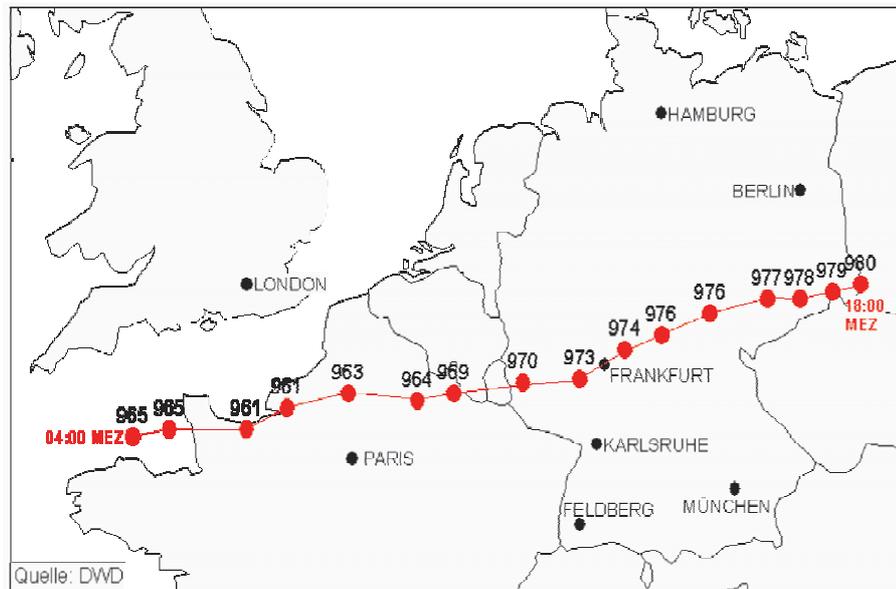


Abbildung 6.1: Zugbahn von Lothar (Quelle: DWD).

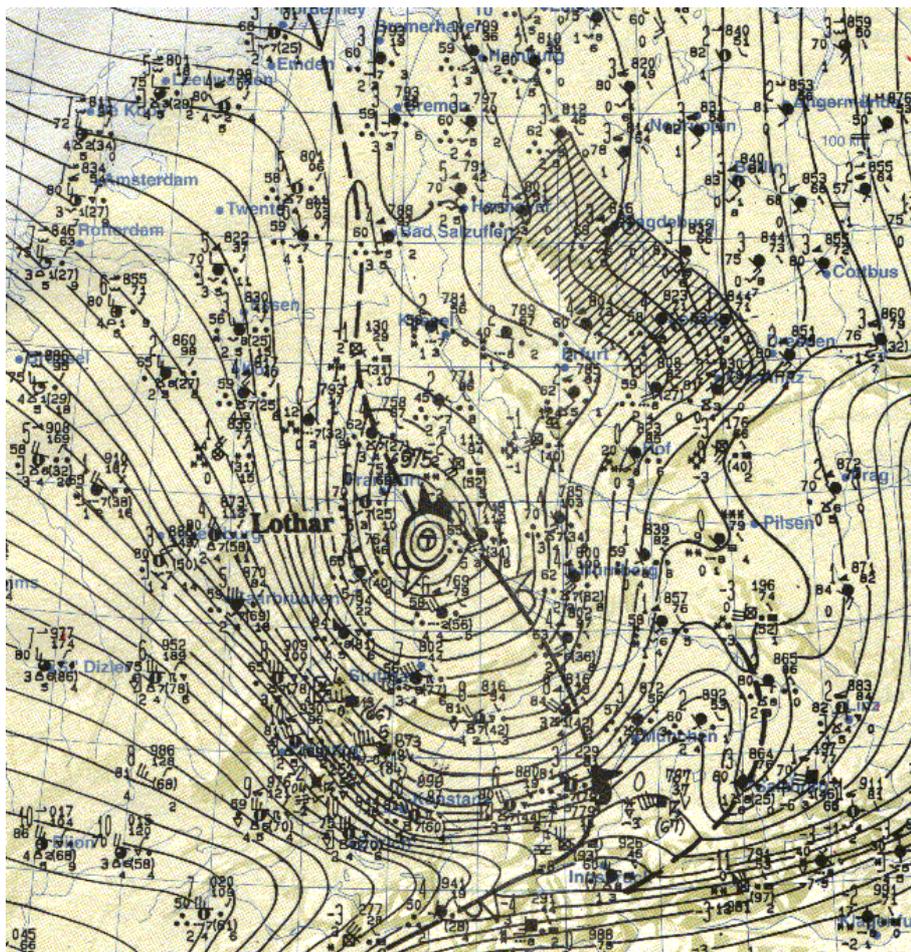


Abbildung 6.2: Isobaren um 12 UTC (Quelle: DWD).

beiden Ästen positionierte. Damit war es an dem Ort, wo sich jeweils westlich des östlichen Jets und östlich des westlich gelegenen aufgrund ageostrophischer Windkomponenten eine starke Höhendivergenz bildete (vgl. auch: „four-quadrant-Model“ nach Bjercknes, 1951). Wernli et al. (2002) stellen als Ursache der starken Intensivierung von Lothar den großen Einfluss des Eintrages von latenter Wärme durch die für diese Jahreszeit ungewöhnlich hohen Oberflächentemperaturen des Atlantiks heraus. Eine ausführliche Darstellung zu Entstehung und Entwicklung findet sich beispielsweise in Kurz (2002).

Neben den extrem hohen Windgeschwindigkeiten betrifft eine weitere Besonderheit von Lothar die Vorhersage durch den Deutschen Wetterdienst. Sowohl vom globalen Modell GME sowie auch vom Regionalmodell LM wurde die Intensivierung stark unterschätzt. In Kurz (2002) wird dies im Wesentlichen auf eine fehlerhafte Beobachtung am 25.12.1999 um 00 UTC einer Messstation zurückgeführt, durch welche eine entsprechend fehlerhafte Prognose entstand. Auf Grundlage dieser Prognose wiederum blieb eine korrekte Beobachtung unberücksichtigt, da Prognose und gemessene Werte stark auseinander lagen und die Prognose fälschlicherweise als vertrauenswürdig eingestuft wurde. Es kam somit zu einer Potenzierung der anfänglichen fehlerhaften Beobachtung.

Weitergehende Ausführungen zur operationellen Vorhersage von Lothar durch das LM und das GME sind in Majewski und Wergen (2000) nachzulesen.

6.2.2 Beschreibung der Simulation

Bei der Wahl des Gebietsausschnittes ist es aufgrund der Simulation mit offenen Rändern ohne Randwertvorgabe wichtig, den Gebietsausschnitt sinnvoll hinsichtlich der strömungsdynamischen Prozesse zu wählen. Dabei sollten die abgeschnittenen Gebiete möglichst wenig Einfluss auf die Strömung haben und wichtige Geländestrukturen sollten erhalten bleiben. Im hier simulierten Ausschnitt sind das beispielsweise am Südrand die „Burgundische Pforte“, welche die Verbindung der Niederungen von Rhein und Saône darstellt. Diese Geländestruktur kann in Form eines Einströmens von Süden her eine Kanalisierungswirkung des Rheintals verstärken. Am Ost- bzw. Westrand finden sich die Vogesen bzw. der Schwarzwald mit größeren Erhebungen.

Eine spezielle Herausforderung bei der Modellierung dieses Ereignisses ergibt sich durch eine weitgehende Unkenntnis des vertikalen Atmosphärenaufbaus. Durch die großen Windgeschwindigkeiten war es nicht möglich, aus den Radiosondenaufstiegen die entsprechenden Daten zu erhalten. Deshalb wurde auf Reanalysedaten des ECMWF (European Center for Medium-Range Weather Forecasts) zurückgegriffen.

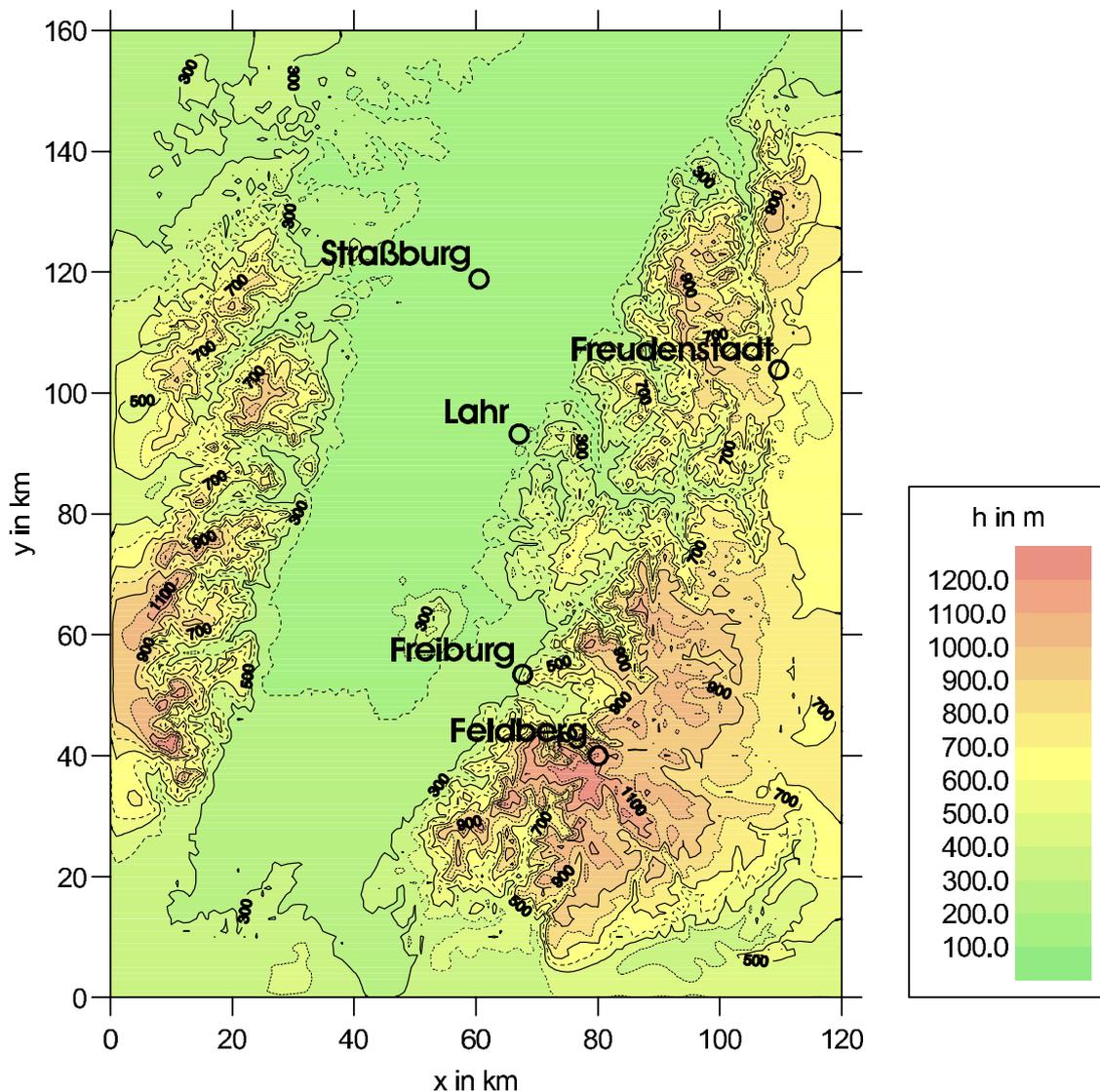


Abbildung 6.3: Geländeausschnitt für die numerische Simulation mit eingezeichneten Bodenmessstationen.

Dabei handelt es sich um eine im Nachhinein ermittelte Analyse, in welche historische Beobachtungsdaten verschiedenster Quellen eingehen und mit neuester Assimilations- und Modelltechnik nachsimuliert werden. Die Reanalysedaten werden in einem zeitlichen Abstand von 6 Stunden bereitgestellt. Der betrachtete Analysezeitpunkt ist 12:00 UTC, also zu dem Zeitpunkt, als die größten Windgeschwindigkeiten gemessen wurden. Das Modell unterteilt sich in der Vertikalen in 23 Druckniveauflächen. Die horizontale Auflösung ist mit 2.5° im Verhältnis zu dem mit KAMM2 simulierten Gebietsausschnitts verhältnismäßig grob. In Abb. 6.4 ist zu sehen, dass das Teilgebiet an vier Berechnungsgitter des ECMWF-Modells angrenzt. Insbesondere in Nord-Süd-Richtung besteht ein extrem hoher Kontrast in den Windgeschwindigkeiten (Abb. 6.5). Die Initialwerte für die geostrophischen Windgeschwindigkeits- und Temperaturwerte wurden, je nach Anteil der

Überlappungsfläche gewichtet, vorgegeben. Sie wurden als Mittelwert der Schicht von 5000 m bis 9000 m gewählt und als über die Höhe konstant vorgegeben.

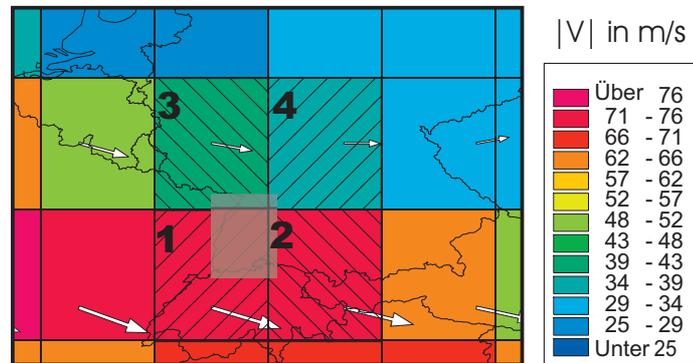


Abbildung 6.4: ECMWF-Gitter mit Geschwindigkeiten der Reanalysedaten in 7000 m über Grund und Lage des Rechengebiets (grau).

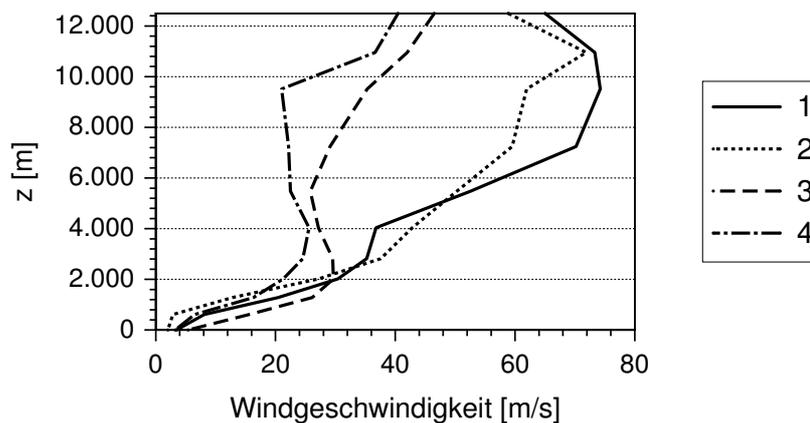


Abbildung 6.5: Geschwindigkeitsprofile in den relevanten ECMWF-Gittern (vgl. Abb. 6.4).

Aufgrund eines ähnlichen Größenverhältnisses von Sturmzyklone und der Größe des Modellgebietes sollte bei der Simulation auch die zeitliche Entwicklung von Windgeschwindigkeit und -richtung berücksichtigt werden. Diese wurde auf Basis der Referenzwerte aus den ECMWF-Reanalysedaten um 12 UTC für die vorangegangenen Zeitpunkte mit Hilfe der gemessenen Bodenwerte geschätzt. Die Simulation wird hier also mit einem instationärem Grundzustand angetrieben, bei dem Richtung und Stärke des geostrophischen Windes variiert werden kann (Anpassung von KAMM2 in Fiedler und Baldauf, 2006).

Die Modellparameter zu der Simulation in der Übersicht:

- horizontale Gitterweite: $\Delta x = 1000 \text{ m}$, $\Delta y = 1000 \text{ m}$
- vertikale Gitterweite: $\Delta z = 10 \text{ m}$ in der untersten Rechenebene

Zeit [UTC]	geostr. Windstärke [m/s]	geostr. Windrichtung [°]
08 - 10	40	277
10 - 11	52	277
11 - 12	65	291
ab 12	50	305

Tabelle 6.1: Vorgabe der zeitabhängigen geostrophischen Windgeschwindigkeiten und -richtungen.

- Höhe des Modellgebiets: $h_M = 10 \text{ km}$ mit insgesamt 50 Gitterpunkten und einer durchschnittlichen Gitterweite von 200 m
- geostrophischer Wind: instationär (siehe Tab. 6.1)
- Startzeitpunkt der Simulation: 8 UTC
- Simulierte Zeit: bis 13 UTC
- thermische Schichtung konstant bis $z = 7000 \text{ m}$ mit $d\Theta/dz = 0.0036 \text{ K/m}$. Danach Übergang zu konstanter Temperatur (Tropopause) ab $z = 8000 \text{ m}$

6.2.3 Ergebnisse

Die Abbildungen 6.6(a) und 6.6(b) zeigen die sich für 11 UTC und 12 UTC ergebenden Windgeschwindigkeiten in 10 m Höhe über Grund (Farbskalierung), die Geschwindigkeitsvektoren an jedem achten Gitterpunkt sowie die Höhenlinien der Topographie. Auffallend sind die geringen Unterschiede in den Windrichtungen. Dies ist bei hohen Froude-Zahlen auch zu vermuten, da Hindernisse weitgehend überströmt statt umströmt werden. Auch eine Kanalisierungswirkung des Rheintals ist, bis auf einen leichten Effekt um 11 UTC im Süden leeseits der Vogesen, praktisch nicht vorhanden. Die Windrichtung wird also maßgeblich durch die großräumigen Vorgaben bestimmt und bleibt von der Orographie unbeeinflusst.

Wie zu erwarten, ergeben sich allerdings für die Windgeschwindigkeit in den Mittelgebirgsregionen des Schwarzwaldes und der Vogesen orographiebedingt hohe Kontraste. Aber auch in der Rheinebene und im Osten, wo die schwäbische Alb beginnt, ist eine deutliche Strukturierung erkennbar, die sich durch die unterschiedliche Landnutzung sowie durch Abschattungseffekte größerer vorgelagerter Erhebungen ergeben. Deutlich sind Bereiche niedriger Windgeschwindigkeiten in senkrecht zur Windgeschwindigkeit ausgerichteten Tälern zu sehen.

Für die in die Abbildungen eingezeichneten Orte werden für den Zeitpunkt der höchsten Windgeschwindigkeiten um 12 UTC die simulierten Werte den gemessenen

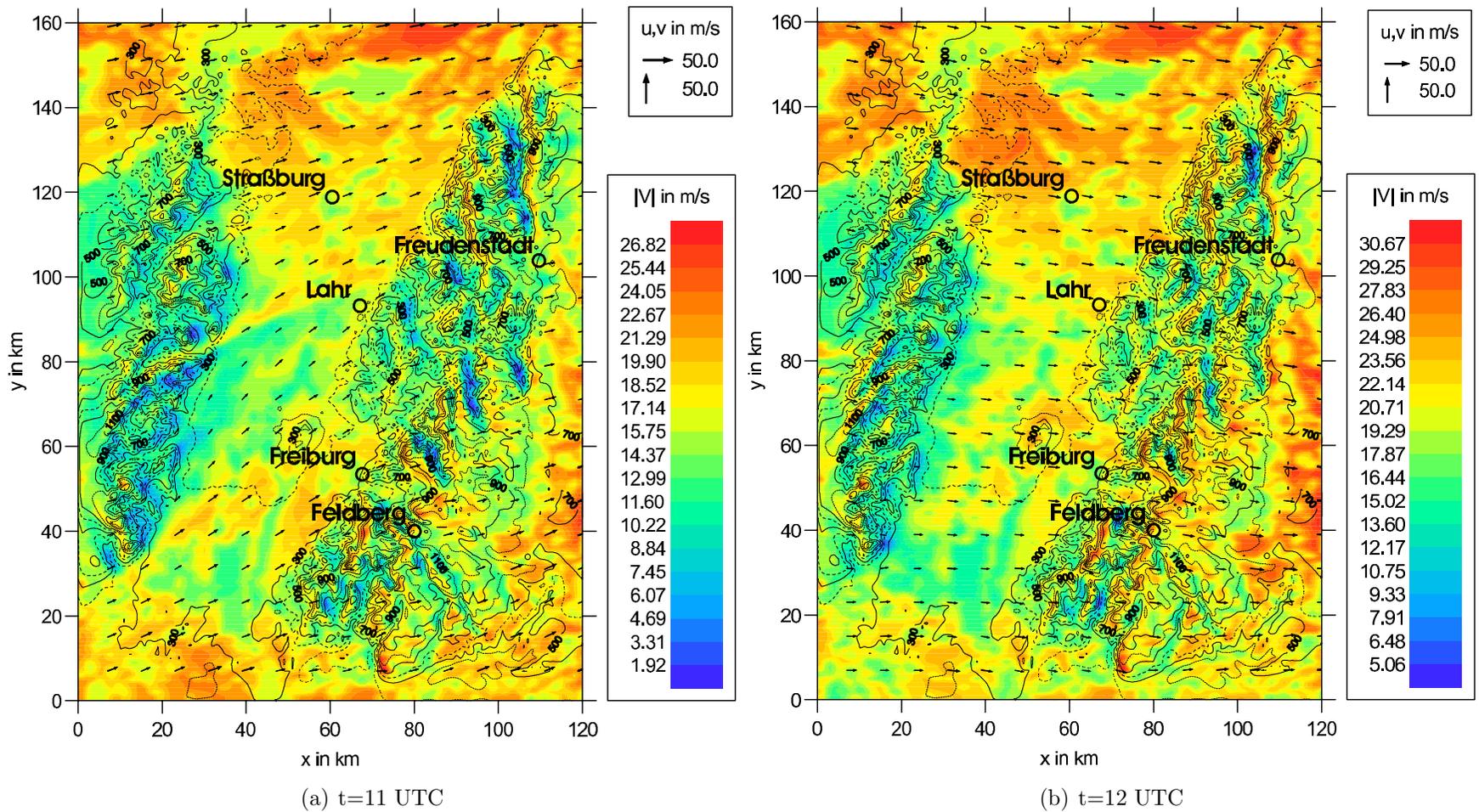


Abbildung 6.6: Windgeschwindigkeiten zu verschiedenen Zeitpunkten t in 10 m über Grund.

nen Bodenstationswerten (aus dem DWD-SYNOP-Datenkollektiv sowie der Station Straßburg) gegenübergestellt. Für diese 5 Messstationen liegen stündlich die maximalen 10-Minuten Mittelwerte sowie die maximalen Böenwerte vor. Wie in Tab. 6.2 zu sehen, ergibt sich bei dem Vergleich teilweise eine sehr gute Übereinstimmung der Werte. Abgesehen von der Station Feldberg liegen alle simulierten Werte im Fehlerbereich von $\pm 18\%$. Die drei höchsten Werte der Simulation wurden in den Vogesen für den Punkt $x = 10 \text{ km}$, $y = 50 \text{ km}$ (31.85 m/s) und für den Schwarzwald für die Punkte $x = 67 \text{ km}$ und $y = 39 \text{ km}$ (30.8 m/s) sowie $x = 72 \text{ km}$ und $y = 6 \text{ km}$ (31.52 m/s) erreicht (vgl. Abb. 6.6(b)). Diesen Punkten gemein ist eine stark exponierte Lage (hoch liegend mit wenig vorgelagerten Hindernissen gegen die Windrichtung) verbunden mit großen Geländesteigungen um ca. 11° . Neben diesen punktuell hohen Werten sind größerflächig auch die nordwestlich ausgerichteten Hanglagen des Rheintals von großen Windgeschwindigkeiten betroffen (z.B. westlich des Feldberges und nordöstlich von Freiburg).

Ort	simulierte Werte [m/s]	gemessene Werte [m/s]
Feldberg	27.1	31.5 ¹
Freiburg	17.7	17
Freudenstadt	18.8	16
Lahr	22.4	23
Straßburg	20.1	21.1

Tabelle 6.2: Vergleich der Messwerte (10 min Mittel) mit den simulierten Werten um 12 UTC in 10 Meter über Grund.

Die Unterschätzung der Werte der Station Feldberg kann auf mangelnde Auflösung und damit auf eine ungenügende Wiedergabe der Steigung zurückgeführt werden. Da die Steigung indirekt mit der Geschwindigkeitserhöhung korreliert (siehe Ausführungen in A.2), wirkt sich eine niedrigere Steigung auch in niedrigeren Windgeschwindigkeiten aus. Eine andere Ursache für Abweichungen könnte eine ungünstige Positionierung einer Messung sein, so dass kleinereskalige Hindernisse, welche in der Simulation nicht aufgelöst werden, die Messwerte entsprechend beeinflussen. Zur Problematik der räumlichen Auflösung stellt sich zudem die Frage der Vergleichbarkeit von gemessenen 10-Minuten Mittelwerten mit den simulierten Werten. Diese Frage wurde schon in Abschnitt 3.3.3 diskutiert. Des Weiteren sei an dieser Stelle noch auf das generelle Problem eines Vergleichs von Modellergebnissen als Ensemble-Mittelwerte mit Messwerten als Punktmessungen hingewiesen, so dass sich schon dadurch ein gewisser Fehlerbereich ergibt.

¹Da zum Zeitpunkt 12 UTC kein Messwert für den zehnmütigen Mittelwert vorlag, wurde dieser Wert aus den Zeitpunkten 11 UTC und 13 UTC geschätzt

Als weitere wichtige Größe wurden die Böengeschwindigkeiten nach dem in Punkt 3.3.3 beschriebenen Böenmodell nach Brasseur (2001) bestimmt. Bei Verwendung des Ausdrucks (3.70) aus diesem Abschnitt ergibt sich eine Verteilung wie in Abb. 6.8 dargestellt, die auffallend hohe Werte zeigt. Der Grund für diese extremen Böengeschwindigkeiten ist auf die von KAMM2 ermittelten thermischen Verhältnissen in der Grenzschicht zurückzuführen. Die Temperaturschichtung wird in den unteren Atmosphärenschichten als nahezu neutral errechnet und erreicht erst in größeren Höhen den vorgegebenen, geostrophischen Wert von $d\Theta/dz = 0.0036 \text{ K/m}$. Dadurch verringert sich der Auftriebsterm (rechte Seite in Gl. (3.70)), so dass die Höhe, aus denen durch die turbulente kinetische Energie (E_t) Impuls aus höheren Schichten in Bodennähe transportiert werden kann, zunimmt, und damit die Böengeschwindigkeit entsprechend steigt. Die Auswertungen in Punkt 3.4 lassen allerdings eine stabilere Schichtung als die von KAMM2 errechnete vermuten. Darüber hinaus zeigen die Werte der Änderung der potentiellen Temperatur aus den ECMWF-Reanalysedaten ebenfalls eine deutlich stabilere Schichtung in der Grenzschicht an. Der Wertebereich dort liegt bis zu einer Höhe von 2000 m zwischen $2.3 \cdot 10^{-3} \text{ K/m}$ und $4.5 \cdot 10^{-3} \text{ K/m}$. Für die von KAMM2 ermittelten Werte ergeben sich im gesamten Rechengebiet deutlich geringere Werte, wie z.B. am Ort Freiburg, wo $d\Theta/dz$ über die gesamte Höhe bis 2000 m im Bereich von unter $1.0 \cdot 10^{-3} \text{ K/m}$ liegt (Abb. 6.7). Aus diesem Grunde ist die Berechnung der Temperaturen in den unteren Höhenschichten durch KAMM2 als unzutreffend einzuschätzen. In getrennten Simulationen konnte das Boden-Vegetations-Modell als Ursache dieser Labilisierung in den unteren Schichten bestimmt werden. Bei den meisten Simulationen wird es nicht verwendet und im Falle großer Windstärken ist der Einfluss auf die Berechnung der mittleren Windgeschwindigkeiten gering. Der Einfluss bei der Bestimmung der Windböen dagegen ist eventuell nicht zu vernachlässigen. Um eine aufwendige Fehlersuche im Boden-Vegetationsmodell zu umgehen, wurde ein anderer Weg gewählt. Bei dem Ansatz wird für den Temperaturgradienten in der unteren Atmosphäre ein Mindestwert festgelegt, welcher bei Unterschreitung durch den vom Modell ermittelten Wert bei der Berechnung der Böen zugrunde gelegt wird. Dieser minimale Wert für den Temperaturgradienten richtet sich nach dem großräumigen Temperaturgradienten Γ und wird ermittelt zu:

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{min} \geq \frac{\Gamma_t - \Gamma}{2} \quad (6.1)$$

wobei Γ_t der trockenadiabatische Temperaturgradient ist. Damit steht dem Transport von Luftpaketen aus den oberen Schichten ein größerer Widerstand entgegen und die Böengeschwindigkeit wird reduziert.

In Abb. 6.7 ist der Schichtungsparameter $d\Theta/dz$ der ECMWF-Daten der KAMM2-

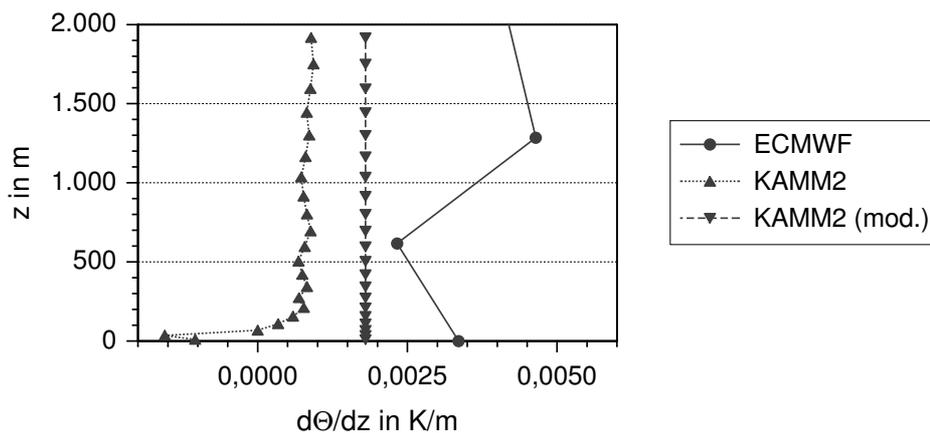


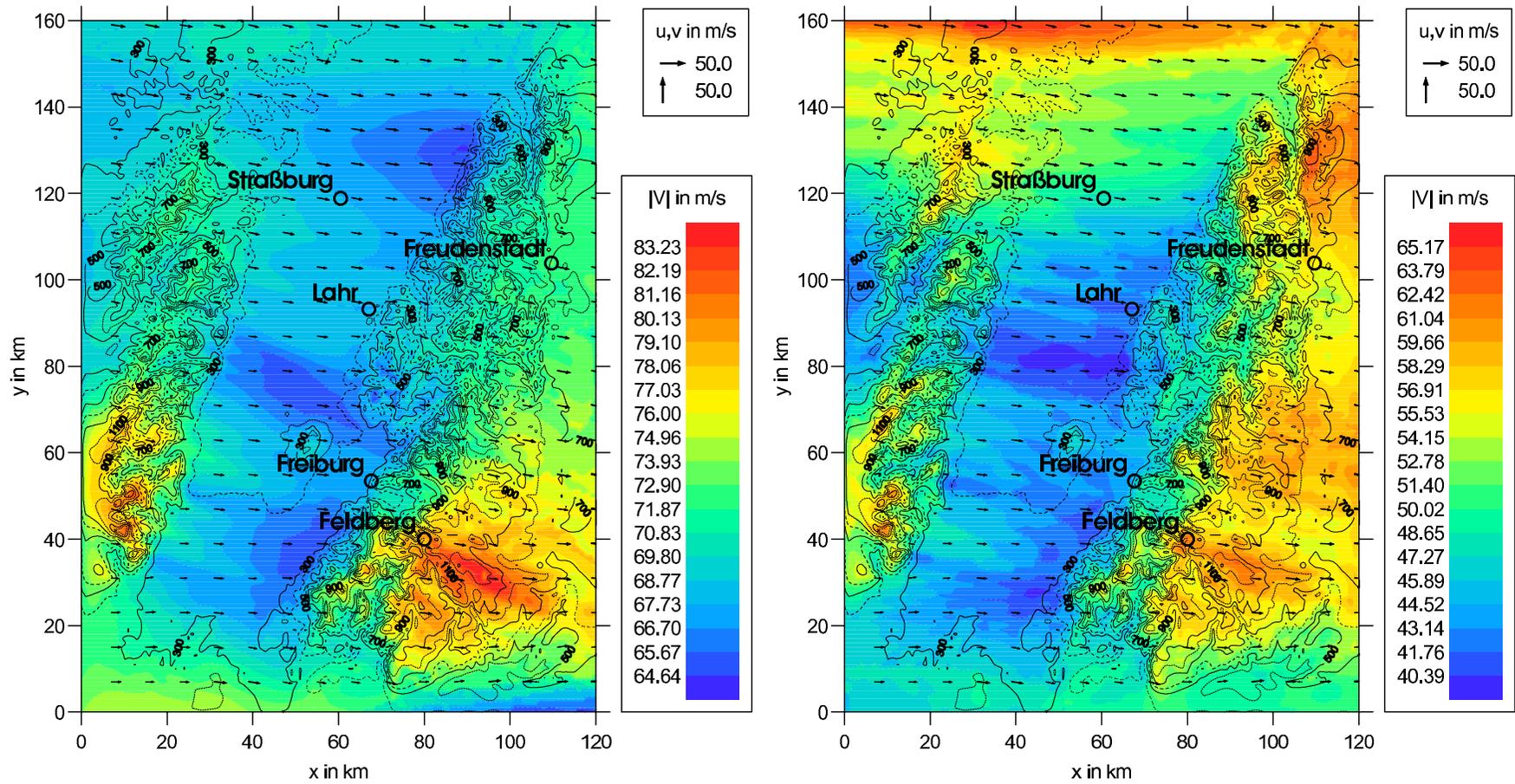
Abbildung 6.7: Stabilitätsparameter in den unteren Atmosphärenschichten aus den ECMWF-Reanalyseedaten, der KAMM2-Berechnung und nach Modifikation nach Gl. (6.1).

Ort	simulierte Werte [m/s]	gemessene Werte [m/s]
Feldberg	59.1	59.0
Freiburg	41.4	36.1
Freudenstadt	55.1	33.9
Lahr	39.0	40.0
Straßburg	47.2	40.0

Tabelle 6.3: Vergleich der gemessenen Spitzenböen mit den simulierten Werten in 10 m über Grund.

Berechnung sowie der nach obiger Gleichung modifizierte Gradient am Ort Freiburg gegenübergestellt. Da die KAMM2-Prognose in allen Höhenschichten unter dem Mindestwert liegt, ergibt sich ein konstanter Wert. Auch nach dieser Modifikation bestehen immer noch deutliche Unterschiede in der Stabilität zu den Werten der ECMWF-Reanalyse. Allerdings erreicht die damit vergrößerte Auftriebskraft eine deutliche Verringerung in den Böengeschwindigkeiten (Abb. 6.8). Ein Vergleich dieser Werte mit den gemessenen Spitzenwerten in Tab. 6.3 zeigt eine zufriedenstellende Übereinstimmung.

Auf Grundlage des eben beschriebenen Falles soll abschließend die Sensitivität der Simulationsergebnisse hinsichtlich der Temperaturschichtung festgestellt werden. Durch die Unsicherheiten der vertikal wie horizontal groben Gitterauflösung der ECMWF-Daten sowie der Näherung durch einen über die Höhe als konstant angenommenen Wert $d\Theta/dz$ sind durchaus Abweichungen von dem verwendeten Wert für die Stabilität denkbar. Deshalb wurde die thermische Schichtung von $d\Theta/dz = 0.0036 K/m$ auf $d\Theta/dz = 0.005 K/m$ geändert und damit eine deutlich stabilere Atmosphäre angenommen. Trotz dieser Änderung ist im Ergebnis für die mittleren Windgeschwindigkeiten jedoch kaum eine Abweichung vom vorigen Resultat zu beobachten.



(a) Werte nach Gl. (3.7)

(b) Modifizierte Werte (Gl. (6.1))

Abbildung 6.8: Böengeschwindigkeiten zum Zeitpunkt 12 UTC.

tat bemerkbar. Die Geschwindigkeit verteilt sich ähnlich, der Bereich der Geschwindigkeiten ändert sich um weniger als 2%. Auch eine verstärkte Kanalisierung oder stärkere Pralleffekte an den Westhängen des Schwarzwaldes sind nicht bemerkbar. Aufgrund dieser Simulation kann darauf geschlossen werden, dass die Temperaturschichtung für die vorliegende Starkwindsituation bei der gegebenen Modellkonfiguration einen geringen Einfluss ausübt.

6.3 Hochoflösende Starkwindsimulation

Wie im vorigen Abschnitt in den Abbildungen 6.6(a) bzw. 6.6(b) zu sehen ist, zeigt sich das Windfeld bezüglich seiner Richtung von der Orographie weitgehend unbeeinflusst. Ein Grund hierfür sind sicherlich die hohen Windgeschwindigkeiten und aufgrund der hohen Froude-Zahlen eine Tendenz zur Überströmung von Hindernissen. Zum anderen kann aber auch die mangelnde Auflösung des Geländes als weitere Ursache vermutet werden. Deshalb wird hier eine Simulation eines kleinen Teilgebietes des eben vorgestellten Gebietes gerechnet. Hinsichtlich der Konfiguration ist die Simulation mit der vorigen fast identisch. Als wichtigster Unterschied wird bei dieser Simulation eine hohe Auflösung des Rechengitters mit

- $\Delta = 100 \text{ m}$
- $\Delta z = 4 \text{ m}$ in der untersten Rechenebene

verwendet. Des Weiteren wird der geostrophische Wind hier zeitlich unveränderlich mit 50 m/s vorgegeben, was dem Zeitpunkt 12 UTC der eben beschriebenen Simulation entspricht. Das Ergebnis nach 6 Stunden Simulationszeit für die sich ergebenden Windgeschwindigkeiten zeigt Abb. 6.9.

Im Vergleich zur Simulation des Wintersturmes Lothar ist hier deutlich ein differenzierteres Windfeld zu erkennen. Lokale Windrichtungsänderungen sind hier weitaus stärker ausgeprägt als bei der im vorigen Abschnitt beschriebenen Simulation. Auffallend sind hier zudem sehr niedrige Geschwindigkeitswerte in abgeschatteten Bereichen. Wie in Abschnitt 5.3 schon besprochen, können in diesen Regionen allerdings hohe Werte an turbulenter kinetischer Energie und damit eine verstärkte Böigkeit erwartet werden.

Diese Simulation wird noch einmal in Kapitel 7 aufgegriffen, wo eine andere Herangehensweise der Auswertung beschrieben wird.

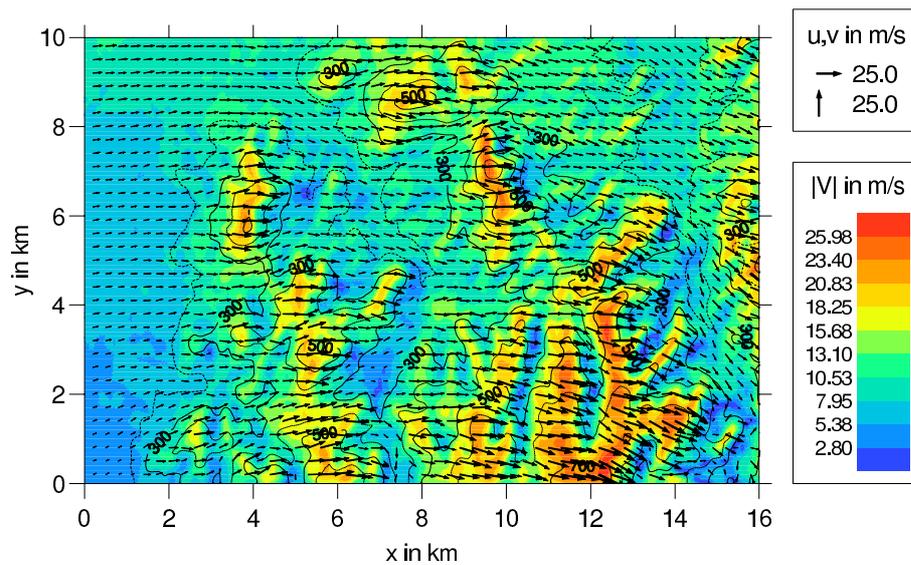


Abbildung 6.9: Windfeld einer hoch aufgelösten Simulation ($\Delta = 100\text{ m}$) in 10 m über Grund.

6.4 Diskussion

Es konnte gezeigt werden, dass das Modell KAMM2 als regionales Modell mit offenen Rändern und dem beschriebenen Aufbau das Windfeld über stark gegliedertem Gelände auf Grundlage der Vorgabe eines großräumigen geostrophischen Zustandes gut wiedergeben kann. Die Landnutzung und die Orographie stellten sich als die maßgebenden Einflussfaktoren auf die Ausbildung von Spitzenwindgeschwindigkeiten heraus. Mit Hinblick auf den Vergleich von Mess- und Modellwerten in Tab. 6.2 kann eine gute Annäherung der realen Verhältnisse durch die Vorgabe eines quasi-geostrophischen Zustandes und einer Simulation mit offenen Rändern belegt werden. Dabei ist zu berücksichtigen, dass es sich hierbei um einen Vergleich von Ensemble-Mittelwerten (Modellergebnis) und Punktwerten (Messwerte) handelt. Bei solchen Vergleichen sind deshalb schon von der Methode her gesehen Unterschiede zu erwarten. Die berechneten Böenwerte zeigen ein schlechteres Bild als die mittleren Werte und sind aufgrund der oben beschriebenen Probleme kritisch zu betrachten.

Beim Vergleich von erster und zweiter, hoch aufgelöster Simulation, ist festzuhalten, dass insbesondere hinsichtlich der Richtung des Windes eine höhere Gitterauflösung den Einfluss der Orographie deutlicher hervorbringt. Allerdings stellt dabei, wie eingangs schon beschrieben, der extrem hohe Aufwand an Rechenleistung die Grenzen auf.

Die spezifische Information der eben gezeigten Beispiele von Simulationen über komplexem Gelände geht zu Lasten der Universalität des Ergebnisses. Die Übertragbarkeit der im Kapitel 5 erhaltenen Resultate auf komplexes Gelände ist im

Einzelfall nicht unbedingt gegeben. Zum einen liegen keine idealen orographischen Strukturen, wie in Abschnitt 2.2.2 definiert, vor und zum anderen wird die Anströmung durch das vorgelagerte Gelände schon stark modifiziert. Allerdings können die Ergebnisse für das gewählte Gebiet von großem Nutzen sein. Darüber hinaus sind dominante Geländestrukturen auch in komplexer Orographie zu identifizieren und üben einen entsprechenden Einfluss auf das Windfeld aus. Diese Identifizierung dominanter Strukturen sowie die Quantifizierung ihres Einflusses wird im folgenden Kapitel näher beschrieben.

Kapitel 7

Einfluss der Orographie auf das Windfeld

Das hauptsächliche Problem bei der Simulation der atmosphärischen Strömung über komplexem Gelände stellt die bisher noch begrenzte Verfügbarkeit von Rechenleistung dar. Es wurde zudem an verschiedenen Stellen gezeigt, dass die Simulationen mit KAMM2 gerade bei Starkwind und für hoch aufgelöstes Gelände bezüglich numerischer Störungen nicht unproblematisch sind. Daraus resultiert die Frage, ob mit Hilfe von vereinfachten Methoden auch für hoch aufgelöstes Gelände eine schnelle und dennoch zuverlässige Möglichkeit zur Bestimmung von besonders gefährdeten Zonen als Alternative zur numerischen Berechnung möglich ist. Anhand von KAMM2-Simulationen, die als Referenz dienen sollen, wird im Folgenden dieser Frage mit unterschiedlichen Ansätzen nachgegangen.

Ziel ist es, aufgrund einer angenommenen großräumigen Anströmgeschwindigkeit auf das bodennahe Windfeld zu schließen. Daher wird zunächst untersucht, inwiefern sich diese beiden Größen ähnlich zueinander verhalten bei der Variation von ersterer, also der Anströmgeschwindigkeit. Danach sollen aus der Orographie Parameter zur Abbildung des Windverhaltens bzw. zur Bestimmung gefährdeter Bereiche abgeleitet werden, was zunächst mittels Indexwerten und danach durch eine Klassifizierung orographischer Strukturen geschieht.

7.1 Rossby-Ähnlichkeit über komplexem Gelände

Wie zum Teil schon aus den vorhergehenden Ausführungen ersichtlich wird und es beispielsweise auch aus den in Jackson und Hunt (1975) abgeleiteten Gleichungen hervorgeht (vgl. auch Anhang A.2), hängt die Windverstärkung über Erhebungen in erster Linie vom Gradienten der Orographie und damit von der verwendeten

Gitterauflösung ab. Bei einer horizontalen Auflösung des Rechengitters von $\Delta x = 5000 \text{ m}$ kann im Idealfall bei üblichen Erhebungen in Mittelgebirgen von $H = 1000 \text{ m}$ eine maximale Steigung von 11° aufgelöst werden. Die sich realistisch ergebenden Steigungen erreichen z.B. bei einem Gebietsausschnitt wie er bei der Simulation des Orkans Lothar verwendet wurde (Abb. 6.3) mit einer horizontalen Gitterweite von $\Delta x = 5000 \text{ m}$ lediglich Maximalwerte bis 4.8° .

Durch eine Verfeinerung des Rechengitters z.B. um die Hälfte auf $\Delta x = 2500 \text{ m}$ bei gleichem Modellgebiet werden nun maximale Steigungen bis 8.4° aufgelöst. Dies wird allerdings mit einer Vervielfachung der Rechenzeit um einen Faktor von etwa 6.4 erkauft, da sich zusätzlich zur Erhöhung der horizontalen Gitterpunkte nach dem CFL-Kriterium ein verringerter Zeitschritt ergibt. Letzteres bedingt auch die grundsätzlich höheren Rechenzeiten bei der Simulation mit hohen Anströmgeschwindigkeiten. Nicht eingeschlossen ist hier eine eventuell zusätzlich erforderliche, vertikale Verfeinerung des Gitters nach Gl. (A.14), die den Rechenzeitfaktor nochmals erhöhen würde.

Dabei stellt sich gerade bei Starkwindfällen die Frage, ob sich anhand eines einmal simulierten Ergebnisses auch die Verhältnisse für andere Windgeschwindigkeiten unter der Voraussetzung einer ähnlichen Anströmrichtung ableiten lassen. Ausgangspunkt für diese Überlegungen ist die Beobachtung, dass bei hohen Froude-Zahlen, die für Starkwindfälle bei ausreichend niedrigen Hindernissen vorausgesetzt werden können, die Schichtungseffekte in den Hintergrund treten und von einer zunehmend störungsfreien Überströmung ausgegangen werden kann (vgl. auch Abschnitt 2.2.2). Damit sollten sich auch Effekte wie die Kanalisierungswirkung durch Täler und die Umströmung von Hindernissen, die einen starken Einfluss auf die Windrichtung haben können, weniger ausgeprägt darstellen. In Meister (1997) wird gezeigt, dass die Rossby-Ähnlichkeit nach Gl. (2.10) aus Abschnitt 2.2.1, also die nahezu lineare Abhängigkeit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und des geostrophischen Windes \vec{v}_g auch vom Modell^I zumindest für den Fall einer homogenen Oberfläche und großen Windgeschwindigkeiten wiedergegeben wird. Daraus ergibt sich bei einer Variation der geostrophischen Windgeschwindigkeit eine dazu proportionale Veränderung der bodennahen Windgeschwindigkeit. Die nachfolgenden Untersuchungen sollen klären, ob sich die resultierenden, bodennahen Windfelder für zwei unterschiedliche geostrophische Windstärken bei gleicher Anströmrichtung auch in komplexem Gelände ähnlich zueinander verhalten.

Hierfür wird ein analoger Gebietsausschnitt wie in Abb. 6.3 dargestellt mit unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten und Anströmrichtungen simuliert. Der Gebietsausschnitt enthält vielfältige Geländeformen von unterschiedlicher Ausdehnung.

^IVerwendet wurde das Modell KAMM

Das in orographischer Hinsicht auffälligste Merkmal ist das von den beiden Mittelgebirgsregionen der Vogesen und des Schwarzwaldes eingegrenzte Rheintal. Diese Geländestruktur beeinflusst maßgeblich das Strömungsmuster im Untersuchungsgebiet. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass alle nachfolgend gezeigten Untersuchungen auf Grundlage dieses Gebietes erfolgen und deshalb als exemplarisch anzusehen sind und folglich keinen Anspruch auf Allgemeingültigkeit erheben können. Die Simulationen sind analog zu den in Abschnitt 6.2 beschriebenen Bedingungen durchgeführt worden. Allerdings wird hier vereinfachend eine als homogen angenommene Verteilung der Geländerauhigkeit mit $z_0 = 0.07$ (Grünland) vorgegeben, um einen reinen Effekt aus den orographischen Gegebenheiten zu gewährleisten. Des Weiteren wird eine quasi-neutrale thermische Schichtung mit $\partial\Theta/\partial z = 0.4 \cdot 10^{-3} K/m$ verwendet, um auch Schichtungseinflüsse zu beschränken. Außerdem werden die Simulationen folgendermaßen variiert: Die Gitterauflösung $\Delta x = \Delta y$ mit $5000 m$, $2500 m$ und $1250 m$, der Betrag der geostrophischen Windgeschwindigkeit mit $25 m/s$, $37.5 m/s$ und $56.25 m/s$ sowie die Anströmrichtungen Norden, Osten, Süden und Westen verwendet. Entsprechend werden die Simulationen nach Gitterauflösung (Δ), Windstärke (WS) und Anströmrichtung (AR) bezeichnet.

Aufgrund der oben schon angesprochenen vermuteten Rossby-Ähnlichkeit nach Gl. (2.10) und damit der nahezu linearen Abhängigkeit zwischen u_* und \vec{v}_g kann als Maß der Ähnlichkeit von zwei Simulationen mit unterschiedlicher geostrophischer Windgeschwindigkeit die Korrelation mit

$$C(u_*^i, u_*^{ii}) = \sum_{j=1}^N \frac{(u_{*,j}^i - \overline{u_{*,j}^i}) \cdot (u_{*,j}^{ii} - \overline{u_{*,j}^{ii}})}{\sqrt{(u_{*,j}^i - \overline{u_{*,j}^i})^2} \cdot \sqrt{(u_{*,j}^{ii} - \overline{u_{*,j}^{ii}})^2}} \quad (7.1)$$

zwischen den sich ergebenden u_* -Werten berechnet werden, mit N =Anzahl der Gitterpunkte, u_*^i und u_*^{ii} als den jeweiligen Schubspannungsgeschwindigkeiten der verglichenen Simulationen (hochgestellte Indizes i und ii) sowie $\overline{u_*^i}$ und $\overline{u_*^{ii}}$ als deren Mittelwerte.

Dabei stellte sich als Fehlerquelle eine leichte aber unvermeidbare Wellenbildung heraus, die als numerisches Artefakt durch KAMM2 erzeugt wurde. Die Anströmungsrichtungen senkrecht zum Rheintal (Osten und Westen) zeigten dabei diesbezüglich ein etwas besseres Verhalten als Anströmungen parallel zum Tal (Norden und Süden), bei denen der Fehler größer war. Bei dieser Problematik brachte auch die Anwendung der in 3.3.1 beschriebenen Dämpfungsschicht keine wesentliche Besserung. Diese Wellenstörungen unterscheiden sich bei Simulationen unterschiedlicher Windgeschwindigkeiten in Ausbreitungsgeschwindigkeit und Amplitude, weshalb sie beim Vergleich von zwei Simulationen einen unvermeidbaren Fehler darstellen der als Hintergrundrauschen akzeptiert werden muss. Da bei gleicher An-

Δ	AR	C (WS: H-M)	C (WS: M-N)	C (WS: H-N)
5000	N	0.97	0.94	0.86
5000	O	0.89	0.58	0.40
5000	S	0.98	0.94	0.88
5000	W	0.97	0.80	0.88
2500	N	0.96	0.74	0.74
2500	O	0.86	0.78	0.62
2500	S	0.98	0.94	0.89
2500	W	0.98	0.84	0.77
1250	N	0.92		
1250	O	0.81		
1250	S	0.94		
1250	W	0.87		

Tabelle 7.1: Korrelationskoeffizienten C beim Vergleich zweier Simulationen mit unterschiedlicher Windstärke WS (25 m/s (N), 37.5 m/s (M) und 56.25 m/s (H)) untereinander unter Variation der Anströmungsrichtung AR (W, O, S, N) und der Gitterauflösung Δ (5000 m , 2500 m und 1250 m).

strömrichtung und trotz unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten aber auch ein ähnliches Fehlerbild entsteht, kommt es zu einer positiven Überlagerung, womit sich ein Großteil der Störung beim Vergleich zweier Simulationen aufhebt.

Die Korrelation zwischen den Simulationen nach Gl. (7.1) zeigt Tab. 7.1. Bezüglich der Auflösung ergeben sich zwischen den Simulationen mit $\Delta = 5000\text{ m}$ und $\Delta = 2500\text{ m}$ kaum Unterschiede, während die Korrelationen bei Verringerung des Gitterabstandes von $\Delta = 2500\text{ m}$ auf $\Delta = 1250\text{ m}$ allesamt deutlich schlechter ausfallen. Da für die beiden größeren Auflösungsbereiche maximale Steigungen von bis zu 4.8° ($\Delta = 5000\text{ m}$) bzw. 8.4° ($\Delta = 2500\text{ m}$) auftreten, ist bei der hier verwendeten Geländerauhigkeit z_0 noch nicht mit Strömungsablösung und nur mit sehr schwachen nichtlinearen Effekten zu rechnen. Bei einer Gitterauflösung von $\Delta = 1250\text{ m}$ dagegen ergeben sich bereits maximale Steigungen von bis zu 20° und ein Flächenanteil von 2.3% über 8° , also einer Steigung, ab der mit nichtlinearen Effekten gerechnet werden muss (vgl. Kapitel 5.3 bzw. Abb. 5.17). Dieser Effekt wird weiter unten anhand einer noch höher aufgelösten Simulation ausführlicher betrachtet.

Bezüglich der Windgeschwindigkeiten ist klar zu erkennen, dass sich für höhere Windgeschwindigkeiten deutlich bessere Korrelationen zeigen. Obwohl bereits beim Vergleich der Windgeschwindigkeiten von 25 m/s und 37.5 m/s (WS: M-N) bei den verwendeten thermischen Verhältnissen Froude-Zahlen von mindestens 7 vorliegen, zeigen die Werte eine merkliche Verbesserung beim Vergleich von mittlerer und hoher

Windgeschwindigkeit (WS: H-M), wo die Korrelationskoeffizienten um 3% – 53% größer sind. Die Korrelationen von niedrigen und hohen Windgeschwindigkeiten (WS: H-N) liegen fast alle deutlich unter den anderen Werten (WS: H-M und WS: M-N), da hier das Verhältnis der verglichenen Windgeschwindigkeiten doppelt so hoch ist. Damit sind diese Ergebnisse als deutliches Signal zu werten, dass die Strömung mit zunehmender Windgeschwindigkeit bzw. Froude-Zahl auch zunehmend lineares Verhalten im Sinne von A.2 annehmen wird und ein Ähnliches Verhalten von geostrophischer und bodennaher Windgeschwindigkeit nach Gl. (2.10) gegeben ist. Aufgrund dieser Erkenntnisse wird nun vorausgesetzt, dass unter der Bedingung von hohen Froude-Zahlen und einer homogenen Geländerauhigkeit z_0 eine Übertragung von Ergebnissen einer Anströmgeschwindigkeit auf andere Anströmgeschwindigkeiten möglich ist.

7.2 Vereinfachte Bestimmung von Windverstärkungen über komplexem Gelände

Im vorigen Abschnitt konnte die Ähnlichkeit des Verhaltens bei unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten über komplexem Gelände für den Fall der angegebenen Gitterauflösungen bestätigt werden. Die Erkenntnis der damit verbundenen Möglichkeit der Extrapolation der Windverteilung bei hohen Froude-Zahlen bildet die Grundlage der folgenden Untersuchungen. Dabei soll der Versuch einer vereinfachten Abschätzung der durch die Orographie bedingten, relativen Windänderungen (Δv^{INDEX}) mit Hilfe von aus der Geländehöhe abgeleiteten Indexwerten (*INDEX*) erfolgen mit der Annahme eines proportionalen Verhaltens beider Werte zueinander:

$$\Delta v^{INDEX} \propto INDEX \quad (7.2)$$

Solche Indexwerte finden beispielsweise in der Forstwirtschaft zur Gefährdungsabschätzung Verwendung (vgl. Quine und White, 1998, Suarez et al., 1999). Um zu prüfen, ob solche aus der Orographie abgeleiteten Werte die relativen Windänderungen in einem akzeptablen Maß wiedergeben, werden sie den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen KAMM2-Simulationen gegenübergestellt, welche als Referenzwindfeld dienen sollen. Als Orographieindex wird zum einen der in Quine und White (1998) vorgeschlagene und im Folgenden mit „TOPEX“ bezeichnete Index verwendet. Die Autoren ermitteln durch diesen Index die Gefährdung durch die Summe der Winkel, die von dem aktuellen Bildpunkt und den Umgebungspunkten gebildet werden, welche ein Maß für die Exposition des Punktes darstellt (nähere Beschreibung in Quine und White, 1998).

Damit handelt es sich um einen integralen Wert, also ohne Berücksichtigung der Anströmrichtung.

Zusätzlich werden die in A.2 beschriebenen Überlegungen auf numerischem Weg gelöst, so dass die resultierenden Gleichungen nicht mehr an analytisch lösbare Geometrien gebunden sind. Dazu wird die Ausgangsgleichung aus A.2 durch eine Summe angenähert, so dass bei konstanter Höhe über Grund für jeden Gitterpunkt j gilt:

$$\begin{aligned} JH &= \int_{-\infty}^{+\infty} h'(s) \frac{1}{(x-s)} ds \approx \sum_{i=0}^k \frac{h(x_{i+1}) - h(x_i)}{\Delta} \frac{1}{(x_j - (x_0 + i \cdot \Delta))} \Delta = \\ &= \sum_{i=0}^k \frac{h(x_{i+1}) - h(x_i)}{x_j - (x_0 + i \cdot \Delta)} \end{aligned} \quad (7.3)$$

Dabei ist x_0 ein Referenzpunkt mit möglichst ungestörter Windgeschwindigkeit ist. Die Laufrichtung des Index i ist die Windrichtung. Da dieser Index auf dem die Strömung vereinfachenden Potentialansatz beruht, was in dieser Form erstmals von Jackson und Hunt (1975) beschrieben wurde, wird er im Folgenden mit „JH“ bezeichnet. Hierbei ist zu beachten, dass es sich bei dem Ansatz um eine zweidimensionale Betrachtung handelt.

Weiterhin wird ein aus der Orographie abgeleiteter Indexwert getestet, der aus eigener Überlegung zur Beschreibung der Exposition eines Gebietes abgeleitet wurde. Dieser wird im Folgenden erläutert und erhält aus Gründen der Abgrenzung die Bezeichnung „GELEX“ als Abkürzung für Geländeexposition. Ausgangspunkt der Überlegung ist, dass stark abgeschattete Gebiete weniger gefährdet gegenüber durch Starkwind verursachte Schäden sind als stark exponierte Bereiche. Damit wird festgelegt, dass eine exponierte Lage eines Gebietes durch einen positiven Höhenunterschied zu dem in Windrichtung vorgelagertem Gebiet entsteht. Entsprechendes gilt für die Abschattung bei negativem Höhenunterschied. Da auch die Entfernung des vorgelagerten Gebietes von Bedeutung ist, wird der Höhenunterschied mit der Entfernung gewichtet. Es ergibt sich also folgender, windrichtungsabhängiger Geländeindex für den Gitterpunkt j mit

$$GELEX = \sum_{i=j+1}^{L_e} \left(\frac{h(x_j) - h(x_i)}{\mathfrak{F}(x_j - x_i)} \right) \cdot \Delta \quad (7.4)$$

wobei L_e die betrachtete, in Windrichtung vorgelagerte Strecke in Gitterpunkten, h die jeweiligen Höhenwerte der betrachteten Gitterpunkte x_j bzw. x_i und Δ der Gitterabstand. \mathfrak{F} ist dabei die Wichtungsfunktion des Abstandes ($x_j - x_i$), die für verschiedenen Konfigurationen getestet wurde. Am günstigsten bezüglich der erzielten Resultate hat sich für \mathfrak{F} die Verwendung eines Exponenten mit dem Wert von 0.5 erwiesen.

Damit unterscheidet sich dieser Orographieindex von dem Index „TOPEX“ durch eine andere Gewichtung des Abstandes von dem umgebenden Gelände sowie durch seine Abhängigkeit von der Windrichtung, wobei insbesondere von letzterem Punkt ein gewisser Vorteil gegenüber der integralen Sichtweise erwartet wird. Der Unterschied von „GELEX“ und „JH“ besteht darin, dass ersterer eine andere Wichtung für den reziproken Abstand verwendet, ausschließlich im Luv vorgelagerte Punkte berücksichtigt und im Gegensatz zum „JH“-Index den Höhenunterschied immer vom aktuellen Punkt aus berechnet.

Analog zu vorigem Abschnitt gestaltet sich der Vergleich der Indexwerte und der KAMM2-Simulationen insofern als problematisch, da sich hier ebenfalls die Wellenstörungen in den KAMM2-Simulationen negativ auswirken. Da die Wellenausbreitung bei unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten ähnlich verläuft, ist der Effekt hier zudem stärker als oben einzustufen, da sich dort eine Überlagerung im Ergebnis herauskürzt, was beim hier stattfindenden Vergleich von Indexwert und Simulation aber nicht der Fall ist. So stark die Auswirkungen auf den absoluten Fehlerwert auch sein dürften, eine vergleichende Aussage zwischen den Indizes ist in jedem Fall möglich, da sie gleichermaßen von den Störungen in der Simulation betroffen sind.

Der Vergleich von Windgeschwindigkeit der KAMM2-Simulation und Geländeindex ist in direkter Weise nicht möglich, da es sich hinsichtlich der Einheiten um unterschiedliche Größen handelt. Deshalb muss der Geländeindex mit einem Proportionalitätsfaktor k_E multipliziert werden, der durch die Minimierung des Fehlers von Index und Simulation erhalten wird. Damit wird Gl. (7.2) zu

$$\Delta v^{INDEX} = k_E \cdot INDEX \quad (7.5)$$

Die beschriebenen Indexwerte werden untereinander verglichen, indem die KAMM2-Simulationen als Referenz dienen. Dazu wird die Differenz der mit dem Proportionalitätsfaktor k_E multiplizierten Indexwerte nach Gl. (7.5) und den von KAMM2 berechneten Windänderungen $\Delta v^{KAMM2} = (v^{KAMM2} - \overline{v^{KAMM2}})$ ^{II} gebildet und diese mit dem Mittelwert des KAMM2-Windfeldes $\overline{v^{KAMM2}}$ normiert, wodurch sich für jeden Gitterpunkt i der relative Fehler des Indexwertes RF_i^{INDEX} zu

$$RF_i^{INDEX} = \frac{\Delta v_i^{INDEX} - (v_i^{KAMM2} - \overline{v^{KAMM2}})}{\overline{v^{KAMM2}}} \quad (7.6)$$

ergibt, mit v_i^{KAMM2} als der von KAMM2 am Punkt i berechneten Windgeschwindigkeit.

^{II}Um die von KAMM2 berechneten Windänderungen zu bestimmen, ist die Kenntnis der ungestörten Windgeschwindigkeit, also jener, die sich über einem homogenen Untergrund entwickeln würde, erforderlich. Letztere wird näherungsweise durch den Mittelwert des KAMM2-Windfeldes $\overline{v^{KAMM2}}$ ersetzt.

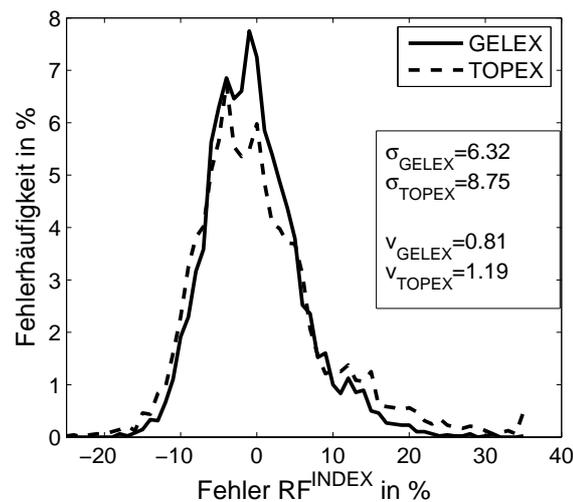


Abbildung 7.1: Vergleich der Fehlerhistogramme von „TOPEX“ und „GELEX“, jeweils mit Angabe der Standardabweichung σ und der Schiefe v .

Die relativen Fehlerwerte RF^{INDEX} werden in Abb. 7.1 exemplarisch für den Fall $\Delta_{2500}WS_{37.5}AR_O^{III}$ in Form eines Histogramms für den „TOPEX“-Index sowie für „GELEX“ aufgetragen. Dabei zeigt sich keine reine Normalverteilung des Fehlers. Dies wird dem großflächigen Einfluss des Rheintals zugeschrieben, in welchem die Windgeschwindigkeit durch die Indizes insbesondere in den stark abgeschatteten Bereichen westlich der Vogesen meist überschätzt wird. Durch diesen großflächigen Einfluss kommt es daher zu einer leichten Rechtsschiefe der Verteilung. Dieser Effekt ist aber als eher gering einzustufen, weshalb als zusammenfassendes Fehlermaß dennoch die Standardabweichung verwendet wird. Dadurch ergibt sich unmittelbar eine Abschätzung der Häufigkeit der Unter- bzw. Überschreitungen der KAMM2-Werte durch die Indexwerte. Der Vergleich der Histogramme zeigt bei „GELEX“ eine geringere Standardabweichung und damit eine Verbesserung der Abschätzung gegenüber von „TOPEX“. Andererseits muss bei dem „GELEX“-Index die zusätzliche Information der Windrichtung eingebracht werden. Da jedoch in den Gebieten der Westwindzone, wie in anderen Regionen auch, von einer dominierenden Anströmungsrichtung ausgegangen werden kann, ermöglicht diese Information beispielsweise durch die gewichtete Verwendung klimatologischer Daten eine realistischere Gefährdungsabschätzung.

In Tab. 7.2 sind die Ergebnisse der weiteren, wie in Tab. 7.1 angegebenen Simulationen zusammengefasst. Die Werte zeigen bezüglich der Auflösung ein ähnliches Bild wie im vorigen Abschnitt. Die Unterschiede zwischen den Gitterauflösungen $\Delta = 5000\text{ m}$ und $\Delta = 2500\text{ m}$ sind gering und zeigen vergleichsweise kleine

^{III}Bezeichnung steht entsprechend den schon benutzten Abkürzungen für $\Delta = 2500\text{ m}$, $WS = 37.5\text{ m/s}$ und $AR = \text{Osten}$

Δ	WS	AR	GELEX	JH	TOPEX
5000	H	N	7.25	7.27	7.26
5000	H	S	7.54	7.52	7.55
5000	H	W	6.83	6.80	7.94
5000	H	O	5.32	6.06	7.20
5000	M	N	5.91	5.94	5.93
5000	M	S	7.07	7.06	7.08
5000	M	W	5.39	5.45	6.55
5000	M	O	4.22	4.97	6.11
5000	N	N	4.71	4.66	4.66
5000	N	S	5.88	5.83	5.83
5000	N	W	6.38	6.36	6.94
5000	N	O	4.15	4.44	5.18
2500	H	N	6.98	7.11	7.25
2500	H	S	6.86	6.81	7.09
2500	H	W	5.85	5.87	7.47
2500	H	O	6.96	8.38	9.40
2500	M	N	6.48	6.64	6.75
2500	M	S	6.32	6.17	6.43
2500	M	W	5.91	5.91	7.42
2500	M	O	6.32	7.65	8.75
2500	N	N	5.60	5.61	5.79
2500	N	S	5.65	5.35	5.71
2500	N	W	6.70	6.67	7.77
2500	N	O	6.07	6.87	7.66
1250	H	N	12.18	12.65	12.54
1250	H	S	11.75	11.73	11.91
1250	H	W	9.90	9.65	11.20
1250	H	O	10.60	12.37	13.52
1250	M	N	12.69	13.12	12.97
1250	M	S	11.48	11.36	11.37
1250	M	W	10.44	10.14	11.42
1250	M	O	10.21	12.06	13.24

Tabelle 7.2: Vergleich der Eignung der getesteten Indizes zur Darstellung der Windabschätzung: Standardabweichungen des relativen Fehlers des durch die Orographieindizes abgeleiteten Windfeldes und dem von KAMM2 berechneten nach Gl. (7.6). Bezeichnungen analog zu Tab. 7.1 mit WS: Windstärke und AR: Anströmrichtung.

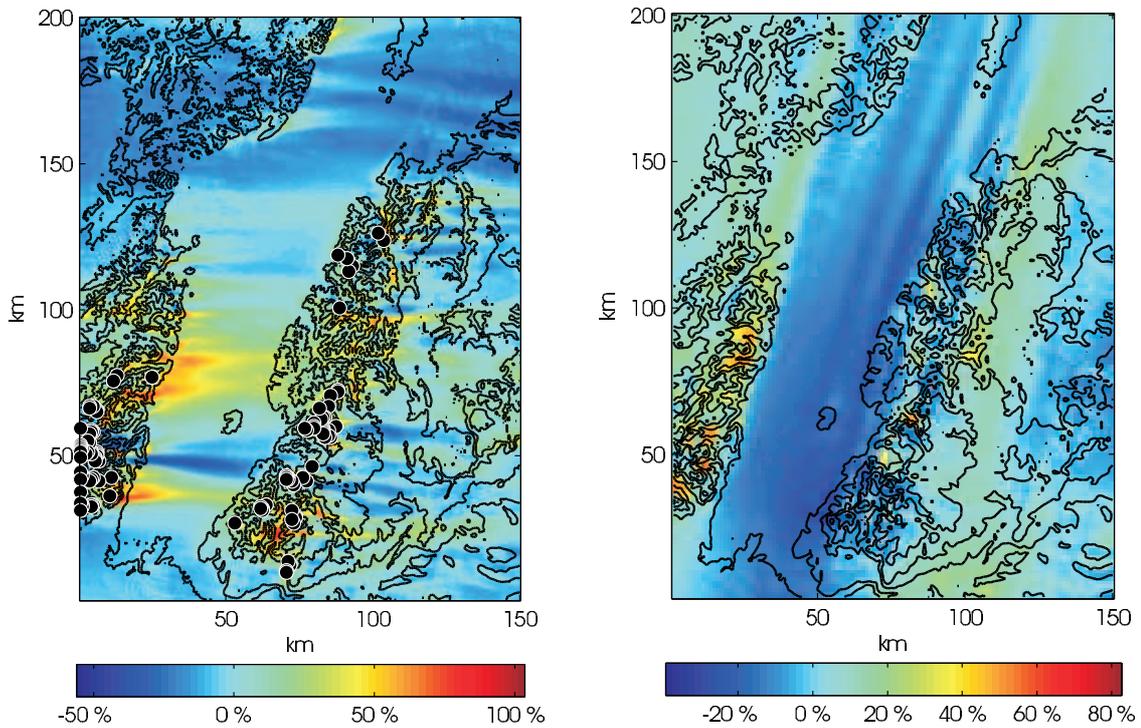
Fehlerwerte in Form der Standardabweichungen, während bei Auflösungen von $\Delta = 1250\text{ m}$ größere Fehlerwerte auftreten. Der Grund hierfür liegt wie oben schon ausgeführt in der Zunahme der nichtlinearen Effekte bei feinerer Gitterauflösung, welche durch die von der Orographie abgeleiteten Werte nicht darstellbar sind. Die mit „GELEX“ und „JH“ berechneten Werte zeigen fast immer ein deutlich besseres Ergebnis als der „TOPEX“-Index. Bei feineren Gitterauflösungen zeigt der „GELEX“-Index bei einigen Simulationen deutlich bessere Ergebnisse als der „JH“-Index (z.B. $\Delta_{1250}\text{WS}_{37.5}\text{AR}_O$), bei den restlichen Simulationen sind sie in etwa als gleichwertig zu beurteilen. Zu beachten ist bei diesen Werten, dass die obig angesprochenen Wellenstörungen das Ergebnis allgemein verschlechtern dürften und deshalb die Unterschiede zwischen den Ansätzen relativ klein ausfallen.

Wie schon bei den Untersuchungen im vorigen Abschnitt fällt bei der Westanströmung, insbesondere bei den hohen Auflösungen mit $\Delta = 1250\text{ m}$, auch hier ein gutes Verhalten bezüglich der in den Tabellen 7.1 und 7.2 untersuchten Werte auf. Daher wird für den Fall westlicher Anströmung das Gebiet beispielhaft mit einer hohen Auflösung von $\Delta x = \Delta y = 625\text{ m}$ und einer Anströmgeschwindigkeit $|\vec{v}_g| = 37.5\text{ m/s}$ gerechnet (im Folgenden mit $\Delta_{625}\text{WS}_{37.5}\text{AR}_W$ bezeichnet). Hier ist der Anteil von steilem Gelände über 8° Hangneigung im Gebiet mit 8.6% bereits relativ hoch und dementsprechend auch mit nichtlinearem Verhalten und Strömungsablösung zu rechnen. Die Fehlerwerte, welche durch den Vergleich mit den Geländeindizes entstehen sind dementsprechend hoch. Die Standardabweichung des Fehlers von Simulation und „GELEX“ beträgt 20.4, bei „TOPEX“ 21.4 und bei „JH“ 21.3.

Die Zunahme der Fehlerwerte ist, wie oben schon ausgeführt, maßgeblich auf große Hangneigungen zurückzuführen. Wie Abb. 7.2(a) zeigt, kann jedoch eine direkte räumliche Beziehung zwischen Fehlern und hohen Geländeneigungen (in der Abbildung durch schwarze Punkte markiert) nur begrenzt angenommen werden. So reichen durch größere Steigungen und Erhebungen verursachte Strömungsverzögerungen teilweise sehr weit in das Lee des Hindernisses hinein.

Zudem sind nicht alle größeren Fehler zwischen den Orographieindizes und dem KAMM2-Windfeld allein durch große Steigungen erklärbar. In einigen Fällen müssen zusätzlich die besonderen orographischen Gegebenheiten berücksichtigt werden. Dies ist insbesondere am flächenmäßig sehr ausgedehnten Fehler im Rheintal zu erkennen und gilt auch für kleinere Täler und andere Strukturen, welche nicht allein durch ihre Steigung einen Einfluss auf das Windfeld ausüben. So können durch den Index bei in durch starke Steigungen abgeschatteten Regionen oder in durch Staueffekte betroffenen Luvregionen zu hohe Werte geschätzt werden. Andererseits könnten bei in Strömungsrichtung orientierten Tälern oder auf ausgedehnten Bergrücken die

Windwerte unterschätzt werden. Besonders deutlich zu sehen ist der Einfluss orographischer Strukturen bei nördlicher bzw. südlicher Anströmung, bei der durch die verstärkte Kanalisierungswirkung eine räumlich sehr ausgedehnte Unterschätzung des von KAMM2 berechneten Referenzwindfeldes durch die Indizes im Rheintal erfolgt (blaue Bereiche in Abb. 7.2(b)).



(a) Fehler können bei hoher Gitterauflösung durch starke Steigungen ($> 17^\circ$, hier durch schwarze Punkte gekennzeichnet) verursacht werden, wie hier für den Fall $\Delta_{625}WS_{37.5}AR_W$ zu sehen.

(b) Bei Südanströmung bestehen starke und großflächige Fehlschätzungen seitens des Orographieindex in der Rheinebene. Hier für die Simulation $\Delta_{1250}WS_{37.5}AR_S$ dargestellt.

Abbildung 7.2: Unterschiedlich verursachte Fehler RF^{INDEX} zwischen Geländeindex „GELEX“ und KAMM2-Simulation in % nach Gl. (7.6). Positive Werte bedeuten Überschätzung, negative Werte Unterschätzung der KAMM2-Referenzwerte durch den Index.

Nach den hier gefundenen Ergebnissen können aus der Orographie abgeleitete Indexwerte exponierte Regionen durchaus darstellen. Daraus abgeleitete Aussagen bezüglich einer Gefährdung von bestimmten Gebieten müssen allerdings kritisch betrachtet werden. Bei flachem Gelände mit moderaten Steigungen kann diesbezüglich eine gute Abschätzung erfolgen. Bei stark gegliedertem Gelände mit einem hohen Anteil an durch Strömungsablösung betroffenen Gebieten ist eine solche Abschätzung nur großflächig gültig und kann nicht alle lokalen Gefährdungen wiedergeben. Hier ist eine Berechnung mit einem numerischen Modell empfehlenswert.

7.3 Abhängigkeit der Windverstärkung von orographischen Kenngrößen

Ein interessanter Ansatz der Untersuchung des Einflusses der Orographie auf das Windfeld wird von Schmoeckel (2006) verfolgt. In dieser Arbeit wird für ein Teilgebiet des Schwarzwaldes durch die Auswertung von Waldschadensdaten auf hohe Windgeschwindigkeiten während des Sturmereignisses Lothar geschlossen und dies in Verbindung mit der Orographie betrachtet. Dabei wird am Wald aufgetretener Schaden auf einen Zusammenhang mit der Höhenlage, der Ausrichtung und der Steigung des Geländes geprüft. Aufgrund der Nähe der Themenbereiche und des untersuchten Gebiets sowie der Tatsache, dass die genannte ebenso wie die vorliegende Arbeit im Rahmen des interfakultativen Graduiertenkollegs „Naturkatastrophen“ entstanden ist, wird dieser Ansatz hier aufgegriffen und die simulierten KAMM2-Windfelder in analogem Vorgehen untersucht.

Dazu wird zunächst die Simulation $\Delta_{625}\text{WS}_{37.5}\text{AR}_W$, also mit $\Delta = 625\text{ m}$, einer geostrophischen Windstärke von 37.5 m/s und der Anströmrichtung aus Westen vom vorigen Abschnitt verwendet. Um eine Untersuchung beispielsweise mit aufgetretenem Windwurf zu simulieren und einen späteren Vergleich mit den Ergebnissen von Schmoeckel zu ermöglichen, wird ein Schwellenwert für die Geschwindigkeit festgelegt, welcher hier einen Schadensfall repräsentiert. Ausgehend von den Gitterpunkten, die diesen Schwellenwert überschreiten, werden diese auf die genannten Geländeeigenschaften geprüft und anteilmäßig mit den gesamt vorhandenen Punkten der jeweiligen Klasse normiert dargestellt.

Als Schwellenwert der Windgeschwindigkeit wird der Wert verwendet, der von einem Anteil von $1/3$ der Gitterpunkte im Gebiet überschritten wird. Dieser Anteil ergibt sich aus der Notwendigkeit, einerseits eine ausreichende Anzahl von Gitterpunkten zu erhalten, welche den Schwellenwert überschreiten, um für jede Klasse genügend Stichproben sicherzustellen, und andererseits einer hohen Windgeschwindigkeit, die das Potential einer Schadensverursachung aufweist. Bei dem verwendeten Beispiel der Simulation $\Delta_{625}\text{WS}_{37.5}\text{AR}_W$ beträgt dieser Schwellenwert 23.3 m/s . Für die auf diesem Wege ermittelten Gitterpunkte werden nun die Werte der Höhenlage, Ausrichtung und Steigung ermittelt. Die Wertebereiche bei der Höhenlage teilen sich ausgehend von 100 m in 100 m -Schritten bis zu einer maximalen Höhe von 1300 m ein. Die Ausrichtung einer Gitterfläche des Geländemodells wird mit den Anteilen des dort ermittelten Normalenvektors bestimmt. Sie wird in 45° -Sektoren eingeteilt nach den Richtungen N, NO, O, SO, S, SW, W, NW und Ebene, also eine Fläche mit überwiegend horizontaler Ausrichtung. Die Hangneigung wird in $2, 5^\circ$ -Schritten von 0° bis 15° eingeteilt.

Für die Untersuchungen wird die mittlere Windgeschwindigkeit verwendet und vereinfachend angenommen, dass sich die maßgebenden Windböen bei homogener Landnutzung ähnlich dazu verhalten. Eine Verwendung der durch das Böenmodell nach 3.3.3 gelieferten Windstärken ist nicht sinnvoll, da das Windfeld zu undifferenziert ist, um befriedigende Ergebnisse zu erhalten (vgl. Ausführungen in Abschnitt 6.2). Nach Hubrig (2004) können bei diesen Geschwindigkeiten und bei Annahme eines Böenfaktors von 2.0 gesunde und stabile Bäume bereits gebrochen und geworfen werden.

In Abb. 7.3 sind die Werte der untersuchten Simulation in Form von Histogrammen aufgetragen. Dargestellt ist der Anteil derjenigen Punkte eines Wertebereichs, welche den Schwellenwert übersteigen (N_{SW}) normiert mit der Gesamtpunktzahl des Wertebereichs (N_{WB}). Bei der Steigung wurde zwischen steigend (positiver) und fallend (negativer Gradient) differenziert, da sich ein unterschiedliches Verhalten zeigt.

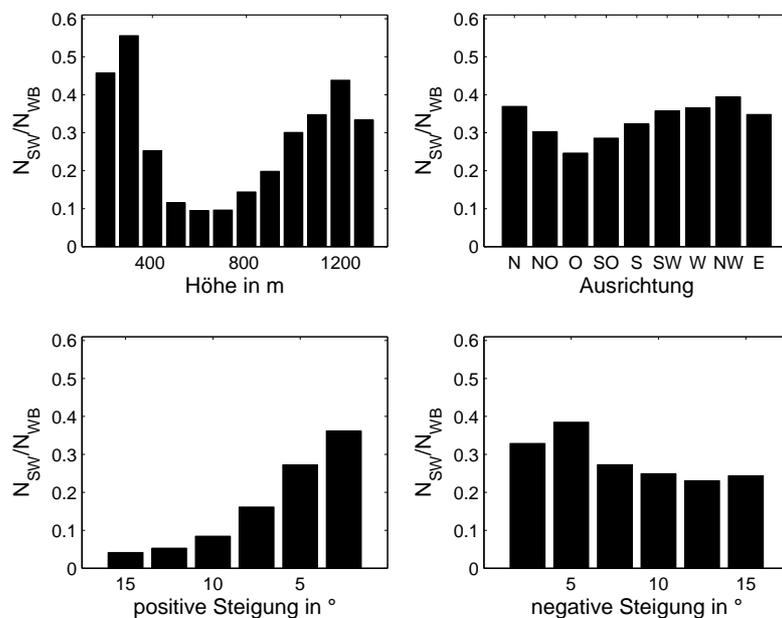


Abbildung 7.3: Verteilung des Verhältnisses von Schwellenwertüberschreitungen zur Gesamtpunktzahl des jeweiligen Wertebereichs über die angegebenen Geländeparameter für die Simulation $\Delta_{625}WS_{37.5}AR_W$.

Dabei fällt auf, dass die Niederungen einen starken Anteil an hohen Windgeschwindigkeiten haben. Dies ist den Tallagen des Rheintals zuzuschreiben, in denen abgesehen vom Abschattungsbereich der Vogesen in der freien Ebene relativ hohe Windgeschwindigkeiten entstehen können. Bei der Ausrichtung ist der Anteil mit zur Windrichtung hin ausgerichteten Flächen erwartungsgemäß stärker betroffen als vom Wind abgewandte Seiten. Erstaunlicherweise hat hier jedoch nicht die westliche sondern die nordwestliche Ausrichtung den größten Anteil. Dies kann dadurch

begründet werden, dass die Erhebungen an der Rheintalseite, wo die Westwinde auftreffen, besonders exponiert und mehrheitlich nordwestlich ausgerichtet sind. Bei der Hangneigung zeigt sich deutlich das unterschiedliche Verhalten bei positiven und negativen Gradienten. Erstere erzeugen bei großen Steigungen deutlich eine blockierende und den Wind abbremsende Wirkung und somit ist der Anteil dieser Klassen entsprechend gering. Bei den negativen Steigungen ergibt sich kein deutliches Signal. Das Maximum liegt bei der Steigungsklasse bis 5° , ansonsten verteilen sich die Anteile in etwa gleich.

Die vorhergehenden Ergebnisse sind für eine homogen verteilte Geländerauhigkeit ermittelt worden. Nimmt man nun reale Verhältnisse an und wertet die Simulation des Orkans Lothar (Abschnitt 6.2) auf analoge Weise aus, ergibt sich das in Abb. 7.4 dargestellte Ergebnis. Zu beachten ist hierbei eine unterschiedliche Gitterauflösung und eine leicht stabile Schichtung. Zudem muss berücksichtigt werden, dass zu den Auswirkungen der Orographie jetzt das Ergebnis durch eine inhomogene Verteilung der Geländerauhigkeit beeinflusst wird.

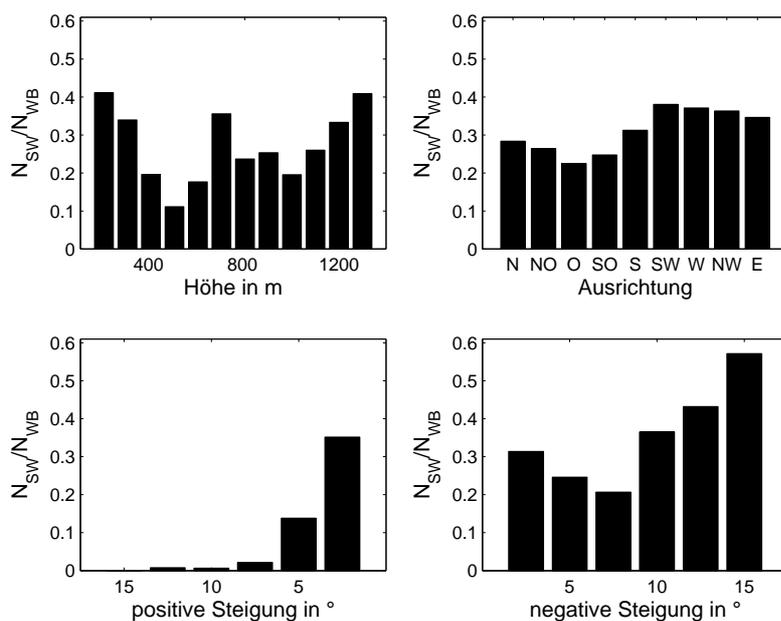


Abbildung 7.4: Verteilungen analog zu Abb. 7.3 für die Simulation des Orkans Lothar aus Abschnitt 6.2.

Bei der Höhenverteilung fällt als deutlichster Unterschied im Vergleich zur vorhergehenden Untersuchung ein Maximum des Anteils bei 700 m auf. Es liegt nahe, dass sich diese Verschiedenheit aufgrund der veränderten Verteilung der Geländerauhigkeit ergibt. Auch bei der Betrachtung der Richtung ergeben sich leichte Unterschiede zum vorigen Resultat, die wohl hauptsächlich der im Gegensatz zu oben stabilen thermischen Schichtung zuzuschreiben sind. Eine gesteigerte Ten-

denz zur Umströmung der Hindernisse und eine Leeverlagerung des Windmaximums führen zu einer gewissen Nivellierung der Verteilungen. Ein deutlicher Unterschied ist auch bei Auswertung der Hangneigungen zu erkennen. Der vorhin beschriebene Effekt bei den positiven Steigungen tritt hier noch deutlicher zu Tage. Bei den negativen Steigungen ist nach einem kleinen Abfall der Anteile bis 7.5° ein klarer Anstieg bei größeren Steigungen zu erkennen.

Bei allen bisherigen Untersuchungen ist eine Beeinflussung durch die das Gelände dominierende Struktur des Rheintals wahrscheinlich. Durch eine Beschränkung des Gebiets auf einen Ausschnitt des Schwarzwaldes soll nun ausschließlich bergiges Gelände behandelt werden. Als Datengrundlage wird dabei die eben schon verwendete Lothar-Simulation herangezogen, mit einem Gebietsausschnitt, der sich in Nord-Süd-Richtung in etwa von Freiburg bis südlich von Karlsruhe erstreckt sowie in Ost-West-Richtung einen ca. 50 km breiten Streifen des Schwarzwaldes abdeckt. Da dieser Gebietsausschnitt weitestgehend dem in Schmoeckel (2006) untersuchten Gebiet entspricht, bietet sich ein Vergleich beider Ergebnisse an.

Bei diesem Vergleich sind einige Unterschiede zu berücksichtigen, insbesondere der Unterschied in der Geländeauflösung. Das von Schmoeckel zur Anwendung gekommene Geländemodell des Untersuchungsgebietes besitzt mit 50 m eine vielfach feinere Auflösung, als das bei der numerischen Simulation verwendete (1000 m) und kann deshalb weitaus detailliertere Ergebnisse liefern. Andererseits werden bei der Untersuchung der Waldschadensgebiete auch nur bewaldete Flächen berücksichtigt, während bei den numerischen Ergebnissen das gesamte Gebiet als Untersuchungsgrundlage verwendet wird. Das Ergebnis aus der Auswertung der Simulation bleibt auch unbeeinflusst von unterschiedlichen Baumfestigkeiten und Standortsspezifischen Merkmalen wie Bodenbeschaffenheit.

Trotz dieser Unterschiede zeigt der Vergleich einige Gemeinsamkeiten (siehe Abbildungen 7.5 und 7.6). Bei der Höhenverteilung kann bei den Simulationsergebnissen wie auch in Schmoeckel eine Einbuchtung bei den mittleren Höhen beobachtet werden, welche bei der Simulation allerdings etwas in Richtung der niedrigeren Höhengniveaus verschoben ist. Der sinkende Anteil ab 900 m stimmt mit den Beobachtungen von Schmoeckel überein. Für höhere Lagen zeigt sich bei den Simulationen aber ein starker Anstieg bis 1300 m , welcher bei der Schadensauswertung nicht vorhanden ist, was sich aber mit dem fehlenden Forstbestand ab einer Höhe von 1100 m begründet (vgl. Schmoeckel, 2006). Bei den Höhenbereichen von $100\text{ m} - 200\text{ m}$ fällt ein großer Unterschied auf. Allerdings ist auch hier, wie schon bei den hohen Lagen ab 1100 m , bei Schmoeckel der untersuchte Anteil dieses Bereiches klein und damit nur ein kleiner Stichprobenraum vorhanden, welcher das Ergebnis verzerren kann. Bei der Verteilung der Ausrichtung sind bei der KAMM2-Simulation die Richtungen

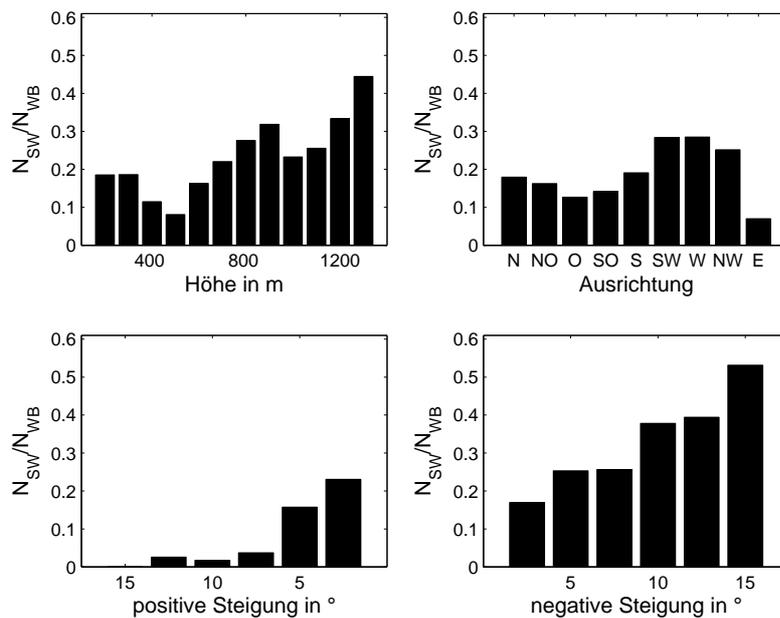


Abbildung 7.5: Wie in Abb. 7.4 für ein Teilgebiet mit bergigem Gelände zum Vergleich mit den Ergebnissen nach Abb. 7.6.

NW, W und SW anteilmäßig am stärksten vertreten. Maßgebender Unterschied zu Schmoeckel ist, dass dort die südwestlichen Richtungen kaum, dafür aber auch die südöstlichen Ausrichtungen, also der Leebereich, stark vertreten ist. Letzteres würde auf eine stabilere Schichtung als die in der Simulation angenommene und damit verbunden auf eine Leeverlagerung der Windmaxima hindeuten. Bei der Hangneigung ist bei den positiven Gradienten ein analoger Effekt wie schon oben beschrieben zu sehen. Die negativen Gradienten haben eine Tendenz zu verstärkter Überschreitung des Schwellenwerts bei größeren Steigungen. Fasst man die positiven und negativen Steigungswerte zusammen und trägt die Ergebnisse in 5°-Schritten auf, so erhält man qualitativ ein analoges Bild wie bei Schmoeckel mit einem stetigen Anstieg bis 15° (siehe Abb. 7.7).

Mit Hinblick auf die stark unterschiedliche Auflösung und die weiteren Unterschiede der beiden Ansätze sind, bis auf die Unterschiede in der Ausrichtung, zufrieden stellende Übereinstimmungen oder erklärable Unterschiede feststellbar. Allerdings muss hinsichtlich der teilweise deutlichen Unterschiede bei verschiedenen Gebietsvorgaben und unterschiedlichen Geländerauhigkeiten eine Verallgemeinerung der Aussagen in Frage gestellt und die Ergebnisse im Kontext der lokalen Gegebenheiten betrachtet werden. Lediglich der Zusammenhang zwischen steigendem negativen Gradienten und sinkendem Anteil an Überschreitungen des Schwellenwerts zeigt sich bei allen Auswertungen deutlich.

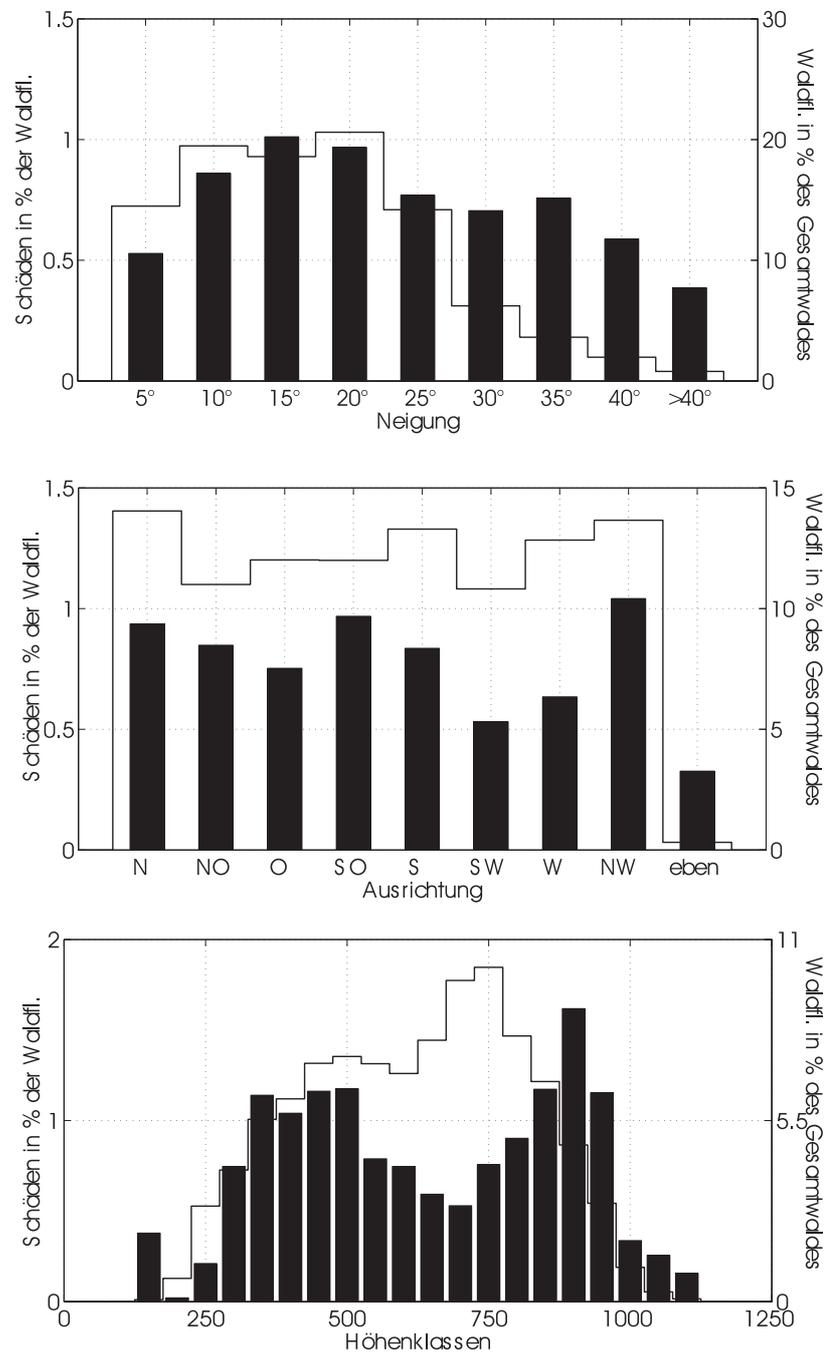


Abbildung 7.6: Ergebnisse aus Schmoeckel (2006) zum Vergleich mit der KAMM2-Simulation des Gebietes (Abb. 7.5). Die schwarzen Balken (Schäden der Waldfläche) sind der linken Hochachse zugeordnet. Sie wurden mit der Verteilung der gesamten Waldfläche über die Geländeklassen (weiße Balken) normiert.

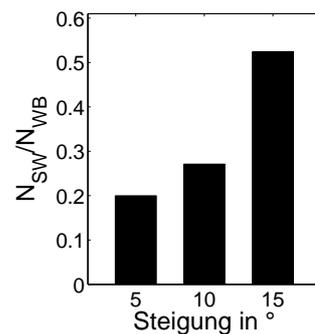


Abbildung 7.7: Anpassung der Schrittweite der Steigungsverteilung nach Abb. 7.6 und Zusammenfassung von positiven und negativen Steigungen.

7.4 Abhängigkeit der Windverstärkung von orographischen Grundstrukturen

Ein besseres Ergebnis hinsichtlich des Zusammenhangs zwischen den orographischen Eigenschaften und den Eigenschaften des Windfeldes ermöglicht die Erkennung und Klassifizierung von orographischen Grundstrukturen. Analog zu Schmoeckel wurde auch hier die Methode der Geländecharakterisierung auf Grundlage einer polynomialen Annäherung des Geländes verwendet. Hierfür wird durch die Definition eines Rechtecks mit entsprechender Seitenlänge an Gitterpunkten im digitalen Höhenmodell für die dadurch entstehende Fläche ein Polynom angenähert. Gegenüber Schmoeckel wird die Methode aber um einige Faktoren ergänzt. So wird neben einer Erkennung und Einteilung in konvex und konkav gekrümmtes Gelände zusätzlich anhand dieser Krümmungen eine Klassifizierung in charakteristische Geländestrukturen vorgenommen. Zur Definition der klassifizierten Grundstrukturen sei hier auf die Ausführungen im Grundlagenkapitel (Abschnitt 2.2.2) und die dortigen Abbildungen 2.5 sowie 2.6 verwiesen.

Die Aufgabe ist es nun, auf der einen Seite in komplexem Gelände eine Reduktion auf die genannten, orographischen Grundstrukturen zu erreichen und auf der anderen Seite diese mit dem resultierenden Windfeld in Verbindung zu bringen. Bei den gerichteten Strukturen Tal, Bergrücken und Sattel ist zudem eine Erkennung von deren Ausrichtung gegenüber der Windgeschwindigkeit von hoher Bedeutung. Wie in Abschnitt 5.1 beschrieben, kann beispielsweise bei einer Talüberströmung eine variierende Anströmrichtung unterschiedliche Strömungszustände und Modifikationen der Windgeschwindigkeit verursachen.

Als zusätzliche Erweiterungen gegenüber dem Vorgehen in Schmoeckel ist eine skalenunabhängige Formulierung der Methode zu nennen. Da die Geländestrukturen unterschiedliche Ausdehnungen besitzen und zudem ineinander eingebettet auftreten

ten können (vgl. Abb. 7.8), ist es wichtig, eine skalenunabhängige Formulierung zur Bestimmung des an das Gelände anzupassenden Polynoms zu formulieren. Eine

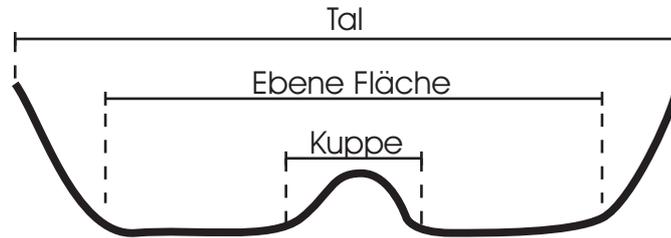


Abbildung 7.8: Abhängig von der betrachteten Skala unterschiedlich klassifizierte Geländestrukturen in komplexem Gelände.

ausführliche Beschreibung der für die eben dargestellten Ziele der Geländeanalyse verwendeten Methoden findet sich in Anhang A.4.

Die Auswertung der Auswirkungen der klassifizierten Strukturen auf die Windgeschwindigkeit gestaltet sich indes etwas unterschiedlich zu der oben verwendeten Methode. Hier wird nicht, wie oben stehend, die Abhängigkeit einer zu überprüfenden Geländeeigenschaft von der Überschreitung eines Schwellwertes angegeben. Dafür wäre bei der hier verwendeten Geländeklassifizierung der Stichprobenraum bei nur wenigen erkannten Strukturen mit einer insgesamt kleinen Anzahl an Gitterpunkten zu begrenzt. Zudem sind hier Angaben hinsichtlich eines Schwellwertes schwierig, da das Niveau der Windgeschwindigkeit in Senken bzw. Tälern allgemein niedriger sein dürfte als im Mittel, und für Bergrücken bzw. Kuppen entsprechend höher, weshalb sich ein Schwellenwert nach Art der Struktur richten müsste. Deshalb wird im Folgenden unter Verwendung der Simulation $\Delta_{625}WS_{37.5}AR_W$ die unmittelbare Abhängigkeit einer Geländeeigenschaft zur Windgeschwindigkeit dargestellt. Letztere wird mit der mittleren Geschwindigkeit des Gesamtgebiets

$$\overline{v_N} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=0}^N v_i \quad (7.7)$$

normiert mit N als Gesamtzahl der Gitterpunkte und v_i als der Geschwindigkeit an jedem Gitterpunkt.

Die Klassifizierung in Geländestrukturen mit der im Anhang A.4 ausgeführten Methode ergibt für das Simulationsgebiet für die Strukturen Täler bzw. Rücken in einer Skala um 4 km die in Abb. 7.9 dargestellten Ergebnisse. Zu sehen sind entsprechend Täler und Bergrücken mit einer Ausdehnung in diesem Größenbereich. Die farbliche Darstellung gibt die Ausrichtung der erkannten Strukturen wieder, wobei 0° eine senkrechte und 90° eine parallele Ausrichtung zur vorgegebenen westlichen Anströmung bedeutet.

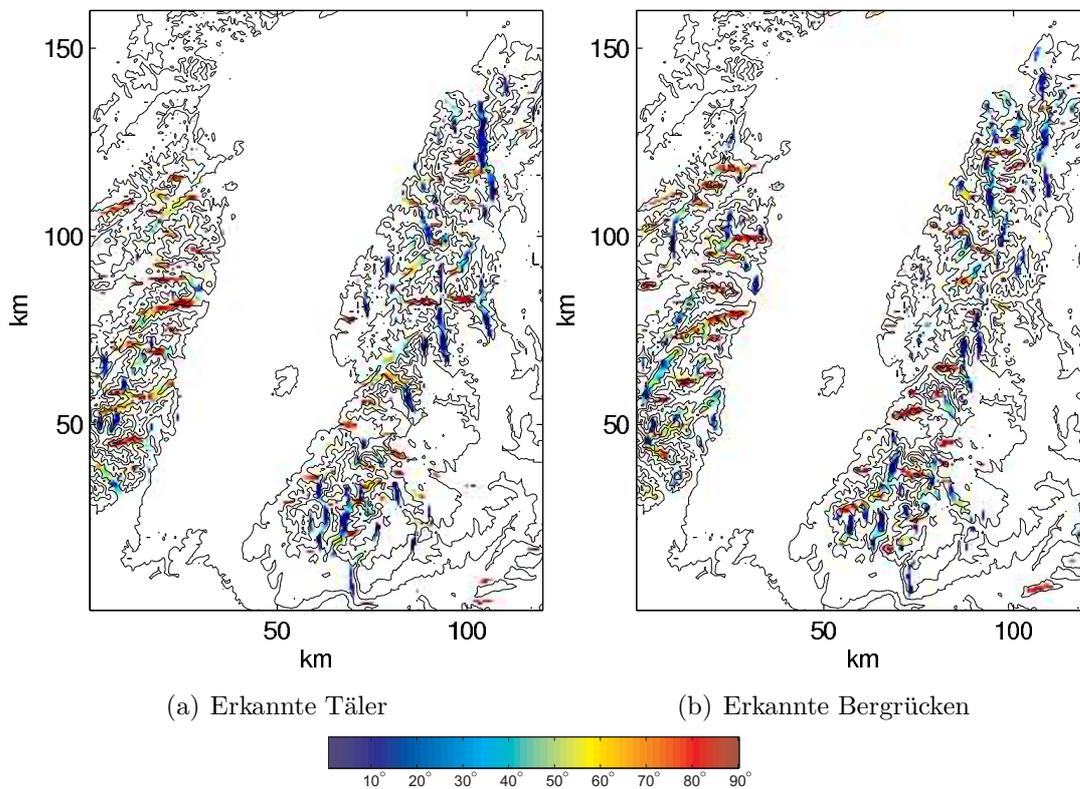
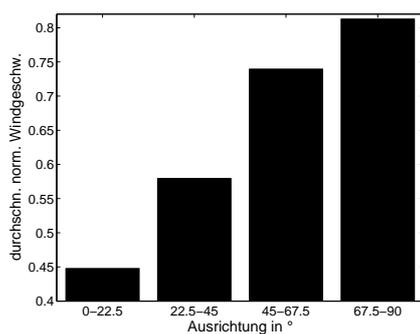
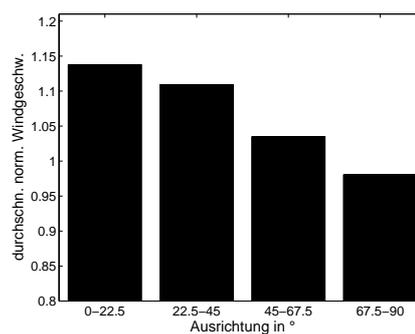


Abbildung 7.9: Automatische Erkennung von Geländestructuren in der Skala um 4 km . Die Ausrichtung der erkannten Strukturen in $^\circ$ ist farblich gekennzeichnet. Dabei ist 0° Nord-Süd und 90° Ost-West ausgerichtet.



(a) Verteilung für Täler nach Abb. 7.9(a).



(b) Verteilung für Bergrücken nach Abb. 7.9(b).

Abbildung 7.10: Darstellung der mit $\overline{v_N}$ normierten, durchschnittlichen Windgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Ausrichtung der nach Abb. 7.9 erkannten Geländestructuren. Die Ausrichtung wird in 22.5° -Schritte zusammengefasst, mit $0^\circ =$ senkrecht und $90^\circ =$ parallel zur Windrichtung.

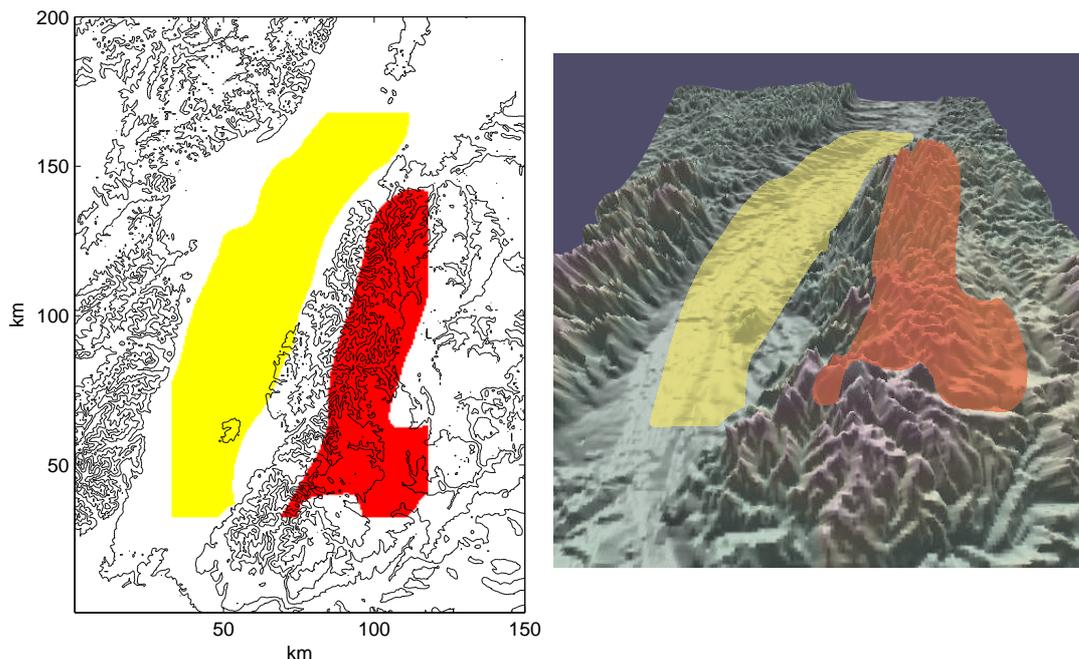
Die Abbildungen 7.10(a) und 7.10(b) zeigen die Verteilung der mit $\overline{v_N}$ normierten, durchschnittlichen Windgeschwindigkeiten für Täler und Bergrücken in einer Skala von ca. 4 km. Dabei wird bei den jeweiligen Ausrichtungen der Geländestrukturen in 22.5°-Schritten unterschieden. Hierbei ist bei beiden Strukturen ein deutlicher Zusammenhang zwischen der Ausrichtung und den Windgeschwindigkeiten erkennbar. Parallel zur Windgeschwindigkeit ausgerichtete Täler übersteigen die Werte von senkrecht ausgerichteten Tälern durchschnittlich um fast das Doppelte. Ein Vergleich mit Abb. 5.8 aus Abschnitt 5.1 bestätigt diese Werte. Analog, aber mit entgegen gerichteten Vorzeichen und weniger stark fällt das Ergebnis bei den Bergrücken aus. Hier beträgt das Verhältnis der normierten Windgeschwindigkeit von senkrechter zu Windparalleler Ausrichtung im Durchschnitt etwa 16%. Sehr deutlich fällt das Verhältnis bei den Strukturen Senke und Bergkuppe aus. Für Letztere ergibt sich im Durchschnitt ein Wert von 1.2, welcher damit um über das Doppelte über dem Wert für die Senken liegt (0.48). Sattelstrukturen treten häufiger auf kleineren Skalen auf, weshalb sie in dieser Betrachtung nicht berücksichtigt werden.

Bei starker Vergrößerung der betrachteten Skala auf etwa 50 km ergibt sich für Täler bzw. Rücken das in Abb. 7.11 gezeigte Ergebnis. Hier werden nur die größten Strukturen erfasst und auf diese Weise das Rheintal sowie der Schwarzwald als Rückenstruktur erkannt. Auf dieser Skala sind nur noch sehr geringe Unterschiede beim Vergleich der Windgeschwindigkeiten von Tal- und Rückenlagen feststellbar, da es mit zunehmender Skala zu einer Vermischung der Einflüsse kommt. So existieren im Rheintal jenseits der abgeschatteten Bereiche auch solche, wo es aufgrund fehlender Hindernisse zu hohen Windgeschwindigkeiten kommt.

Werden die Histogrammwerte für mehrere Skalenbereiche ausgewertet, so wird dieses Verhalten deutlich. Abb. 7.12 fasst die sich ergebenden Durchschnittswerte für die angegebenen Geländestrukturen auf unterschiedlichen Skalenbereichen zusammen. Dabei zeigt sich eine deutliche Annäherung und sogar Überschneidung der Werte mit zunehmender Skala. Danach ist ab einem Skalenbereich von etwa 30 km keine relevante Information mehr aus Tal- und Rückenstrukturen sowie deren Ausrichtung zu erhalten.

Interessant in diesem Zusammenhang ist sicherlich die Frage, wie sich gleiche oder auch verschiedene Strukturen auf unterschiedlichen Skalen am selben Ort auf das Windfeld auswirken. Beispiele für solche Überschneidungen von Strukturen auf verschiedenen Skalen mit Angabe der mit $\overline{v_N}$ normierten Windgeschwindigkeit an den entsprechenden Punkten werden in Abb. 7.13 gezeigt.

Um eine solche Auswertung automatisiert zu verarbeiten, können je nach Art und gegebenenfalls auch Richtung der erkannten Struktur Werte vergeben werden, z.B.



(a) Erkannte Täler (gelb) und Bergrücken (rot). (b) Zur Verdeutlichung das selbe Ergebnis wie links in der dreidimensionalen Ansicht (Grafik erstellt mit dem Landserf-GIS System).

Abbildung 7.11: Automatische Erkennung von Geländestrukturen in einer sehr großen Skala um 65 km .

nach:

$$O_{gew} = \sum_{Skala} W_O(Skala, Struktur) \cdot Ri_O(Skala, Struktur) \quad (7.8)$$

wobei W_O ein Gewichtungswert für die erkannte Struktur und Ri_O der Richtungseinfluss der entsprechenden Struktur jeweils in Abhängigkeit der zugehörigen Skala ist, was einen gewichteten orographischen Einfluss O_{gew} ergibt. Die Werte von W_O sowie von Ri_O können z.B. aus der vorhergehenden Untersuchung wie in Abb. 7.12 gezeigt gewonnen werden. Auf Grundlage der in Abb. 7.12 gezeigten Abhängigkeit der gerichteten Strukturen Tal und Rücken von ihrer Orientierung zur Windrichtung kann dieser Einfluss näherungsweise durch die Interpolation der auftretenden Maximal- bzw. Minimalwerte berücksichtigt werden.

Eine auf diese Weise nach Gl. (7.8) durchgeführte Berechnung in einem Skalenbereich von 1.8 km bis 28 km ergibt das in Abb. 7.14(a) gezeigte Bild. Stellt man diese Werte den höchsten aufgetretenen Windgeschwindigkeiten der Simulation (> 1.3 der normierten Geschwindigkeit bzw. $> 27 \text{ m/s}^{\text{IV}}$) gegenüber (vgl. Abb. 7.14(b)),

^{IV}Damit bewegt man sich in einem Geschwindigkeitsbereich, bei dem bei längerer Einwirkung größere Schäden zu erwarten sind. Nach Stathers et al. (1994) werden bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von 30 m/s über einen Zeitraum von 10 Minuten die meisten Bäume geschädigt.

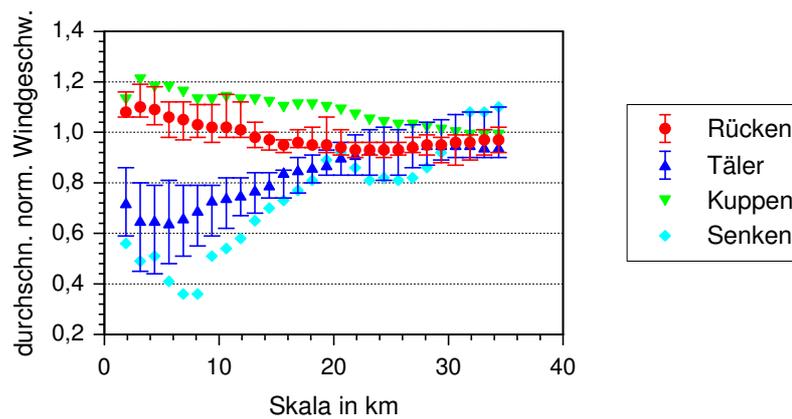


Abbildung 7.12: Durchschnittliche Werte der mit $\overline{v_N}$ normierten Windgeschwindigkeit für verschiedene Geländestrukturen in Abhängigkeit der betrachteten Skala. Bei Tälern und Rücken sind zusätzlich die durchschnittlich auftretenden Maximal- bzw. Minimalwerte in der jeweiligen Skala angetragen.

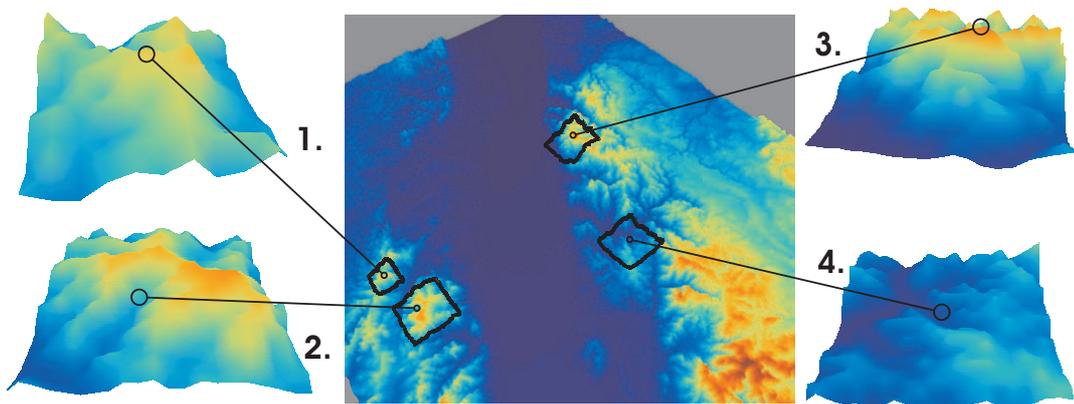
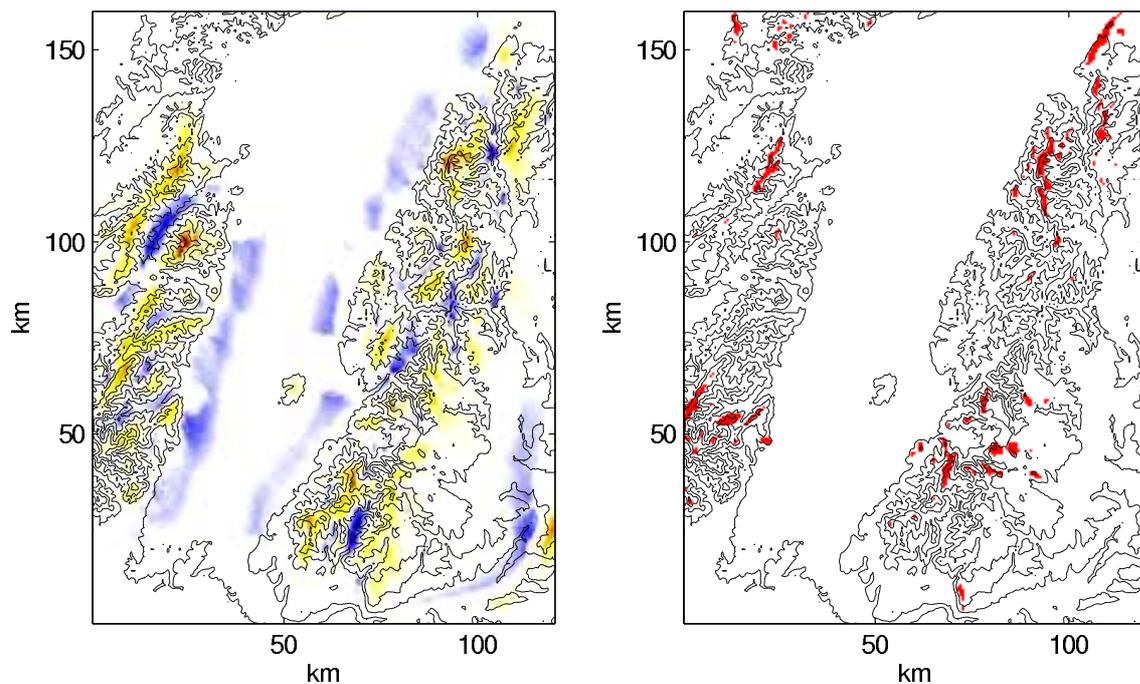


Abbildung 7.13: Beispiele für sich auf unterschiedlichen Skalen überlagernde Geländestrukturen (Grafik erstellt mit dem SAGA-GIS System).

Nr.	Beschreibung	norm. Geschw.
1.	Rücken auf kleiner Skala und Rücken auf großer Skala, beide senkrecht zur Anströmrichtung.	1.36
2.	Zur Anströmungsrichtung parallel orientiertes Tal auf kleiner Skala und senkrecht orientierter Rücken auf großer Skala.	1.29
3.	Kuppe auf kleiner Skala und senkrecht orientierter Rücken auf großer Skala.	1.50
4.	Senkrechtes Tal auf kleiner Skala und Senke auf großer Skala.	0.60

so lassen sich in vielen Bereichen Übereinstimmungen erkennen. Gerade an Stellen, wo auf größerer Fläche der Wert von 27 m/s überschritten wurde, sind auch nach Gl. (7.8) hohe Werte berechnet worden (gelbe und rote Bereiche). In stark abge-

schatteten Bereichen (blaue Färbung) treten keine hohen Windgeschwindigkeiten auf. Größere Differenzen sind im Nordwesten zu sehen, wo im Randbereich mehrere kleinere Bereiche mit hoher Windgeschwindigkeit existieren. Des Weiteren wurde aus der Orographie im Südwesten der Bereich eines größeren Bergrückens mit hohem Wert errechnet, wo allerdings keine extremen Windgeschwindigkeiten simuliert wurden.



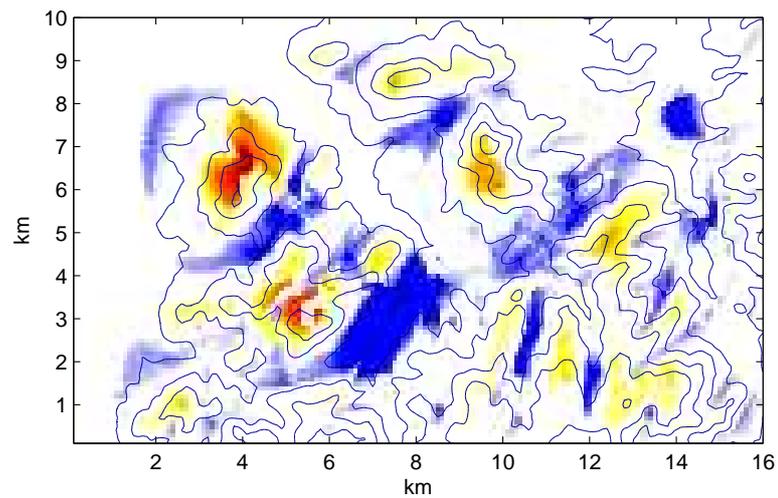
(a) Werte nach Gl. (7.8): Gelbe und rote Farbtöne für hohe Werte ($\Delta v > 1.0$), blaue für niedrige Werte ($\Delta v < 1.0$). (b) Gebiete hoher Windgeschwindigkeit mit $v > 27 \text{ m/s}$.

Abbildung 7.14: Gegenüberstellung von nach Gl. (7.8) berechneten Werten und Windextrema der Simulation $\Delta_{625}\text{WS}_{37.5}\text{AR}_W$.

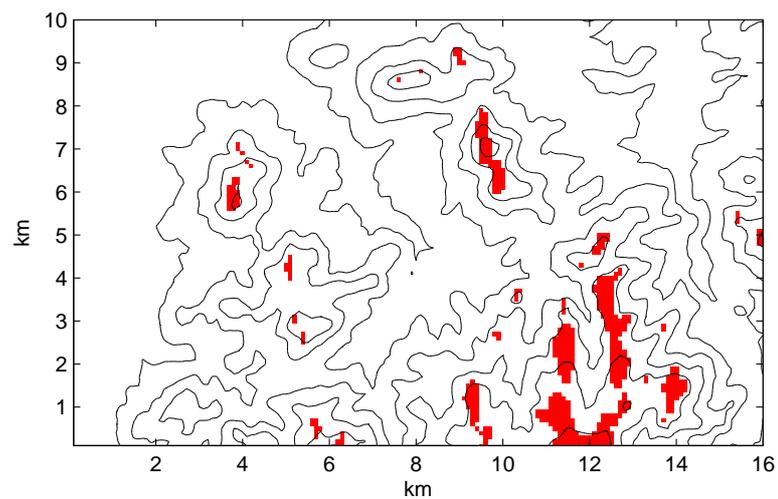
Dieses Vorgehen lässt allerdings auch unklassifizierte Bereiche zurück, so dass sich kein flächendeckender Wert wie bei den Orographieindizes aus Abschnitt 7.2 ergibt. Auch erfolgt keine quantitative Aussage darüber, wie stark eine erkannte Struktur ausgeprägt ist. Diese Information geht nur indirekt über die betrachtete Skala ein. Allerdings zeigt der Vergleich auch, dass dieser Ansatz durchaus eine realistische Gefährdungsabschätzung liefern kann. Da es sich hier um eine exemplarische Untersuchung handelt, müssten die gewonnenen Erkenntnisse durch andere Gebiete und noch höher aufgelöste Simulationen geprüft werden, um eine allgemein anwendbare Aussage treffen zu können. Beispielsweise könnte zur Weiterentwicklung zunächst bei gleichem Gebiet mit höherer Auflösung simuliert und dann durch ein analoges Vorgehen die Ergebnisse mit anderen Gebieten verglichen werden.

Um grundsätzlich die Möglichkeit eines Einsatzes auf einer feineren Skala ab-

zuschätzen, wird abschließend das eben beschriebene Vorgehen anhand der hoch aufgelösten Simulation aus Abschnitt 6.3 wiederholt. Der Wert nach Gl. (7.8) wird bestimmt und mit den Spitzenwerten der Simulation nach Abb. 6.9 gegenübergestellt.



(a) Werte nach Gl. (7.8): Gelbe und rote Farbtöne für hohe Werte ($\Delta v > 1.0$), blaue für niedrige Werte ($\Delta v < 1.0$).



(b) Gebiete hoher Windgeschwindigkeit mit $v > 24$ m/s.

Abbildung 7.15: Gegenüberstellung von nach Gl. (7.8) berechneten Werten und Windextrema der Simulation aus Abschnitt 6.3.

Beim Vergleich (siehe Abb. 7.15) fallen größere Abweichungen am unteren Rand auf, wo hohe Windgeschwindigkeiten simuliert werden, aber keine hohen Werte nach Gl. (7.8). Es zeigen sich aber auch viele Regionen, in denen potentiell starke Windgeschwindigkeiten durch Gl. (7.8) gut wiedergegeben werden. In den blau gefärbten Bereichen treten wie auch vorhin keine extremen Windgeschwindigkeiten auf. Dies ermutigt zu weiteren Untersuchungen auf anderen Skalenbereichen.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit ist das atmosphärische Simulationsmodell KAMM2 auf Starkwind-situationen angewendet worden.

Um KAMM2 für Starkwindsimulationen zu optimieren, waren zunächst einige methodische Anpassungen des Modells notwendig. Eine Modifikation der Rand- und Anfangsbedingungen reduzierte die bei Starkwindsimulationen auftretenden und in Abschnitt 3.3 beschriebenen Fehler. Gleichzeitig erreichten diese Modifikationen auch eine Verringerung der bei Starkwindsimulationen gesteigerten Dauer des Einschwingvorgangs. Die Implementierung des von Brasseur (2001) vorgeschlagenen Böenmodells erlaubt eine Bestimmung der Spitzenwindgeschwindigkeiten.

Die Qualität der Modellergebnisse für eine stabil geschichtete Bergüberströmung ist nach einem Vergleich mit dem Ansatz von Queney (in Smith, 1979) innerhalb des von dieser Theorie beschreibenden Anwendungsbereichs als gut zu bewerten. Der Vergleich einer KAMM2-Simulation für eine neutrale Bergüberströmung mit den Ergebnissen des Messexperimentes am Askervein-Hügel (Taylor und Teunissen, 1985) brachte sehr gute Resultate. Dabei erwies sich das $k-\epsilon$ -Modell für den Fall mit größeren Hangneigungen gegenüber dem Mischungsweg-Ansatz als deutlich bessere Alternative. Defizite in der Beschreibung der Windgeschwindigkeit durch den vereinfachenden Ansatz nach Jackson und Hunt (1975) für stärker geneigte Erhebungen wurden hier deutlich.

Bei den Simulationen über idealisierten Tälern konnte gezeigt werden, dass auch Talformen als Ursache für Strömungsbeschleunigungen wirken können. Bei dem untersuchten Tal mit einem im Verhältnis zur Höhe breiten Talboden sind davon vor allem die Talränder betroffen. Die Ausprägung der größten Beschleunigungen ist hier für stabil geschichtete und senkrechte Anströmungen größer als für neutrale und schräge Anströmungen. Für ein Tal mit stark geneigten Talkanten und einem im Verhältnis zur Höhe schmalen Talboden entwickeln sich zwei Wirbelrollen. Bei

einer weiteren Verengung des Talbodens vereinigen sich diese zu einer einzigen Wirbelrolle, welche am Talboden lokal sogar leicht höhere Geschwindigkeiten als im ungestörten Bereich des Talrands verursacht. Der Vergleich mit Messungen belegt eine qualitative Übereinstimmung.

Die Simulation von Fallwinden über einem Bergrücken zeigte sehr hohe Beschleunigungen bei einer stark stabil geschichteten Atmosphäre. Die beobachtete, deutliche Abhängigkeit von Froude-Zahl und den berechneten Beschleunigungen für verschiedene Berghöhen belegen die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf andere Skalenbereiche.

Die Überströmung von Erhebungen mit hoher Geländeneigung ist teilweise durch ein stark nichtlineares Verhalten charakterisiert. Für Fälle, bei denen gerade Strömungsablösungen bei einer Bergüberströmung auftreten, konnte eine gute Übereinstimmung mit einer analytischen Beschreibung nach Wood (1995) gefunden werden. Abhängig vom angenommenen Bewuchs und der Hügelgeometrie ergaben sich für dreidimensionale Simulationen kritische Hangneigungen, ab welchen Strömungsablösung auftritt, von etwa 13° bis 22° . Bereiche von bereits abgelöster Strömung entziehen sich allerdings dieser analytischen Beschreibung, weshalb eine Untersuchung der Einflussgrößen für diesen Zustand folgte. Dabei konnte ein deutlicher Einfluss der Geländesteigung im Luvbereich sowie der seitlichen Ausdehnung senkrecht zur Anströmrichtung der Erhebung auf die Intensität der Strömungsablösung festgestellt und quantifiziert werden. Es wurde zudem gezeigt, dass eine vom Untergrund abgelöste Strömung die turbulente kinetische Energie und damit die Böigkeit erhöht. Diese Erhöhung ist noch weit im Lee des Hindernisses wirksam.

Für die in Kapitel 6 nachfolgenden Untersuchungen über gegliedertem Gelände konnte am Beispiel des Extremereignisses „Lothar“ eine sehr zufrieden stellende Übereinstimmung mit gemessenen Werten gefunden werden. Aufgrund einer offenbar zu gering stabilen Berechnung der Schichtung durch KAMM2 waren die durch das Böenmodell bestimmten Werte im Vergleich zu den Messwerten allerdings sehr hoch und erreichten erst nach einer Anpassung des Böenmodells eine realistische Übereinstimmung. Die Berechnung für ein hochaufgelöstes Teilgebiet unterstrich die Bedeutung der verwendeten Gitterauflösung, insbesondere für die simulierten lokalen Windrichtungsänderungen. Die Auswertung des resultierenden Windfeldes konnte für verschiedene Bereiche des simulierten Gebietes einen Zusammenhang zwischen den auftretenden Windgeschwindigkeiten und den topographischen Gegebenheiten herstellen. Durch diese heuristische Herangehensweise lassen sich allerdings nur schwer allgemein gültige Aussagen ableiten. Zu diesem Zweck wurden deshalb im abschließenden Kapitel entsprechende Untersuchungen von Simulationen über

komplexem Gelände durchgeführt.

Auf der Grundlage einer Überprüfung der Gültigkeit der Rossby-Ähnlichkeit, welche für die ausgewerteten Simulationen als erfüllt angesehen werden kann, wurden zunächst vereinfachte Methoden der Abschätzung der durch Starkwind gefährdeten Regionen mit KAMM2-Simulationen verglichen. Diese Vergleiche verdeutlichten für grobe Auflösungen des Geländemodells die gute Wiedergabe der Windverhältnisse durch die vereinfachten Betrachtungen. Mit zunehmender Verfeinerung des Gitters nahm aber auch der Fehler durch die Abschätzung zu. Daran anschließend erfolgte eine Untersuchung des Einflusses orographischer Kenngrößen auf das Auftreten von extremen Windgeschwindigkeiten. Diese Untersuchung ergab allerdings eine starke Abhängigkeit der Ergebnisse von der Wahl des Ausschnitts, weshalb ein Rückschluss durch diese Parameter auf die Windspitzen kritisch zu bewerten ist.

Deshalb wurde in einem letzten Schritt ein neuer Ansatz auf der Grundlage einer Klassifizierung von orographischen Grundstrukturen in komplexem Gelände entwickelt. Ausgangspunkt ist die Frage, wie sich durch die Grundstrukturen Hügel, Senke, Bergrücken und Tal ergebenden Änderungen des Windfeldes auf die durch komplexes Gelände verursachten Änderungen übertragen lassen und wie weit quantitative Aussagen des Einflusses dieser Grundstrukturen auf Windverstärkungen möglich sind. Durch eine Bewertung der Strukturen an sich, deren Überlagerung auf unterschiedlichen Skalen und deren Ausrichtung gegenüber der Anströmrichtung wurde ihr Einfluss auf die Ausbildung von extremen Windgeschwindigkeiten bestimmt. Dabei ließen sich deutliche Signale für Windverstärkungen bzw. -abschwächungen feststellen, die auch durch die idealisierten Versuche in Kapitel 5 bzw. den Ansatz der linearen Bergüberströmung nach Anhang A.2 bestätigt werden. Durch dieses Vorgehen wurde anhand von zwei Beispielen die Lokalisierung von Bereichen mit einer erhöhten Gefährdung durch Starkwind gezeigt und mit den Ergebnissen von KAMM2-Berechnungen verglichen.

Dieser Ansatz überbrückt die Diskrepanz, welche durch die schwer auf reales Gelände zu übertragenden Ergebnisse aus den idealisierten Versuchen einerseits und aus der sehr spezifischen Information bei Simulationen über komplexem Gelände andererseits entsteht. Da bei dieser Klassifizierung von orographischen Strukturen jedoch noch nicht die Ausprägung einer erkannten Struktur bestimmt wurde, also beispielsweise die konkreten geometrischen Werte wie die Höhe H oder die Halbwertslänge L eines Berges, wurden alle Mitglieder einer Kategorie gleich gewichtet, egal wie stark eben diese Ausprägung war. Ließe man hier noch die Information über geometrische Werte (z.B. H/L für Erhebungen) einfließen und würde zusätzlich nach diesen differenzieren, könnte das Ergebnis sicherlich noch verbessert werden. Damit wäre auch eine direkte Übertragbarkeit von Ergebnissen aus idealisierten Versuchen auf

komplexes Gelände möglich.

Dieser zusammenfassenden Einschätzung der erhaltenen Ergebnisse soll abschließend eine kritische Bewertung zum Verhalten von KAMM2 bei der Simulation von Starkwind angefügt werden. So bestehen noch einige unphysikalische Störungsmuster, welche nur teilweise reduziert bzw. eliminiert werden konnten und ein differenziertes Vorgehen erforderlich machten. So zeigten sich Simulationen über gegliedertem Gelände, von Randeffekten abgesehen, weitgehend stabil, während bei idealisierten Simulationen und dabei insbesondere bei stabil geschichteter Talüberströmung gehäuft Probleme auftraten. Eine Untersuchung der Ursachen konnte Schwächen bei allgemein verwendeten Methoden aufzeigen. So ist z.B. die Behandlung der seitlichen Ränder durch die in Abschnitt 3.1.3 beschriebene Ausstrahlungsbedingung unbefriedigend, da viele Störungen nicht abgeleitet werden und die Randbereiche der Simulationen immer wieder fragliche Ergebnisse darstellten. Hier ist eine Verbesserung in der Methode notwendig.

Der erhebliche Rechenaufwand von hochaufgelösten Simulationen gerade bei Starkwindsimulationen (vgl. Diskussion in Abschnitt 6.3) ist für Probleme in stark gegliedertem Gelände mit großen Hangneigungen gerechtfertigt. Demgegenüber können vereinfachende Verfahren wie das von Jackson und Hunt (1975) vorgeschlagene, statistische Betrachtungen wie die Windzoneneinteilung in der DIN 1055-4 (2005) oder aus der Geländehöhe abgeleitete Indizes wie in Abschnitt 7.2 ausgeführt, keine vollständige Beschreibung der sich ergebenden Strömungsprozesse und Windverstärkungen in hoher Auflösung liefern. Diese Feststellungen werden mit den Untersuchungen in Kapitel 5 und Kapitel 7 unterstrichen.

Anhang A

Anhang

A.1 Numerische Umsetzung von KAMM2

Hier werden die in dieser Arbeit erwähnten Methoden von KAMM2 umrissen. Ausführlichere Beschreibungen zur numerischen Umsetzung von mesoskaligen Modellen finden sich in Pielke (1994) bzw. die wichtigsten Punkte für KAMM2 in Baldauf (2003).

Rechengitter

KAMM2 verwendet ein Geländefolgendes Koordiantensystem. Dazu wird der durch die Orographie begrenzte Unterrand auf ein quaderförmiges Volumen abgebildet. Durch die dazu notwendige Koordinatentransformation kommen in dem Gleichungssystem Metrikterme hinzu (vgl. Baldauf, 2003).

Als Rechengitter wird ein versetztes Gitter verwendet (Arakawa C, Arakawa und Lamb, 1977). Hierbei liegen skalare Größen, Geschwindigkeitskomponenten und turbulente Flüsse an jeweils unterschiedlichen Positionen.

Diskretisierung der Modellgleichungen

Die numerische Diskretisierung der Gleichungen erfolgt durch das finite-Differenzen-Verfahren. Hierzu werden die Differentialausdrücke durch Differenzenquotienten dargestellt, die beispielsweise aus einer Taylor-Reihenentwicklung erhalten werden können. In KAMM2 werden zentrierte Differenzen verwendet. Da diese numerische Störungen verursachen können, kommen zur zeitlichen Integration Runge-Kutta-Verfahren zur Anwendung (siehe auch Abschnitt 3.2) sowie das im nächsten Punkt beschriebene Zwischenschritt-Verfahren. Lediglich die Advektionsterme werden durch ein Aufwindverfahren mit einer Flusskorrekturmethode diskretisiert.

Zwischenschritt-Verfahren

Der hauptsächliche Nachteil der kompressiblen Formulierung des Modells KAMM2 besteht darin, dass die sehr schnellen Schallprozesse aufgelöst werden müssen. Nach dem CFL-Kriterium (vgl. Gl. (2.14)) ergibt sich daraus ein sehr kleiner Zeitschritt und damit verbunden eine lange Rechendauer. Um dies teilweise zu umgehen werden die Prozesse nach ihrer Geschwindigkeit eingeteilt und getrennt berechnet, was als Zwischenschritt- oder Time-Splitting-Verfahren bezeichnet wird (z.B. Klemp und Wilhelmson, 1978). Es werden drei Prozesse mit einer jeweils unterschiedlichen Bestimmung des maximal möglichen Zeitschrittes unterschieden:

1. Schall-Zeitschritt: Dieser wird aus der maximalen Schallgeschwindigkeit c_{max} und der Gitterweite bestimmt zu

$$dt_{schall}^{max} = 0.9 \min \left(\frac{1}{2} \frac{\Delta x}{c_{max}}, \frac{1}{2} \frac{\Delta y}{c_{max}}, \frac{\Delta z_{min}}{c_{max}} \right) \quad (\text{A.1})$$

mit den horizontalen Gitterauflösungen Δx und Δy sowie der des minimalen vertikalen Gitterabstandes in der untersten Rechenebene Δz_{min} .

2. Diffusionszeitschritt: Wird durch die Diffusionskoeffizienten für Impuls (K_m) und Wärme (K_h) bestimmt zu

$$dt_{diff}^{max} = \frac{1}{2} \min \left(\frac{(\Delta z_{min})^2}{\max(K_m, K_h)} \right) \quad (\text{A.2})$$

3. Großer Zeitschritt: Dieser wird durch die Prozesse von Advektion und Auftrieb begrenzt zu

$$dt_{gr}^{max} = \quad (\text{A.3})$$

$$= 0.3 \min \left(\frac{\Delta x}{\max(u) + 0.1 \text{ m/s}}, \frac{\Delta y}{\max(v) + 0.1 \text{ m/s}}, \frac{\Delta z}{\max(\frac{w}{\sqrt{g}}) + 0.1 \text{ m/s}}, dt_{sw} \right)$$

mit

$$dt_{sw} = \begin{cases} \frac{1}{N} \equiv \frac{1}{\sqrt{\frac{g}{T_{00}} \left(\frac{g}{c_p} + \Gamma \right)}} & : N > 0 \\ \infty & : N < 0 \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

Deformationstensor

Der durch das mittlere Strömungsfeld gegebene Deformationstensor bestimmt sich zu

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.5})$$

Durch Multiplikation mit sich selbst ergibt sich daraus der skalare Deformationstensor D_s zu

$$D_s^2 = 2D^{ij}D_{ij} \quad (\text{A.6})$$

A.2 Lineare Überströmungstheorie nach Jackson und Hunt

Das hier vorgestellte Vorgehen basiert auf dem Ansatz von Jackson und Hunt (1975). Bei der hier dargestellten Formulierung wurden kleinere Anpassungen von Hoff (1987) übernommen.

Ausgangspunkt der Überlegungen ist der Potentialströmungsansatz für zweidimensionale, reibungsfreie und inkompressible Strömungen. Aus den Eulergleichungen können mit diesen Annahmen Grundgleichungen von divergenz- und rotationsfreien Strömungen abgeleitet werden. Es ergibt sich daraus die bekannte Laplace-Gleichung für die Stromfunktion Ψ sowie die Potentialfunktion Φ :

$$\Delta\Phi = 0; \quad \Delta\Psi = 0 \quad (\text{A.7})$$

und die Geschwindigkeitskomponenten u, w zu

$$u = \frac{\partial\Psi}{\partial z} = \frac{\partial\Phi}{\partial x}; \quad w = -\frac{\partial\Psi}{\partial x} = \frac{\partial\Phi}{\partial z} \quad (\text{A.8})$$

die damit den Cauchy-Riemannschen Differentialgleichungen entsprechen und für die somit eine beliebige, differenzierbare komplexe Funktion als Lösungsfunktion verwendet werden kann. Zur Lösung der Gleichungen (A.7) kommen Funktionen mit unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften in Frage. So können durch geeignete Funktionen elementare Potentialströmungen wie Wirbel, Quellen bzw. Senken und Dipole beschrieben werden.

Aufgrund der Linearität der Theorie können diese Funktionen überlagert werden, so dass dadurch neue Strömungszustände beschrieben werden können (z.B. beschreibt die Überlagerung einer Dipolströmung (Quelle und Senke in einem Punkt) mit einer Parallelströmung eine Zylinderumströmung).

Durch eine kontinuierliche Beschreibung von Quellen und Senken kann die Überströmung eines beliebigen Untergrundes simuliert werden (Singularitätenmethode). Dazu geht man von dem Potential einer Quelle bzw. Senke

$$\Phi(x, y) = \frac{Q}{2\pi} \ln(\sqrt{x^2 + z^2}) \quad (\text{A.9})$$

mit der Quellenstärke Q aus. Durch eine kontinuierliche Quellenfunktion $Q(s)$ auf einer Achse s parallel zu x von einem Referenzpunkt (x, z) ausgehend entsteht der Ausdruck

$$d\Phi(x, z, s) = \frac{dQ(s)}{2\pi} \ln\sqrt{(x-s)^2 + z^2} \quad (\text{A.10})$$

Durch Anwendung der Beziehung (A.8) ergibt sich für die differentielle Geschwindigkeitsänderung von u

$$d(u - u_\infty) = \frac{1}{2\pi} \frac{x-s}{(x-s)^2 + z^2} \left(\frac{dQ}{ds}\right) ds \quad (\text{A.11})$$

Durch die Annahme, dass durch die Quellen eine abgrenzende Stromlinie entsteht kommt man auf

$$\frac{dQ}{dx} = 2u_\infty \frac{dh}{dx} \quad (\text{A.12})$$

wobei $h(x)$ die zu beschreibende Oberfläche ist (vgl. z.B. Zierep, 2002). Damit ergibt sich die Gleichung (A.11) nach Aufintegration über alle Quellen bzw. Senken zu

$$\frac{u - u_\infty}{u_\infty} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} h'(s) \frac{x - s}{(x - s)^2 + z^2} ds \quad (\text{A.13})$$

woraus die Geschwindigkeitsverstärkung bezüglich eines Referenzwertes vor dem Hindernis (u_∞) berechnet werden kann.

Lösungen für dieses Integral sind z.B. in Hoff (1987) für einige Hügelformen angegeben. Allerdings hat dieses Integral nicht für jede Form eine analytische Lösung.

Durch die eben beschriebenen Ausführungen wurde die äußere Schicht des Zwei-Schichten-Modells von Jackson und Hunt (1975) beschrieben. Dabei wurden Reibungsprozesse vernachlässigt, welche nach dem Modell nur in der inneren Schicht wirksam sind. In der inneren Schicht wird ein Gleichgewicht aus Druckgradientkraft und Reibung angenommen. Die vertikale Ausdehnung l_i dieser inneren Schicht wird nach Hoff (1987) durch

$$l_i \ln^2\left(\frac{l_i}{z_0}\right) = 2\kappa L \quad (\text{A.14})$$

bestimmt.

Der gesamte Geschwindigkeitszuwachs der inneren Schicht bestimmt sich aus der Summe der Einflüsse aus äußerer Schicht und Reibungseinfluss nach Hoff zu:

$$\Delta u = u_\infty \frac{H}{L} \sigma_F\left(\frac{x}{L}, \frac{z}{L}\right) P_0(z) + \frac{\Delta u_*(x)}{\kappa} \ln\left(\frac{l_i}{z_0}\right) P_\delta(z) \quad (\text{A.15})$$

Dabei entspricht σ_F der rechten Seite von Gl. (A.13) und wird in Hoff (1987) als Formparameter bezeichnet, wobei in diesem die Hügelfunktion $h(s)$ mit der Firsthöhe H und alle anderen Längen mit der Halbwertslänge L normiert wurden. P_0 und P_δ sind Funktionen, die für ein übergangsloses Windprofil an der Grenze zur äußeren Schicht sorgen. Bei der angegebenen Formel muss ausserdem noch die Größe u_* näher bestimmt werden, was sich beim Vergleich mit Simulationen leicht realisieren lässt. Oftmals fällt aber auch bei Messungen der unterste Messpunkt bzw. bei Modellrechnungen die unterste Gitterebene in die äußere Schicht, weshalb die Wirkung der inneren Schicht für diese Fälle vernachlässigt werden kann. Bei ähnlichen Ansätzen wie z.B. in Koßmann (1992) wird sie gar nicht berücksichtigt. Aufgrund ihrer geringen Bedeutung auch für diese Arbeit wird deshalb nicht näher auf die Ableitung der oben angeführten Formel für die innere Schicht eingegangen.

A.3 Das c-means-Verfahren

Das zugrundeliegende Prinzip einer Clusteranalyse ist es, Gruppen zu finden, innerhalb derer eine möglichst gute Übereinstimmung hinsichtlich eines Kriteriums herrscht (Homogenität innerhalb der Cluster) und diese gegenüber anderen Gruppen abzugrenzen (Heterogenität zwischen den Clustern). Als Kriterium der Übereinstimmung wird dafür ein Distanzmaß d verwendet. Mathematisch kann der Ansatz durch die Minimierung der Zielfunktion

$$J = \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^c u_{ij}^m d(\vec{\beta}_i, \vec{x}_j) \quad (\text{A.16})$$

wiedergegeben werden (vgl. Dunn, 1974). Dabei bezeichnen $\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_n$ die Datenvektoren aus einem Datensatz mit n Elementen und $\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_2, \dots, \vec{\beta}_c$ die Vektoren der Cluster mit der vorher festzulegenden Clusteranzahl c . Die Formulierung in Gl. (A.16) entspricht der des k-means-Algorithmus mit der Erweiterung um u_{ij} . Dieser Ausdruck gibt den Grad der Zugehörigkeit eines jeden Datenvektors \vec{x}_j zu jedem Cluster $\vec{\beta}_i$ an und wurde in Dunn (1974) vorgeschlagen. Der Parameter m bestimmt die Schärfe der Zuordnung und kann mit Werten > 1 vorgegeben werden (je größer m , desto unschärfer die Zuordnung). Die Werte von u_{ij} werden zu

$$u_{ij} = \frac{1}{\sum_{k=1}^c \left(\frac{d(\vec{x}_j, \vec{\beta}_i)}{d(\vec{x}_j, \vec{\beta}_k)} \right)^{\frac{2}{m-1}}} \quad (\text{A.17})$$

bestimmt.

Die Zentren der Cluster werden mit

$$\beta_i = \frac{\sum_{j=1}^n u_{ij}^m \vec{x}_j}{\sum_{j=1}^n u_{ij}^m} \quad (\text{A.18})$$

berechnet und bei Beginn des Algorithmus willkürlich gewählt.

Als Distanzmaß d wird der oft eingesetzte euklidische Abstand gewählt, welcher sich zu

$$d(\vec{\beta}, \vec{x}) = \sqrt{\sum_{k=1}^n (\beta_k - x_k)^2} \quad (\text{A.19})$$

bestimmt.

A.4 Erkennung und Klassifizierung orographischer Grundstrukturen

Prinzip dieser Methode ist die Annäherung des Höhenmodells (repräsentiert durch ein Gitter mit den Höhenwerten) durch ein Polynom.

Um dieses Polynom an ein Gitter mit diskreten Höhenwerten anzupassen wird analog zur linearen Regression die Summe der Fehlerquadrate minimiert und dadurch die Koeffizienten des Polynoms bestimmt. Grundlegender Ansatz dabei ist also der Vergleich von Gitterpunktswerten z_i mit den Funktionswerten $f(x_i, y_i)$ am Ort der jeweiligen Gitterpunkte x_i, y_i durch

$$R_i = z_i - f(x_i, y_i) \quad (\text{A.20})$$

wobei R_i das Residuum am Gitterpunkt i angibt. Als Funktion $f(x, y)$, welche die diskreten Höhenwerte annähern soll, wird wie oben schon erwähnt ein Polynom mit den Koeffizienten a_j verwendet, z.B.

$$f(x, y) = a_0 + a_1x + a_2y + a_3x^2 + \dots \quad (\text{A.21})$$

Von diesem Beispiel ausgehend kann die Summe der Quadrate der Residuen S_R mit

$$S_R = \sum_{i=1}^N R_i^2 = \sum_{i=1}^N (z_i - (a_0 + a_1x + a_2y + a_3x^2 + \dots))^2 \quad (\text{A.22})$$

geschrieben werden. Die Fehlerquadrate S_R werden unter der folgenden Bedingung minimiert:

$$\frac{\partial S_R}{\partial a_0} = \frac{\partial S_R}{\partial a_1} = \frac{\partial S_R}{\partial a_2} = \frac{\partial S_R}{\partial a_3} = \dots = 0 \quad (\text{A.23})$$

Das daraus entstehende Gleichungssystem resultiert nach einer entsprechenden Umformung zu:

$$\begin{aligned} a_0N + a_1 \sum x_i &+ a_2 \sum y_i &+ a_3 \sum x_i^2 &+ \dots = \sum z_i \\ a_0x_i + a_1 \sum x_i^2 &+ a_2 \sum y_i \cdot x_i &+ a_3 \sum x_i^3 &+ \dots = \sum z_i \cdot x_i \\ a_0y_i + a_1 \sum x_i \cdot y_i &+ a_2 \sum y_i^2 &+ a_3 \sum x_i^2 \cdot y_i &+ \dots = \sum z_i \cdot y_i \\ a_0x_i^2 + a_1 \sum x_i^3 &+ a_2 \sum y_i \cdot x_i^2 &+ a_3 \sum x_i^4 &+ \dots = \sum z_i \cdot x_i^2 \\ &\vdots && \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

In der vorliegenden Arbeit wird zur Beschreibung des Geländes ein Polynom mit 9 Elementen

$$f(x, y) = z = a_0x^2y^2 + a_1x^2y + a_2y^2x + a_3x^2 + a_4y^2 + a_5xy + a_6x + a_7y + a_8 \quad (\text{A.25})$$

oder mit 6 Elementen

$$f(x, y) = z = a_3x^2 + a_4y^2 + a_5xy + a_6x + a_7y + a_8 \quad (\text{A.26})$$

verwendet. Der Vorteil eines Polynoms mit 9 Elementen ist eine größere Vielfalt der möglichen Wiedergabe von Geländeeigenschaften (z.B. könnte nur mit einem 9-Koeffizienten-Polynom eine Talverengung beschrieben werden).

Für das Polynom mit 9 Elementen ergibt sich nach oben beschriebenem Vorgehen das folgende Gleichungssystem zur Bestimmung der Koeffizienten $a_0..a_8$:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \sum x_i^4 y_i^4 & 0 & 0 & \sum x_i^4 y_i^2 & \sum x_i^2 y_i^4 & 0 & 0 & 0 & \sum x_i^2 y_i^2 \\ 0 & \sum x_i^4 y_i^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sum x_i^2 y_i^2 & 0 \\ 0 & 0 & \sum x_i^2 y_i^4 & 0 & 0 & 0 & \sum x_i^2 y_i^2 & 0 & 0 \\ \sum x_i^4 y_i^2 & 0 & 0 & \sum x_i^4 & \sum x_i^2 y_i^2 & 0 & 0 & 0 & \sum x_i^2 \\ \sum x_i^2 y_i^4 & 0 & 0 & \sum x_i^2 y_i^2 & \sum y_i^4 & 0 & 0 & 0 & \sum y_i^2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sum x_i^2 y_i^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sum x_i^2 y_i^2 & 0 & 0 & 0 & \sum x_i^2 & 0 & 0 \\ 0 & \sum x_i^2 y_i^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sum y_i^2 & 0 \\ \sum x_i^2 y_i^2 & 0 & 0 & \sum x_i^2 & \sum y_i^2 & 0 & 0 & 0 & N \end{pmatrix}}_{\mathbf{X}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \\ a_5 \\ a_6 \\ a_7 \\ a_8 \end{pmatrix}}_{\mathbf{A}} = \underbrace{\begin{pmatrix} \sum z_i \cdot x_i^2 y_i^2 \\ \sum z_i \cdot x_i^2 y_i \\ \sum z_i \cdot x_i y_i^2 \\ \sum z_i \cdot x_i^2 \\ \sum z_i \cdot y_i^2 \\ \sum z_i \cdot x_i y_i \\ \sum z_i \cdot x_i \\ \sum z_i \cdot y_i \\ \sum z_i \end{pmatrix}}_{\mathbf{Z}} \quad (\text{A.27})$$

Der Vektor der Koeffizienten des Polynoms kann also durch

$$\mathbf{A} = \mathbf{X}^{-1} \cdot \mathbf{Z} \quad (\text{A.28})$$

ermittelt werden. Um eine solche Anpassung für beliebige Skalen zu erlauben, müssen die Koeffizienten für jede Skala (d.h. Ausdehnung des Gebietes, welches durch das Polynom angenähert werden soll) gesondert berechnet und dementsprechen die Koeffizienten durch obiges Gleichungssystem jeweils neu bestimmt werden. Sind die Polynomkoeffizienten der Funktion f gefunden worden, kann daraus die maximale Steigung SL_{max} für den Zentralpunkt des Ausschnitts mit

$$SL_{max} = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2} \quad (\text{A.29})$$

	κ_{max}^{SG}	κ_{min}^{SG}
Hügel	> 0	> 0
Bergrücken	> 0	$= 0$
Sattel	> 0	< 0
Ebene	$= 0$	$= 0$
Tal	< 0	$= 0$
Senke	< 0	< 0

Tabelle A.1: Klassifizierung orographischer Formen anhand der maximalen bzw. minimalen Krümmungen der durch einen Ebenenschnitt entstehenden Spurgeraden.

ermittelt werden. Weiterhin wird die Krümmung der durch den Schnitt mit einer Ebene entstehenden Spurgeraden bestimmt. Die Schnittebene läuft dabei durch den Zentrumspunkt des Geländeausschnittes und steht senkrecht auf der $x - y$ -Ebene (also die Ebene des Geländes). Sie wird so ausgerichtet, dass jeweils die minimale und maximale Krümmung gefunden wird. Nach Wood (1996) bestimmt sich die maximale bzw. minimale Krümmung der Spurgeraden κ_{max}^{SG} und κ_{min}^{SG} für das 6-Koeffizienten-Polynom zu

$$\kappa_{max}^{SG}, \kappa_{min}^{SG} = a_3 - a_4 \pm \sqrt{(a_3 - a_4)^2 + a_5^2} \quad (\text{A.30})$$

Eine Klassifizierung des Geländes erfolgt anhand des Vorzeichens der bestimmten maximalen und minimalen Krümmungen (siehe z.B. Wood, 1996). Tab. A.1 zeigt die zugeordneten Geländestrukturen. Da Werte von Null wohl kaum auftreten sind anstatt dessen minimale bzw. maximale Begrenzungen der Krümmung zu verwenden.

Für die Geländeformen Täler, Rücken und Sattel spielt zusätzlich die Ausrichtung gegenüber der Anströmrichtung eine wesentliche Rolle. Um diese zu bestimmen wird wie oben eine auf der $x - y$ -Ebene stehende Fläche so ausgerichtet, dass jeweils die minimale und maximale Krümmung gefunden wird. Aus der Ausrichtung der Fläche ergibt sich die Orientierung der Geländeform. Dafür wird die Parameterform (r, t) einer zur $x - y$ -Ebene senkrechten Fläche mit noch unbekannter Ausrichtung t zu

$$x = r \cdot t; \quad y = r \cdot \sqrt{1 - t^2}; \quad z = s \quad (\text{A.31})$$

Wird dies beispielsweise in des 9-Koeffizienten-Polynom eingesetzt, kann die entstehende Gleichung nach s aufgelöst werden zu $s = f_P(r, t)$. Nach Bildung der ersten und zweiten Ableitung $f'_P = \frac{\partial f_P}{\partial r}$ bzw. $f''_P = \frac{\partial^2 f_P}{\partial r^2}$ ergibt sich mit der Formel zur Berechnung der Krümmung der entstehenden Spurgeraden

$$\kappa^{SG} = \left| \frac{f''(x)}{(1 + f'(x)^2)^{3/2}} \right| \quad (\text{A.32})$$

Durch die Ableitung und das Nullsetzen des dadurch entstehenden Ausdrucks nach t und nach Auflösen nach eben dieser Größe ergibt sich

$$t = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\Gamma(\Gamma \pm \sqrt{\Gamma(-a_5^2 + \Gamma)})}}{\Gamma} \quad (\text{A.33})$$

mit

$$\Gamma = a_3^2 - 2a_3a_4 + a_4^2 + a_5^2 \quad (\text{A.34})$$

Dadurch bestimmt sich die Ausrichtung der Strukturen bzw. die Richtung ihrer minimalen und maximalen Krümmung für das 6-Koeffizienten und das 9-Koeffizienten-Polynom gleichermaßen. Durch einsetzen von t in die Ebenengleichung (A.31) können dann auch die maximalen bzw. minimalen Krümmungen für die Polynome bestimmt werden.

Literatur

- Adrian, G. und F. Fiedler, 1991. Simulation of Unstationary Wind and Temperature Fields over Complex Terrain and Comparison with Observations. *Beitr. Phys. Atmosph.* 64(1), 27–48.
- Ágústsson, H. und H. Ólafsson, 2005. Wind Gust Forecasting in Iceland with the Method of Brasseur. In: *Geophysical Research Abstracts*, Band 7.
- Arakawa, A. und V. Lamb, 1977. Computational Design of the Basic Dynamical Processes of the ucla General Circulation Model. *Methods in Computational Physics* 17, 173–265.
- Axer, T., T. Bistry, E. Faust, S. Fietze, M. Müller und M. Prechtel, 2005. *Sturmdokumentation Deutschland*. Deutsche Rückversicherung.
- Ayotte, K. W. und D. E. Hughes, 2004. Observations of Boundary Layer Wind Tunnel Flow over Isolated Ridges of Varying Steepness and Roughness. *Boundary-Layer Meteorol.* 112, 525–556.
- Baines, P. G., 1995. *Topographic Effects in Stratified Flows*. Cambridge University Press.
- Baldauf, M., 2002. Integration by Time-Splitting in Mesoscale Models. Cosmo Newsletter.
- Baldauf, M., 2003. *Das mesoskalige Simulationsmodell KAMM2*. Uni Karlsruhe. Institut für Meteorologie und Klimaforschung. Unveröffentlichtes Manuskript.
- Bitsuamlak, G. T., T. Stathopoulos und C. Bédard, 2002. Neural Network Predictions of Wind Flow over Complex Terrain. In: *4th Structural Speciality Conference of the Canadian Society for Civil Engineering*, Montréal, Québec, Kanada.
- Bitsuamlak, G. T., T. Stathopoulos und C. Bédard, 2004. Numerical Evaluation of Wind Flow over Complex Terrain: Review. *J. Aero. Eng.* 17(4), 135–145.
- Bjerknes, J., 1951. Extratropical Cyclones. In: T. F. Malone (Hrsg.), *Compendium of Meteorology*. 577–598.

- Blackadar, A. K., 1962. The Vertical Distribution of Wind and Turbulent Exchange in a Neutral Atmosphere. *J. Geophys. Res.* 67(8), 3095–3102.
- Blackadar, A. K. und H. Tennekes, 1968. Asymptotic Similarity in Neutral Planetary Boundary Layers. *J. Atmos. Sci.* 25, 1015–1020.
- Böllmann, G. und G. Jurksch, 1984. Ein Beitrag zur Festlegung der Grundwind- und Nennböengeschwindigkeit im Binnenland der Bundesrepublik Deutschland für die DIN-Norm 1055, Teil 4. *Meteorologische Rundschau* 37, 1–10.
- Brasseur, O., 2001. Development and Application of a Physical Approach to Estimating Wind Gusts. *Mon. Wea. Rev.* 129.
- Braun, F., 2002. *Mesoskalige Modellierung der Bodenhydrologie*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- Bruse, M. und H. Fleer, 1998. Simulating Surface-Plant-Air Interactions inside Urban Environments with a Three Dimensional Numerical Model. *Environmental Modelling and Software* 13, 373–384.
- Carruthers, D. J., J. C. R. Hunt und W. S. Weng, 1988. A Computational Model of Stratified Turbulent Air Flow over Hills - FLOWSTAR I. In: P. Zannetti (Hrsg.), *Proceedings of ENVIROSOFT: Computer Techniques in Environmental Studies*.
- Christoffer, J. und M. Ulbricht-Eissing, 1989. Die bodennahen Windverhältnisse in der Bundesrepublik Deutschland.
- Clark, T. L. und R. Farley, 1984. Severe Downslope Windstorm Calculations in Two and Three Spatial Dimensions Using Anelastic Interactive Grid Nesting: A Possible Mechanism for Gustiness. *J. Atmos. Sci.* 41, 329–350.
- Clark, T. L., W. D. Hall und R. M. Banta, 1994. Two- and Three-Dimensional Simulations of the 9 January 1989 Severe Boulder Windstorm: Comparison with Observations. *J. Atmos. Sci.* 51(16), 2317–2343.
- Clark, T. L. und W. R. Peltier, 1977. On The Evolution and Stability of Finite-Amplitude Mountain Waves. *J. Atmos. Sci.* 34, 1750–1730.
- Clark, T. L. und W. R. Peltier, 1984. Critical Level Reflection and the Resonant Growth of Nonlinear Mountain Waves. *J. Atmos. Sci.* 41, 3122–3134.
- Courant, R., K. O. Friedrichs und H. Lewy, 1928. Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen* 100, 32–74.
- Cubasch, U. und G. A. Meehl, 2001. Climate Change: IPCC Third Assessment Report. In: *The Scientific Basis*. Cambridge University Press, Kap. 9, 944.

- Dailey, P. S. und J. L. Keller, 2005. Modelinf of Extreme Wind Events using MM5: Approach and Verification. Twelfth PSU/NCAR Mesoscale Model Users' Workshop.
- Davies, H. C., 1976. A Lateral Boundary Formulation for Multi-Level Prediction Models. *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.* 102, 405–418.
- Derickson, R. G., M. McDiarmid, B. C. Cochran und J. A. Peterka, 2004. Resolving Difficult Issues of Wind Power Micrositing in Complex Terrain. In: *AWEA Global Windpower Conference*, Chicago, Illinois. Session 11B.
- DIN 1055-4, 2005. *Einwirkungen auf Tragwerke. Teil 4: Windlasten*. DIN 1055-4.
- Dommelen, L. L. V. und S. J. Cowley, 1990. On the Lagrangian Description of Unsteady Boundary-Layer Separation. Part 1: General Theory. *J. Fluid Mech.* 210, 593–626.
- Dorland, C., R. S. J. Tol und J. P. Palutikof, 1999. Vulnerability of the Netherlands and Northwest Europe to Storm Damage Climate Change. *Climate Change* 43, 513–535.
- Dorwarth, G., 1986. *Numerische Berechnung des Druckwiderstandes typischer Geländeformen*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- Doyle, J. D. und D. R. Durran, 2002. The Dynamics of Mountain-Wave-Induced Rotors. *J. Atmos. Sci.* 59, 186–201.
- Drimmel, J., 1977. Die Abschätzung maximaler Sturmböen über aerodynamisch unterschiedlichem Landschaften. *Wetter und Leben*, 71–74.
- Dronia, H., 1991. Zum vermehrten Auftreten extremer Tiefdruckgebiete über dem Nordatlantik in den Wintern 1988/89 bis 1990/91. *Die Witterung in Übersee* 39(3), 27.
- Dunn, J. C., 1974. A Fuzzy Relative of the ISODATA Process and Its Use in Detecting Compact Well-Separated Clusters. *Journal of cybernetics* 3, 32–57.
- Durran, D. R., 1986. Another Look at Downslope Windstorms. Part I: The Development of Analogs to Supercritical Flow in an Infinitely Deep, Continuously Stratified Fluid. *J. Atmos. Sci.* 43, 2527–2543.
- Eichhorn, J., 1989. *Entwicklung und Anwendung eines dreidimensionalen mikroskaligen Stadtklima-Modells*. Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität, Mainz.
- Etling, D., 1996. *Theoretische Meteorologie*. Vieweg, Braunschweig, Wiesbaden.
- Fiedler, F., 1972. The Effect of Baroclinity on the Resistance Law in a Diabatic Ekman Layer. *Beitr. Phys. Atmosph.* 45, 164–173.

- Fiedler, F., 1983. Einige Charakteristika der Strömung im Oberrheingraben. In: *Wissenschaftliche Berichte des Meteorologischen Instituts der Universität Karlsruhe*. Nr. 4. 113–123.
- Fiedler, F., 2003. Stürme und Orkane in Mittelgebirgsregionen. In: *Naturkatastrophen in Mittelgebirgsregionen*. Stiftung Umwelt und Schadensvorsorge der SV Gebäudeversicherung, 40–55.
- Fiedler, F. und M. Baldauf, 2006. Large Scale Forcing in Mesoscale Modeling. In: *Geophysical Research Abstracts*, Band 8.
- Fiedler, F. und H. A. Panofsky, 1970. Atmospheric Scales and Spectral Gaps. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 51, 1114–1119.
- Frank, H. P. und D. Majewski, 2006. Hindcasts of Historic Storms with the DWD Models GME, LMQ and LMK using ERA-40 Reanalyses. In: *ECM-WF Newsletter*. Nr. 109.
- Garvey, B., I. P. Castro, G. Wiggs und J. Bullard, 2005. Measurements of Flows Over Isolated Valleys. *Boundary-Layer Meteorol.* 117(3), 417–446.
- Garvey, B., G. F. Wiggs, I. P. Castro und J. E. Bullard, 2002. Wind Tunnel and Field Investigation of Flow Dynamics Within and Around a Valley. In: *Proceedings of ICAR5/GCTE-SEN Joint Conference*.
- Glazer, A., R. Benoit und W. Yu, 2005. Numerical Wind Energy Atlas for Canada. In: *Geophysical Research Abstracts*, Band 7.
- Gohm, A., G. Zängl und G. J. Mayr, 2004. South Foehn in the Wipp Valley on 24 October 1999 (MAP IOP 10): Verification of High-Resolution Numerical Simulations with Observations. *Mon. Wea. Rev.* 132, 78–102.
- Goyette, S., 2005. Development of a Model-Based High Resolution Extreme Surface Wind Climatology for Switzerland. In: *Geophysical Research Abstracts*, Band 7.
- Haller, G., 2004. Exact Theory of Unsteady Separation for Two-Dimensional Flows. *J. Fluid Mech.* 512, 257–311.
- Heneka, P., T. Hofherr, B. Ruck und C. Kottmeier, 2006. Development of a Storm Damage Risk Assessment Method and Application to the German State of Baden-Württemberg. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 721–733.
- Hewer, F. E., 1998. Non-Linear Numerical Model Predictions of Flow over an Isolated Hill of Moderate Slope. *Boundary-Layer Meteorol.* 87, 381–408.
- Hoff, A. M., 1987. Ein analytisches Verfahren zur Bestimmung der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeiten über zweidimensionalen Hügeln. Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover.

- Hoff, A. M. und G. Tetzlaff, 1986. Experimental Investigations of the Air Flow over a Nearly Two-Dimensional Hill. *Meteorologische Rundschau* 39, 113–126.
- Hubrig, M., 2004. Analyse von Tornado- und Downburst-Windschäden an Bäumen. *Forst und Holz* 59, 78–84.
- Hunt, J. C. R., 1978, August. Wind over Hills. In: J. C. Wyngaard (Hrsg.), *Proc. AMS Workshop on 'Planetary Boundary Layers'*, Boulder, Colorado. American Meteorological Society, 107–157.
- Huppert, H. E. und J. W. Miles, 1969. Lee Waves in a Stratified Flow. Part 3. Semi-Elliptical Obstacle. *J. Fluid Mech.* 35, 481–496.
- Jackson, P. L. und D. G. Steyn, 1994. Gap Winds in a Fjord. Part II: Hydraulic Analog. *Mon. Wea. Rev.* 122, 2666–2676.
- Jackson, P. S. und J. C. R. Hunt, 1975. Turbulent Wind Flow over a Low Hill. *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.* 101, 929–955.
- Jørgensen, B. H., B. Furevik, C. B. Hasager, P. Astrup und O. Rathmann, 2001. Off-Shore Wind Fields obtained from Mesoscale Modeling and Satellite SAR Images. In: *Offshore Wind Energy, EWEA Special Topic Conference*, Brussels.
- Kalthoff, N., I. Bischoff-Gauß und F. Fiedler, 2003. Regional effects of large-scale extreme wind events over orographically structured terrain. *Theoretical and Applied Climatology* 74, 53–67.
- Kasperski, M., 2001. Extremwertanalyse der Windgeschwindigkeiten für das Gebiet der Bundesrepublik Deutschland. Ruhr-Universität Bochum.
- Kasperski, M., 2002. A New Wind Zone Map of Germany. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 90, 1271–1287.
- Kim, H. G., C. M. Lee und Y. J. Noh, 1998. Numerical Prediction of the Wind Flow over Real Hilly Terrain. In: *The 4th Fluids Engineering Conference*, Pusan, Korea.
- Kim, H. G. und V. C. Patel, 2000. Test of Turbulence Models for Wind Flow over Terrain with Separation and Recirculation. *Boundary-Layer Meteorol.* 94, 5–21.
- Klawa, M. und U. Ulbrich, 2003. A Model for the Estimation of Storm Losses and the Identification of Severe Winter Storms in Germany. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 725–732.
- Klemp, J. B. und D. K. Lilly, 1975. The Dynamics of Wave-Induced Downslope Winds. *J. Atmos. Sci.* 31, 320–339.

- Klemp, J. B., W. C. Skamarock und O. Fuhrer, 2003. Numerical Consistency of Metric Terms in Terrain Following Coordinates. *Mon. Wea. Rev.* 131, 1229–1239.
- Klemp, J. B. und R. B. Wilhelmson, 1978. The Simulation of Three-Dimensional Convective Storm Dynamics. *J. Atmos. Sci.* 35, 1070–1096.
- Kobayashi, M. H., J. C. F. Pereira und M. B. B. Siqueira, 1994. Numerical Study of the Turbulent Flow over and in a Model Forest on a 2D Hill. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 53, 357–374.
- Koßmann, M., 1992. Deformation des vertikalen Geschwindigkeitsprofils und der Turbulenzintensität bei der Überströmung einer Bergkette. In: *SFB 210 „Strömungsmechanische Bemessungsgrundlagen für Bauwerke“*. Universität Karlsruhe.
- Kurz, M., 2002. Die Dezemberstürme 1999. In: *Berichte des Deutschen Wetterdienstes* 220.
- Laprise, R. und W. R. Peltier, 1989a. On the Structural Characteristics of Steady Finite-Amplitude Mountain Waves over Bell-Shaped Topography. *J. Atmos. Sci.* 46, 586–595.
- Laprise, R. und W. R. Peltier, 1989b. The Linear Stability of Nonlinear Mountain Waves: Implications for the Understanding of Severe Downslope Windstorms. *J. Atmos. Sci.* 46, 545–564.
- Laprise, R. und W. R. Peltier, 1989c. The Structure and Energetics of Transient Eddies in a Numerical Simulation of Breaking Mountain Waves. *J. Atmos. Sci.* 46, 565–585.
- Lauder, B. E. und D. B. Spalding, 1974. The Numerical Computation of Turbulent Flows. *Comp. Methods Appl. Mech. Eng.* 3, 269–289.
- Leckebusch, G. C. und U. Ulbrich, 2004. On the Relationship between Cyclones and Extreme Windstorm Events over Europe under Climate Change. *Global and Planetary Change* 44, 181–193.
- Lemelin, D. R., D. Surry und A. G. Davenport, 1988. Simple Approximations for Wind Speed-Up over Hills. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 28, 117–127.
- Lighthill, J., 1986. *An informal introduction to theoretical fluid mechanics*. The Institute of Mathematics and its Applications Monograph Series, Oxford: Clarendon Press, 1986.
- Long, R. R., 1953. Some Aspects of the Flow of Stratified Fluids, I: A Theoretical Investigation. *Tellus* 5, 42–58.

- Majewski, D. und W. Wergen, 2000. Der Orkan „Lothar“ oder der „Flügel Schlag des Schmetterlings“. *DMG-Mittellungen 2*.
- Mark, D. M., B. Smith und B. Tversky, 1999. Ontology and Geographic Objects: An Empirical Study of Cognitive Categorization. In: *COSIT '99: Proceedings of the International Conference on Spatial Information Theory: Cognitive and Computational Foundations of Geographic Information Science*, London, UK. Springer-Verlag, 283–298.
- Mason, P. J. und J. C. King, 1984. Atmospheric Flow over a Succession of nearly Two-Dimensional Ridges and Valleys. *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.* 110, 821–845.
- Mason, P. J. und R. I. Sykes, 1979. Flow over an Isolated Hill of Moderate Slope. *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.* 105, 383–395.
- Meister, J., 1997. Sensitivitätsanalysen der Grenzschichtparametrisierung in einem eindimensionalen atmosphärischen Modell. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe.
- Miles, J. W. und H. E. Huppert, 1968. Lee Waves in a Stratified Flow. Part 2. Semi-Circular Obstacle. *J. Fluid Mech.* 33, 803–814.
- Miles, J. W. und H. E. Huppert, 1969. Lee Waves in a Stratified Flow. Part 4. Perturbation Approximations. *J. Fluid Mech.* 35, 497–525.
- Miller, K. F., C. P. Quine und J. Hunt, 1987. The Assessment of Wind Exposure for Forestry in Upland Britain. *Forestry* 60(2), 179–192.
- Münchener Rück, 1993. *Winterstürme in Europa, Schadenanalyse 1990 - Schadenpotentiale*. Münchener Rückversicherungs-Gesellschaft, München.
- Münchener Rück, 1999. *Naturkatastrophen in Deutschland*. Münchener Rückversicherungs-Gesellschaft, München.
- Münchener Rück, 2001. *Winterstürme in Europa, Schadenanalyse 1999 - Schadenpotentiale*. Münchener Rückversicherungs-Gesellschaft.
- Mortensen, N. G., L. Landberg, I. Troen und E. L. Petersen, 1993. *WAsP Wind Atlas Analysis and Application Program, User's Guide*. Roskilde, Denmark. Risoe National Laboratory.
- Niemeier, U. und K. H. Schlünzen, 1993. Modelling Steep Terrain Influences on Flow Pattern at the Isle of Helgoland. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 45–62.
- Orlanski, I., 1975. A Rational Subdivision of Scales for Atmospheric Processes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 527–530.
- Orlanski, I., 1976. A Simple Boundary Condition for Unbounded Hyperbolic Flows. *J. Comp. Phys.* 21(3), 251–269.

- Panofsky, H. A. und J. A. Dutton, 1984. *Atmospheric Turbulence: Models and Methods for Engineering Applications*. John Wiley & Sons, New York.
- Peil, U. und H. Nölle, 1994. Windgeschwindigkeitsprofile bei Starkwind. In: E. Plate (Hrsg.), *Windprobleme in dichtbesiedelten Gebieten*. WtG, 27–42.
- Peltier, W. R. und T. L. Clark, 1979. The Evolution and Stability of Finite-Amplitude Mountain Waves. Part II: Surface Wave Drag and Severe Downslope Windstorms. *J. Atmos. Sci.* 36, 1498–1529.
- Peltier, W. R. und T. L. Clark, 1983. Nonlinear Mountain Waves in Two and Three Spatial Dimensions. *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.* 109, 527–548.
- Pichler, H., 1997. *Dynamik der Atmosphäre*. Spektrum Akademischer Verlag.
- Pielke, R. A., 1994. *Mesoscale Meteorological Modelling*. Academic Press, San Diego.
- Plate, E. J., 1994. Windprofile in der Gebäudeaerodynamik. *WTG-Bericht* (3), 7–25.
- Prandtl, L., 1904. Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. In: *Verhandlungen des dritten Internationalen Mathematiker-Kongresses*, Heidelberg.
- Queney, P., 1948. The Problem of Airflow over Mountains: A Summary of Theoretical Studies. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 29, 16–26.
- Quine, C. und I. White, 1998. The Potential of Distance-Limited Topex in the Prediction of Site Windiness. *Forestry* 71, 325–332.
- Raderschall, N., M. Lehning und C. Schär, 2004. Fine-Scale Modelling of the Boundary-Layer Wind Field over steep Topography. *Boundary-Layer Meteorol.* (Submitted).
- Rife, D. L., 1996. The Effects of Mountains and Complex Terrain on Airflow and Development of Clouds and Precipitation. Western Region Technical Attachment.
- Rodi, W., 1971. On the Equation Governing the Rate of Turbulent Energy Dissipation. Mech. Engng. Dept. Imperial College, Rep. TM/TN/A/14.
- Rodi, W., 1984. *Turbulence Models and their Application in Hydraulics*. International Association of Hydraulic Research, Delft, The Netherlands.
- Ruck, B. und E. Adams, 1991. Fluid mechanical aspects of the pollutant transport to coniferous trees. *Boundary-Layer Meteorol.* 56, 163–195.
- Ruel, J.-C., D. Pin und K. Cooper, 1998. Effect of topography on wind behavior in a complex terrain. *Forestry* 71(3), 261–265.

- Schmoeckel, J., 2006. *Orographischer Einfluss auf die Strömung abgeleitet aus Sturmschäden im Schwarzwald während des Orkans Lothar*. Dissertation, TH Karlsruhe.
- Schroers, H., H. Lösslein und K. Zilch, 1990. Untersuchung der Windstruktur bei Starkwind und Sturm. *Meteorologische Rundschau* 42(2), 202–212.
- Scorer, R. S., 1978. *Environmental Aerodynamics*. Ellis Horwood, New York.
- Smith, R. B., 1977. The steepening of hydrostatic mountain waves. *J. Atmos. Sci.* 34, 1634–1654.
- Smith, R. B., 1979. The Influence of Mountains on the Atmosphere. In: B. Saltzman (Hrsg.), *Advances in Geophysics*. Band 21. 87–217.
- Smith, R. B., 1985. On Severe Downslope Winds. *J. Atmos. Sci.* 42, 2597–2603.
- Smolarkiewicz, P. K. und R. Rotunno, 1989. Low Froude Number Flow Past Three-Dimensional Obstacles. Part I: Baroclinically Generated Lee Vortices. *J. Atmos. Sci.* 46, 1154–1164.
- Sneyers, R., M. Vandiepenbeek und R. V. Lierde, 1988. Climatological Series for Bruxelles-Uccle station. The Mean Wind Speed. Royal Meteorological Institute of Belgium.
- Stathers, R. J., T. P. Rollerson und S. J. Mitchell, 1994. Windthrow handbook for british columbia forests. B.C. Min. For., Victoria, B.C. Working Paper 9401.
- Straub, W., 2006. *Simulation und Analyse konvektiver Wolken über idealisierter Orographie*. Dissertation, TH Karlsruhe.
- Stull, R. B., 1998. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Press, Dordrecht.
- Suarez, J. C., B. A. Gardiner und C. P. Quine, 1999. A Comparison of Three Methods for Predicting Wind Speeds in Complex Forested Terrain. *Meteorological Applications* 6.
- Tampieri, F., 1987. Separation Features of Boundary-Layer Flow over Valleys. *Boundary-Layer Meteorol.* 40, 295–307.
- Tampieri, F. und J. C. R. Hunt, 1985. Two-dimensional stratified flow over valleys: Linear theory and a laboratory investigation. *Boundary-Layer Meteorol.* 32, 257–279.
- Taylor, P. A. und H. W. Teunissen, 1985. The Askervein Hill Project: Report on the Sept./Oct. 1983, Main Field Experiment. Atmospheric Environment Service, Ontario, Canada.

- Tennekes, H. und J. L. Lumley, 1982. *A First Course in Turbulence*. MIT Press, Cambridge, London.
- Troen, I. und E. L. Petersen, 1990. *Europäischer Windatlas*. Risoe National Laboratory, Risoe, Denmark.
- US Geological Survey, 1994. *Spatial Data Transfer Standard*. Gaithersberg, Maryland. National Institute of Standards. Publication 173.
- 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. *Boundary-Layer Meteorol.* 23, 17–46.
- Walmsley, J. L., P. A. Taylor und T. Keith, 1986. A Simple Model of a Neutrally Stratified Boundary-Layer Flow over Complex Terrain with Surface Roughness Modulations (MS3DJH/3R). *Boundary-Layer Meteorol.* 36, 157–186.
- Weber, R. O. und P. Kaufmann, 1998. Relationship of Synoptic Winds and Complex Terrain Flows during the MISTRAL Field Experiment. *J. Appl. Meteor.* 37, 1486–1496.
- Wernli, H., S. Dirren, M. A. Liniger und M. Zillig, 2002. Dynamical Aspects of the Life Cycle of the Winter Storm “Lothar“. *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.* 128, 405–429.
- Whiteman, C. D. und J. C. Doran, 1993. The Relationship between Overlaying Synoptic-Scale Flows and Winds within a Valley. *J. Appl. Meteor.* 32, 1669–1682.
- Wieringa, J., 1986. Roughness-Dependent Geographical Interpolation of Surface Wind Speed Averages. *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.* 112, 867–889.
- Wippermann, F., 1981. The Applicability of Several Approximations in Meso-scale Modelling - A Linear Approach. *Beitr. Phys. Atmosph.* 54, 298–308.
- Wippermann, F., 1984. Air Flow over and in Broad Valleys: Channeling and Counter-Current;. *Beitr. Phys. Atmosph.* 57, 92–105.
- Wirth, A., 2005. Naturkatastrophen in Deutschland 1970-2004. GeoRisikoForschung, Münchener Rück.
- Wood, J., 1996. *The Geomorphological Characterisation of Digital Elevation Models*. Dissertation, University of Leicester, UK.
- Wood, N., 1995. The Onset of Separation in Neutral, Turbulent Flow over Hills. *Boundary-Layer Meteorol.* 76, 137–164.
- Xue, M. K., V. Droegemeier, A. Shapiro und K. Brewster, 1995. *Advanced Regional Prediction System (ARPS), v4.0, User's Guide*. Center for Analysis and Prediction of Storms.

Zierep, J., 2002. *Grundzüge der Strömungslehre*. Springer, Berlin.

Zängel, G., L. Gantner, G. Hartjenstein und H. Noppel, 2004. Numerical Errors above Steep Topography: A Model Intercomparison. *Meteorologische Zeitschrift* 13, 69–76.

Symbolverzeichnis

B	Halbwertsbreite eines Hügels (senkrecht zur Anströmungsrichtung)
C	Korrelationskoeffizient
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_v	spezifische Wärme bei konstantem Volumen
d	Verdrängungshöhe
D	Deformationstensor
D_s	skalärer Deformationstensor
e	Partialdruck des Wasserdampfes
E_t	turbulente kinetische Energie
f	Coriolisparameter
Fr	Froude-Zahl gebildet mit der horizontalen Längenskala H
Fr_L	Froude-Zahl gebildet mit der horizontalen Längenskala L
\vec{g}	Vektor der Schwerebeschleunigung mit $ \vec{g} = 9.81 \text{ m/s}$
G	Böenfaktor
H	vertikale Längenskala der Orographie
K	Diffusionskoeffizient
K_m, K_h	Diffusionskoeffizient für Impuls bzw. Wärme
L	Halbwertslänge eines Hügels (parallel zur Anströmungsrichtung)
L_*	Monin-Obouchow-Stabilitätslänge
L_{TB}	Längenausdehnung des Talbodens
L_{TK}	Abstand der Talkanten
l_i	Ausdehnung der inneren Schicht nach dem Zweischichtkonzept von Jackson und Hunt (1975)
l_m	Mischungsweg
L_e	Einflussradius des Expositionindex „GELEX“
N	Brunt-Väisälä-Frequenz
p	Luftdruck (Summe des Gasgemischs und aller enthaltenen Substanzen)
r	relative Feuchte
R	Gaskonstante

r_D	Dämpfungskoeffizient für den seitlichen Rand
R_d	Gaskonstante für die trockene Atmosphäre
Ri	Richardsonzahl
s	spezifische Feuchte
T	Temperatur
T_t	Schwingungsdauer der Trägheitsschwingung
u	horizontale Geschwindigkeitskomponente
u'	turbulente Strichgröße der horizontalen Geschwindigkeit
u_*	Schubspannungsgeschwindigkeit
u_g	u-Komponente der geostrophischen Windgeschwindigkeit
v	horizontale Geschwindigkeitskomponente
v'	turbulente Strichgröße der horizontalen Geschwindigkeit
v_g	v-Komponente der geostrophischen Windgeschwindigkeit
$ \vec{v}_g $	Absolutwert der geostrophischen Windgeschwindigkeit
$\overline{v_N}$	Mittlere Geschwindigkeit des gesamten Rechengebiets
\vec{v}	Geschwindigkeitsvektor
w	vertikale Geschwindigkeitskomponente
w'	turbulente Strichgröße der vertikalen Geschwindigkeit
W_H	Wärmequellen
W_s	sonstige Wärmequellen
α_0	Winkel zw. Bodenwindrichtung und geostrophischer Windrichtung
α_A	Winkel zw. Anströmrichtung und Ausrichtung der Orographie
Δv	relative Geschwindigkeitserhöhung nach Gl. (4.7)
Δv^{INDEX}	relative Geschwindigkeitserhöhung aufgrund eines Orographieindex nach Abschnitt 7.2
Δ	Auflösung des numerischen Gitters
Δx	Auflösung des numerischen Gitters in x-Richtung
Δy	Auflösung des numerischen Gitters in y-Richtung
Δz	Auflösung des numerischen Gitters in z-Richtung
Γ	geostrophischer Temperaturgradient
κ	von-Kármán-Konstante
κ^{SG}	Krümmung der Spurgeraden eines Geländeschnitts
λ_B	Blackadar Länge
λ_z	vertikale Wellenlänge
$\vec{\Omega}$	Vektor der Winkelgeschwindigkeit der Erde
ϕ	geographische Breite
Φ	Potentialfunktion
Φ_m	Stabilitätsfunktion für Impuls

Ψ	Stromfunktion
ρ	Dichte der Luft (Summe des Gasgemischs und aller enthaltenen Gase)
σ	Molekularer Reibungstensor für newtonsche Flüssigkeiten und Gase
σ_F	Formfaktor nach Hoff (1987)
θ	Hangneigung
θ_{crit}	kritische Hangneigung für Strömungsablösung
Θ	potentielle Temperatur
Θ_v	virtuelle potentielle Temperatur
ζ	Stabilitätsparameter in der Prandtlschicht

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand als Teilprojekt im Rahmen des von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderten Graduiertenkollegs „Naturkatastrophen“. Meinen Mitkollegiaten sowie der Koordination des Graduiertenkollegs möchte ich meinen Dank für die durchweg gute Atmosphäre und den fachlichen Austausch aussprechen. Realisiert wurde die Arbeit am Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe, an dem ich eine freundliche Aufnahme erfuhr und in den letzten dreieinhalb Jahren durch die Bereitstellung von Arbeitsplatz, Material und Rechnerressourcen eine optimale Arbeitsumgebung erhielt. In diesem Zusammenhang möchte ich mich insbesondere für die Förderung durch Herrn Prof. Kottmeier und Herrn Dr. Kunz bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. F. Fiedler für die fachliche Betreuung und die begeisternde und motivierende Art, mit welcher er mir zahlreiche meteorologische Details vermitteln konnte. Herrn Prof. B. Ruck danke ich für den fachlichen Beistand auf dem Gebiet der Umweltaerodynamik und für die Übernahme des Hauptreferats. Herrn Prof. W. Rodi sowie Herrn Prof. Ch. Kottmeier sei für ihr bereitwilliges Einverständnis an einer Beteiligung bei der Promotionskommission sowie für Verbesserungsvorschläge zur Arbeit gedankt.

Für die kritische Durchsicht unterschiedlicher Teile des Manuskripts sowie für viele hilfreiche Anmerkungen und Diskussionen danke ich (in alphabetischer Reihenfolge) Prof. Franz Fiedler, Dipl.-Ing. Patrick Heneka, Dipl.-Met. Thomas Hofherr, Dr. Michael Kunz, Dr. Rainer Lux, Prof. Wolfgang Rodi, Prof. Bodo Ruck, Dr. Julia Schmoeckel, Dipl.-Met. Juliane Schwendike, Dipl.-Met. Winfried Straub und Dipl.-Met. Stefanie Wassermann. Darüber hinaus möchte ich mich bei all meinen Kollegen des IMK für die freundliche und anregende Atmosphäre bedanken. Erste Hilfe bei meteorologischen Fragen war mir bei allen benachbarten Zimmern gewiss. Insbesondere die gelegentliche, nachmittägliche Kaffeerunde mit ihren inspirierenden Diskussionen und ermutigenden Worten möchte ich an dieser Stelle positiv erwähnen.

Schließlich möchte ich einen persönlichen Dank an meine Familie und allen aussprechen, die mich während dieser Zeit in vielerlei Hinsicht unterstützt haben. Ein besonderer Dank geht an Carmen Vonhof, von der ich zu jeder Zeit volle Unterstützung und Verständnis erfahren habe.

**Wissenschaftliche Berichte des
Instituts für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe**

Bisher erschienen:

- Nr. 1: Fiedler, F., Prenosil, T.:
Das MESOKLIP-Experiment.
(Mesoskaliges Klimaprogramm im Oberrheintal).
August 1980
- Nr. 2: Tangermann-Dlugi, G.:
Numerische Simulationen atmosphärischer
Grenzschichtströmungen über langgestreckten mesoskaligen Hügelketten bei
neutraler thermischer Schichtung.
August 1982
- Nr. 3: Witte, N.:
Ein numerisches Modell des Wärmehaushalts fließender Gewässer unter
Berücksichtigung thermischer Eingriffe.
Dezember 1982
- Nr. 4: Fiedler, F. und Höschele, K. (Hrsg.):
Prof. Dr. Max Diem zum 70. Geburtstag.
Februar 1983 (vergriffen)
- Nr. 5: Adrian, G.:
Ein Initialisierungsverfahren für numerische mesoskalige Strömungsmodelle.
Juli 1985
- Nr. 6: Dorwarth, G.:
Numerische Berechnung des Druckwiderstandes typischer Geländeformen.
Januar 1986
- Nr. 7: Vogel, B., Adrian, G., Fiedler, F.:
MESOKLIP-Analysen der meteorologischen Beobachtungen von mesoskaligen
Phänomenen im Oberrheingraben.
November 1987
- Nr. 8: Hugelmann, C.-P.:
Differenzenverfahren zur Behandlung der Advektion.
Februar 1988
- Nr. 9: Hafner, T.:
Experimentelle Untersuchungen zum Druckwiderstand der Alpen.
April 1988
- Nr. 10: Corsmeier, U.:
Analyse turbulenter Bewegungsvorgänge in der maritimen atmosphärischen
Grenzschicht.
Mai 1988
- Nr. 11: Walk, O. and Wieringa, J.(eds):
Tsumeb Studies of the Tropical Boundary-Layer Climate.
Juli 1988

- Nr. 12: Degrazia, G. A.:
Anwendung von Ähnlichkeitsverfahren auf die turbulente Diffusion in der konvektiven und stabilen Grenzschicht.
Januar 1989
- Nr. 13: Schädler, G.:
Numerische Simulationen zur Wechselwirkung zwischen Landoberflächen und atmosphärischer Grenzschicht.
November 1990
- Nr. 14: Heldt, K.:
Untersuchungen zur Überströmung eines mikroskaligen Hindernisses in der Atmosphäre.
Juli 1991
- Nr. 15: Vogel, H.:
Verteilungen reaktiver Luftbeimengungen im Lee einer Stadt - Numerische Untersuchungen der relevanten Prozesse.
Juli 1991
- Nr. 16: Hörschele, K.(ed.):
Planning Applications of Urban and Building Climatology - Proceedings of the IFHP / CIB-Symposium Berlin, October 14 - 15, 1991.
März 1992
- Nr. 17: Frank, H.P.:
Grenzschichtstruktur in Fronten.
März 1992
- Nr. 18: Müller, A.:
Parallelisierung numerischer Verfahren zur Beschreibung von Ausbreitungs- und chemischen Umwandlungsprozessen in der atmosphärischen Grenzschicht.
Februar 1996
- Nr. 19: Lenz, C.-J.:
Energieumsetzungen an der Erdoberfläche in gegliedertem Gelände.
Juni 1996
- Nr. 20: Schwartz, A.:
Numerische Simulationen zur Massenbilanz chemisch reaktiver Substanzen im mesoskaligen Bereich.
November 1996
- Nr. 21: Beheng, K.D.:
Professor Dr. Franz Fiedler zum 60. Geburtstag.
Januar 1998
- Nr. 22: Niemann, V.:
Numerische Simulation turbulenter Scherströmungen mit einem Kaskadenmodell.
April 1998
- Nr. 23: Koßmann, M.:
Einfluß orographisch induzierter Transportprozesse auf die Struktur der atmosphärischen Grenzschicht und die Verteilung von Spurengasen.
April 1998

- Nr. 24: Baldauf, M.:
Die effektive Rauigkeit über komplexem Gelände - Ein Störungstheoretischer Ansatz.
Juni 1998
- Nr. 25: Noppel, H.:
Untersuchung des vertikalen Wärmetransports durch die Hangwindzirkulation auf regionaler Skala.
Dezember 1999
- Nr. 26: Kuntze, K.:
Vertikaler Austausch und chemische Umwandlung von Spurenstoffen über topographisch gegliedertem Gelände.
Oktober 2001
- Nr. 27: Wilms-Grabe, W.:
Vierdimensionale Datenassimilation als Methode zur Kopplung zweier verschiedenskalierten meteorologischer Modellsysteme.
Oktober 2001
- Nr. 28: Grabe, F.:
Simulation der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre, Vegetation und Erdoberfläche bei Verwendung unterschiedlicher Parametrisierungsansätze.
Januar 2002
- Nr. 29: Riemer, N.:
Numerische Simulationen zur Wirkung des Aerosols auf die troposphärische Chemie und die Sichtweite.
Mai 2002
- Nr. 30: Braun, F. J.:
Mesoskalige Modellierung der Bodenhydrologie.
Dezember 2002
- Nr. 31: Kunz, M.:
Simulation von Starkniederschlägen mit langer Andauer über Mittelgebirgen. März 2003
- Nr. 32: Bäumer, D.:
Transport und chemische Umwandlung von Luftschadstoffen im Nahbereich von Autobahnen - numerische Simulationen.
Juni 2003
- Nr. 33: Barthlott, C.:
Kohärente Wirbelstrukturen in der atmosphärischen Grenzschicht.
Juni 2003
- Nr. 34: Wieser, A.:
Messung turbulenter Spurengasflüsse vom Flugzeug aus.
Januar 2005
- Nr. 35: Blahak, U.:
Analyse des Extinktionseffektes bei Niederschlagsmessungen mit einem C-Band Radar anhand von Simulation und Messung.
Februar 2005

Nr. 36: Bertram, I.:
Bestimmung der Wasser- und Eismasse hochreichender konvektiver Wolken
anhand von Radardaten, Modellergebnissen und konzeptioneller Betrachtungen.
Mai 2005

Nr. 37: Schmoeckel, J.:
Orographischer Einfluss auf die Strömung abgeleitet aus Sturmschäden im
Schwarzwald während des Orkans „Lothar“.
Mai 2006

Nr. 38: Schmitt, C.:
Interannual Variability in Antarctic Sea Ice Motion.
Interannuelle Variabilität antarktischer Meereis-Drift.
Mai 2006

Nr. 39: Hasel, M.:
Strukturmerkmale und Modelldarstellung der Konvektion über Mittelgebirgen
Juli 2006

Ab Band 40 erscheinen die *Wissenschaftlichen Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung im Karlsruher Universitätsverlag online unter der Internetadresse:*

<http://www.uvka.de/>

Auf Wunsch sind beim Karlsruher Universitätsverlag auch gedruckte Exemplare erhältlich („print on demand“).

Nr. 40: Lux, R.:
Modellsimulationen zur Strömungsverstärkung von orographischen
Grundstrukturen bei Sturmsituationen.
Mai 2007

ISSN: 0179-5619

ISBN: 978-3-86644-140-8

www.uvka.de