

Modifikation der Strömung über Mittelgebirgen und die Auswirkungen auf das Auftreten hochreichender Konvektion

Diplomarbeit im Fach Meteorologie
vorgelegt von

Joris Brombach

März 2012



INSTITUT FÜR METEOROLOGIE UND KLIMAFORSCHUNG
KARLSRUHER INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE

Referent:

Prof. Dr. Christoph Kottmeier

Korreferent:

PD Dr. Michael Kunz

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Konvektion und Strömung über Gebirgen	5
2.1	Statische Stabilität	5
2.2	Konvektion und Hagelentstehung	10
2.2.1	Die Kondensationsniveaus	11
2.2.2	Überblick über die Gewittersysteme	11
2.2.3	Entstehung von Hagel	14
2.3	Strömung über komplexem Gelände	17
2.3.1	Das bodennahe Windfeld	17
2.3.2	Über- und Umströmung von Bergen	20
2.3.3	Interne Schwerewellen	24
2.3.4	Orografie und die Auslösung von konvektivem Niederschlag	25
3	Datengrundlage und Methoden	31
3.1	Das Wettervorhersagemodell COSMO	31
3.1.1	Die Grundgleichungen in geländefolgenden Koordinaten	31
3.1.2	Die verwendete Modellkonfiguration	33
3.2	Daten zur Geländehöhe und Modellgebiet	36
3.3	Bestimmung des Vertikalprofils	38
3.4	Oberflächenparameter	44
4	Idealisierte Strömungssimulation: Referenzlauf	47
4.1	Strömungsverhältnisse	47
4.2	Bodennahe Konvergenz- und Divergenzzonen	50
4.3	Wellenmuster der Strömung	51
4.4	Auflösung und Modellgebietsgröße	53
5	Sensitivitätsstudien	57
5.1	Einfluss der Windrichtung auf das Strömungsfeld	58
5.2	Einfluss der Windgeschwindigkeit auf das Strömungsfeld	61
5.3	Orografie und Strömungsfelder	66
5.3.1	Modifikation der Schwäbischen Alb	67

5.3.2	Modifikation des Schwarzwalds	69
5.3.3	Auffüllen des Kinzigtals	71
5.3.4	Verbinden von Südschwarzwald und Schwäbischer Alb	73
5.3.5	Der Südschwarzwald ohne Nordschwarzwald und Schwäbische Alb . . .	75
5.4	Oberflächenparameter und Strahlung	77
5.4.1	Sensitivitätsstudie zur Rauigkeitslänge	77
5.4.2	Sensitivitätsstudie zur Bodenart und zum Flächenanteil von Wald	78
5.4.3	Sensitivitätsstudie zu Strahlung und Niederschlag	80
5.5	Sensitivitätsstudie zu Feuchte und Niederschlag	83
6	Zusammenfassung und Ausblick	87
	Literaturverzeichnis	I

1. Einleitung

Im Sommerhalbjahr kommt es in Baden-Württemberg sehr häufig zu lokalen und mesoskaligen Gewitterstürmen. So sind Stationsmeldungen des Deutschen Wetterdiensts (DWD) zufolge hier fast die Hälfte aller Tage zwischen April und September Gewittertage (1986 – 2000; Brombach, 2010). Ein sehr hohes Gefährdungspotential geht dabei trotz der räumlich sehr begrenzten Ausdehnung von den extremen Begleiterscheinungen der Gewitterstürme wie Hagelschlag, Starkregen und Sturmböen aus. Zu Hagelschlag kommt es in Baden-Württemberg an knapp 9% der Tage im Sommerhalbjahr, wobei es zwischen 1986 und 2004 dort zu einer signifikanten Zunahme in der Anzahl schadenrelevanter Hageltage kam (Kunz et al., 2009).

Hagel kann bei entsprechender Korngröße große Schäden in mehrstelliger Millionenhöhe verursachen. Am 28. Juni 2006 beispielsweise führte ein schwerer Hagelsturm mit Hagelkörnern bis 10 cm Durchmesser über Villingen-Schwenningen und Umgebung zu versicherten Schäden in Höhe von rund 250 Millionen Euro (Münchner Rück, 2008). Dabei wurden in einem Postleitzahlgebiet fast 80% aller Gebäude schwer beschädigt. Dieses Ereignis am 28. Juni gehört damit zu den weltweit zehn teuersten Hagelunwettern der jüngeren Vergangenheit.

Zur Vermeidung von Hagelschäden werden verschiedene Methoden eingesetzt, die beispielsweise in die mikrophysikalische Entstehung von Hagel in der Wolke eingreifen. An vielen Orten kommen „Hagelflieger“ zum Einsatz, die mithilfe von Silberjodid die Entstehung von Hagel in der Wolke verhindern sollen. Auch in Baden-Württemberg sind seit dem Jahr 2010 zwei „Hagelflieger“ im Einsatz. Deren Wirkung ist allerdings umstritten und kann nur schwer verifiziert werden (Beheng, 2010). Auch die Installation von Netzen über Weinbergen zum Schutz der Reben vor Hagelschlag ist vielerorts üblich.

Das Interesse an detaillierten Informationen über das Auftreten und die Intensität von schweren Gewittern ist folglich äußerst groß, vor allem um Vorkehrungen zur Vermeidung von Schäden treffen zu können. Die Vorhersage des lokalen Auftretens von Gewittern ist jedoch bislang kaum möglich, da diese kleinskaligen Ereignisse von numerischen Vorhersagemodellen, unter anderem aufgrund ihrer unzureichenden räumlichen Auflösung, nicht zuverlässig simuliert werden können. Außerdem sind die genauen Prozesse bei der Auslösung und Entwicklung von Gewitterstürmen noch nicht ausreichend verstanden und können in den Modellen nur grob parametrisiert oder überhaupt nicht dargestellt werden. Somit kann lediglich das Potential für das Auftreten eines Gewitters an einem bestimmten Ort abgeschätzt werden. Eine Vorhersage der Zugbahn eines Ge-

witters ist erst möglich, wenn dieses bereits entstanden ist und es zu ersten Niederschlägen oder Blitzen gekommen ist. Zu diesem Zeitpunkt wird es von den Beobachtungssystemen erfasst, und unter Berücksichtigung der Entwicklung der Niederschlagsintensität und der mittleren Windrichtung ist eine Extrapolation der Zugbahn möglich. Dieses sogenannte „now-casting“ ist allerdings ebenfalls mit Unsicherheiten behaftet.

Verschiedene unabhängige Datensätze zeigen eine allgemein sehr große räumliche Variabilität in der Auftretenswahrscheinlichkeit von intensiven Gewittern. In Baden-Württemberg konnte beispielsweise aus Radardaten eine stark erhöhte Zugbahndichte schwerer Hagelgewitter im Bereich südlich von Stuttgart abgeleitet werden (Puskeiler, 2009). Außerdem zeigt die Blitzdichte eine hohe räumliche Variabilität in Deutschland und Baden-Württemberg, mit erhöhten Werten beispielsweise im Bereich des Erzgebirges und südlich von Stuttgart (Damian, 2011).

Es gibt verschiedene Hypothesen über die Ursachen dieser großen räumlichen Unterschiede der Auftretenswahrscheinlichkeit von Gewittern und Hagel, jedoch keine gesicherten Erkenntnisse. Beispielsweise konnte eine starke Abhängigkeit der Entstehung von Gewitterstürmen von der mittleren Anströmungsrichtung identifiziert werden (Gysi, 1998). Die vermehrte Auslösung von hochreichender Konvektion im Bereich des Nordschwarzwalds bei einer südöstlichen Anströmung ist dabei möglicherweise auf eine Hebung der Luftmassen im Luv des Nordschwarzwalds zurückzuführen. Die oben beschriebene erhöhte Zugbahndichte schwerer Hagelgewitter südlich von Stuttgart könnte mit einer Umströmung des Südschwarzwalds und einem daraus resultierenden Hebungsmechanismus durch eine Strömungskonvergenz in dessen Lee zusammenhängen (Kunz und Puskeiler, 2010). Eine weitere Möglichkeit ist die Auslösung von Gewittern im Gipfelbereich von Bergen. Dort kann es durch solare Einstrahlung zu einer verstärkten Erwärmung und damit zur Ausbildung von Konvergenzzonen kommen, die als anhaltender Hebungsantrieb hochreichende Konvektion auslösen können (Kirshbaum, 2011). Die Strömungsmodifikation durch die Orografie spielt bei den beschriebenen Mechanismen sicherlich eine entscheidende Rolle, die detaillierten Zusammenhänge sind jedoch bislang unklar.

Das Ziel dieser Arbeit ist die systematische Identifikation von Strömungseffekten über Südwestdeutschland, die die Auslösung oder Verstärkung von Konvektion begünstigen können. Das Untersuchungsgebiet umfasst dabei große Teile Baden-Württembergs mit dem Schwarzwald und der Schwäbischen Alb als orografisch bestimmende Mittelgebirge. Zur Analyse der Strömungseffekte werden semi-idealisierte Modellsimulationen durchgeführt, die mit einem mittleren Vertikalprofil der atmosphärischen Bedingungen an Hageltagen initialisiert werden. Dabei sollen Sensitivitätsanalysen mit Simulationen unter jeweils leicht veränderten Randbedingungen, vor allem der Anströmung, der Stabilität der atmosphärischen Schichtung sowie der Orografie, zeigen in welchem Parameterbereich die identifizierten Strömungseffekte auftreten. Auf diese Weise kann ermittelt werden, wo und aus welchen Gründen es in Baden-Württemberg zu einer systematischen Ausbildung von Konvergenzbereichen kommt. Die bodennahe Konvergenz des Strömungsfelds kann zur Auslösung oder Verstärkung von Konvektion beitragen.

Zu Beginn gibt Kapitel 2 einen Überblick über die theoretischen Grundlagen der Konvektion und Strömung über Gebirgen. In Kapitel 3 werden das verwendete numerische Modell, die Datengrundlage sowie die angewendeten Methoden vorgestellt. Die Darstellung und Interpretation der Ergebnisse der grundlegenden Strömungssimulation („Referenzlauf“) folgt in Kapitel 4. In Kapitel 5 werden diese Ergebnisse mit Hilfe der oben angesprochenen Sensitivitätsstudien weiter analysiert und der Einfluss verschiedener Parameter auf das Strömungsfeld untersucht. Im abschließenden Kapitel 6 folgt die Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse und es wird ein Ausblick auf weiterführende Forschungsarbeiten gegeben, die an die besprochene Thematik anknüpfen könnten.

2. Grundlagen der Konvektion und Strömung über Gebirgen

Die für das Verständnis dieser Arbeit wichtigen theoretischen Grundlagen werden in diesem Kapitel dargestellt. Nach einer Einführung der statischen Stabilität folgen Abschnitte über Konvektion, verschiedene Gewittersysteme und die Entstehung von Hagel. Daran schließt eine Darstellung von Strömungseffekten über komplexem Gelände wie beispielsweise die Über- oder Umströmung von Bergen oder die Auslösung interner Schwerewellen an. Abschließend werden diese Strömungseffekte in Zusammenhang mit der Auslösung von konvektivem Niederschlag gebracht.

2.1 Statische Stabilität

Die thermische Schichtung der Atmosphäre ist entscheidend für die Frage, ob und in welcher Intensität Gewitter entstehen können.

Grundsätzlich kann die thermische Schichtung der Atmosphäre stabil, indifferent (neutral) oder labil sein. Für die Beschreibung der Stabilität wird üblicherweise die Paketmethode verwendet (Rossby, 1932). Ausgangspunkt ist dabei ein Luftpaket ausreichender Größe, bei dem kein Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfindet. Die Betrachtung basiert damit auf einem adiabatischen Prozess. Dieses Luftpaket wird nun virtuell in vertikaler Richtung ausgelenkt. Im stabilen Fall kehrt es wieder in seine Ausgangsposition zurück, im neutralen Fall bleibt es in seiner ausgelenkten Position und im labilen Fall entfernt es sich weiter von seiner Ausgangsposition. Im letztgenannten Fall kann das Luftpaket also weiter beschleunigt aufsteigen und bei günstigen Bedingungen zur Bildung von Gewittern führen (siehe dazu Kapitel 2.2).

Wird ein Luftpaket gehoben, dehnt es sich aus und kühlt sich durch die dabei verrichtete Volumenarbeit ab. Diese Änderung der inneren Energie du des Luftpakets wird in einem homogenen System ohne irreversible Prozesse vom 1. Hauptsatz der Thermodynamik

$$du = \delta q + \delta a \tag{2.1}$$

beschrieben, mit der zugeführten Wärmemenge δq und der verrichteten Arbeit δa . Die Änderung der inneren Energie ist proportional zur Änderung der Temperatur und es gilt $du = c_v \cdot dT$ mit der spezifischen Wärme bei konstantem Volumen $c_v = 717 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ und der Temperatur T .

Die am Luftpaket verrichtete Arbeit führt zu einer Änderung des Volumens mit $\delta a = -p \cdot d\alpha$, wobei p für den Druck, $\alpha = 1/\rho$ für das spezifische Volumen und ρ für die Dichte steht. Mit der Enthalpie $h = u + p \cdot \alpha$ folgt aus Gleichung (2.1)

$$\delta q = dh - \alpha \cdot dp . \quad (2.2)$$

Die Enthalpieänderung dh ist dabei proportional zur Temperaturänderung, wobei gilt $dh = c_p \cdot dT$ mit der spezifischen Wärme bei konstantem Druck $c_p = 1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Für einen adiabatischen Prozess mit $\delta q = 0$ folgt damit aus Gleichung (2.2)

$$dh = c_p \cdot dT = \alpha \cdot dp . \quad (2.3)$$

Diese Beziehung gilt bei der Hebung eines ungesättigten Luftpakets. Unter Annahme der hydrostatischen Approximation

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho \cdot g \quad (2.4)$$

mit der Höhe z und der Schwerebeschleunigung g , ergibt sich die Abkühlungsrate zu

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\Gamma_d = -\frac{g}{c_p} = -0,98 \text{ K (100 m)}^{-1} \quad (2.5)$$

mit dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten Γ_d . In diesem Fall ist die potentielle Temperatur

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^\kappa \quad (2.6)$$

höhenkonstant und die Schichtung ist für ungesättigte Luft neutral (vgl. Abbildung 2.1). Dabei ist $\kappa = R_d/c_p = 0,286$ und $R_d = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ die Gaskonstante für trockene Luft. Der Referenzdruck wird dabei üblicherweise auf $p_0 = 1000 \text{ hPa}$ festgelegt.

Eine stabile Schichtung für ungesättigte Luft liegt vor, wenn die potentielle Temperatur der Umgebung mit der Höhe zunimmt. Die Temperatur der Umgebung nimmt folglich mit der Höhe weniger stark ab als die eines trockenadiabatisch gehobenen Luftpakets oder sie nimmt sogar zu, was als Inversion bezeichnet wird. Eine labile Schichtung liegt vor, wenn die potentielle Temperatur der Umgebung mit der Höhe abnimmt. Die Temperatur der Umgebung nimmt folglich mit der Höhe stärker ab als die eines trockenadiabatisch gehobenen Luftpakets. Eine solche Schichtung wird auch als überadiabatisch bezeichnet.

Liegt Sättigung vor, verringert sich die Abkühlung des Luftpakets beim Hebungsprozess, da durch Kondensation des im Volumen enthaltenen Wasserdampfs latente Wärme freigesetzt wird. In diesem Fall spielt bei der Änderung der Enthalpie (vgl. Gleichung 2.3) zusätzlich das Sättigungsmischungsverhältnis r_s eine Rolle und es ergibt sich für den ersten Hauptsatz in Enthalpieform

$$dh = c_p \cdot dT + l \cdot dr_s \quad (2.7)$$

mit der spezifischen Verdampfungswärme $l = 2,5 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$. Für typische Temperatur- und

Feuchtwerte der Troposphäre in mittleren Breiten verringert sich damit die Abkühlungsrate im feuchtadiabatischen Fall auf Werte zwischen $0,4$ und $0,98 \text{ K (100 m)}^{-1}$. Nach der Clausius-Clapeyron-Gleichung

$$\frac{dp_{wd}}{dT} = \frac{l}{T \Delta \alpha} \quad (2.8)$$

mit dem Sättigungsdampfdruck p_{wd} und der Differenz der spezifischen Volumina im gasförmigen und flüssigen Zustand $\Delta \alpha$ ist eine geringere Temperatur direkt mit einem geringeren Sättigungsmischungsverhältnis verbunden. Damit nähert sich der feuchtadiabatische Temperaturgradient für tiefe Temperaturen dem trockenadiabatischen Gradienten an.

Im feuchtadiabatischen Fall ist die äquivalent-potentielle Temperatur

$$\theta_e = \theta \cdot \exp\left(\frac{l \cdot r_s}{c_p \cdot T}\right) \quad (2.9)$$

eines Luftpakets näherungsweise höhenkonstant. Die Näherung besteht in der Voraussetzung eines pseudoadiabatischen Prozesses, bei dem das Kondensat beim Aufstieg instantan ausfällt und beim Absinken keine Verdunstung stattfindet. Die Schichtung ist für gesättigte Luft neutral, wenn θ_e der Umgebung höhenkonstant ist (vgl. Abbildung 2.1).

Eine stabile Schichtung für gesättigte Luft liegt vor, wenn die äquivalent-potentielle Temperatur der Umgebung mit der Höhe zunimmt. Die Temperatur der Umgebung nimmt folglich mit der Höhe weniger stark ab als die eines feuchtadiabatisch gehobenen Luftpakets oder nimmt sogar zu. Die Schichtung ist in diesem Fall labil, wenn θ_e der Umgebung mit der Höhe abnimmt. Die Temperatur der Umgebung nimmt dabei mit der Höhe stärker ab als die eines feuchtadiabatisch gehobenen Luftpakets.

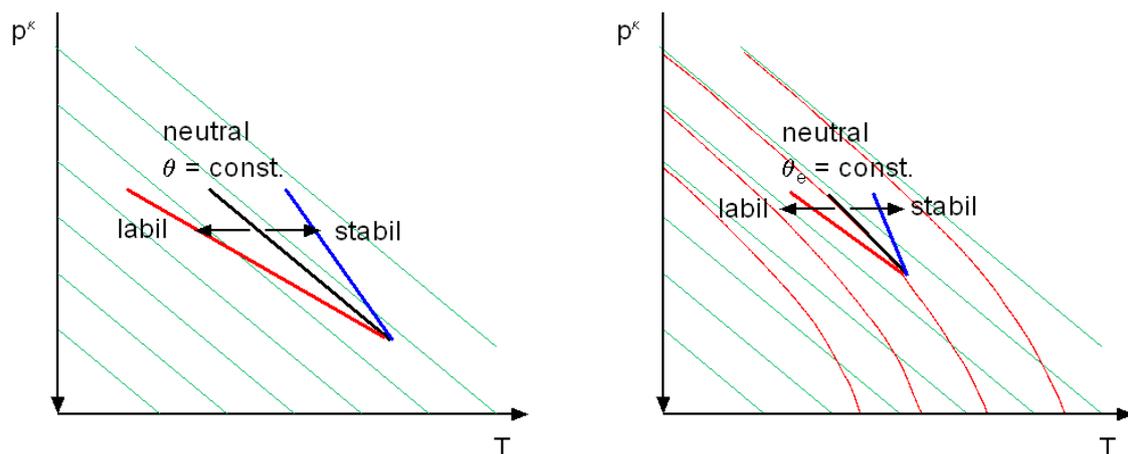


Abb. 2.1: Stabilitätsbereiche für ein ungesättigtes (links) und ein gesättigtes Luftpaket (rechts) bei unterschiedlicher Schichtung der Umgebung im Stüve-Diagramm mit Trockena-diabaten, auf denen ein nicht-gesättigtes Luftvolumen läuft, das gehoben/gesenkt wird (grün) und Pseudoadiabaten, auf denen ein gesättigtes Luftvolumen läuft, das gehoben wird (rot); aus Kunz et al. (2006).

Eine Schichtung mit einer Temperaturabnahme der Umgebung, die zwischen dem feucht- und dem trockenadiabatischen Gradienten liegt, wird als bedingt labil bezeichnet, da sie nur für gesättigte Luft labil ist. Erreicht ein Luftpaket mit hoher Feuchtigkeit in einer trockenen Schicht das Niveau der freien Konvektion bezeichnet dies den Vorgang latenter Instabilität (Normand, 1938). Unter solchen Bedingungen können sich bei günstigen Voraussetzungen bevorzugt kräftige Gewitter entwickeln.

Nimmt θ_e der Umgebung in einer Atmosphärenschiicht mit der Höhe ab, liegt eine sogenannte potentielle Instabilität vor. Diese kann durch Hebung der gesamten Schicht ausgelöst werden, sobald in deren unteren Bereich Sättigung erreicht wird. Im Zusammenhang mit der Entstehung von Gewitterstürmen wird dieser Prozess jedoch kaum beobachtet (Schultz et al., 2000).

Brunt-Väisälä-Frequenz und Froude-Zahl

Die statische Stabilität einer Luftschichtung kann quantitativ auch mit Hilfe der Brunt-Väisälä-Frequenz beschrieben werden. Die Überlegungen hierzu basieren ebenfalls auf der oben beschriebenen Paketmethode. Ausgangspunkt ist allerdings eine Gleichung für die vertikale Beschleunigung eines Luftpakets in einer reibungsfreien, inkompressiblen und hydrostatischen Umgebung:

$$\frac{d^2z}{dt^2} + N^2z = B + N^2z = 0 . \quad (2.10)$$

Dabei ist t die Zeit, B die vertikale Beschleunigung und N die Brunt-Väisälä-Frequenz (vgl. „coefficient of vertical stability“; Queney, 1948). Diese ergibt sich im ungesättigten Fall zu

$$N_d = \sqrt{\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \theta_v}{\partial z}} , \quad (2.11)$$

wobei θ_v die virtuelle potentielle Temperatur und $\overline{\theta_v}$ deren Mittelwert in der betrachteten Luftschicht ist. Die Definition von θ_v entspricht der von θ (Gleichung 2.6), mit dem Unterschied, dass statt der Temperatur T die virtuelle Temperatur $T_v = T \cdot (1 + 0,61 \cdot q)$ mit der spezifischen Feuchte q verwendet wird. Die virtuelle Temperatur ist diejenige Temperatur, die trockene Luft bei gleichem Druck haben müsste, um die gleiche Dichte wie die betrachtete feuchte Luft zu haben. Damit kann auf einfache Art und Weise der Einfluss des Feuchtegehalts der Luft auf die Dichte berücksichtigt werden.

Für $z(t = 0) = z_A$ und $w(t = 0) = 0$ ergeben sich z.B. nach Etling (2008) folgende Lösungen für Gleichung (2.10):

$$z(t) = \begin{cases} z_A \cdot \cos(Nt) & : N^2 > 0 \\ z_A & : N^2 = 0 \\ z_A \cdot e^{|N|t} & : N^2 < 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

Wie zu Beginn dieses Kapitels bereits beschrieben, entfernt sich ein vertikal ausgelenktes Luftpaket in einer statisch labil geschichteten Atmosphäre, also für $N^2 < 0$, weiter von seiner Ausgangsposition z_A , während es im neutralen Fall ($N^2 = 0$) in seiner ausgelenkten Position bleibt. In einer statisch stabil geschichteten Atmosphäre, also für $N^2 > 0$, kehrt ein vertikal ausgelenktes Luftpaket wieder in seine Ausgangsposition z_A zurück beziehungsweise schwingt mit der Brunt-Väisälä-Frequenz N (Gleichung 2.11) um dieses Ausgangsniveau. Das Verhalten in den verschiedenen Fällen kann direkt von den entsprechenden Lösungen in Gleichung (2.12) abgelesen werden. Aufgrund der beschriebenen Schwingung im stabilen Fall ist N auch ein entsprechender Parameter bei der Theorie der Schwerewellen (vgl. Kapitel 2.3.3). Je größer dabei die vertikale Beschleunigung ist, desto größer ist auch die Frequenz der Schwingung (vgl. Gleichung 2.10).

Bewegt sich das Luftpaket im letztgenannten Fall mit der Geschwindigkeit U der umgebenden Luftmasse fort, so vollführt es eine Schwingung mit der Wellenlänge $L_{\text{Luft}} = 2\pi \cdot U/N$ (Stull, 1988). Die effektive Wellenlänge eines Hindernisses der Länge L kann als $L_{\text{Hindernis}} = 2 \cdot L$ angegeben werden.

Das Verhältnis von Trägheitskräften zu Auftriebskräften bzw. hier von der Wellenlänge der Strömung zur Wellenlänge der Störung ist als **Froude-Zahl** definiert:

$$Fr = \pi \cdot \frac{U}{N \cdot L} . \quad (2.13)$$

Unter der Voraussetzung von adiabatischen Vertikalbewegungen ergibt sich nach David und Kottmeier (1986) die Auftriebsbeschleunigung a in der Atmosphäre zu

$$a = \frac{g}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} \cdot H = N^2 \cdot H \quad (2.14)$$

mit der charakteristischen Vertikalauslenkung H . In einem Medium mit kontinuierlich variierender Dichte ist die sogenannte interne Froude-Zahl damit gegeben durch

$$Fr^2 = \frac{U^2}{N^2 \cdot H \cdot L} \quad \text{bzw.} \quad Fr = \frac{U}{N \cdot H} , \quad (2.15)$$

wenn als Längenmaß L die charakteristische Vertikalauslenkung bzw. charakteristische Hindernishöhe H verwendet wird und U die ungestörte Anströmungsgeschwindigkeit ist. Die interne Froude-Zahl drückt damit die Ähnlichkeit des Strömungsregimes bezüglich U , N und H aus. Eine konkrete Anwendung der Froude-Zahl wird in Kapitel 2.3.2 beschrieben.

2.2 Konvektion und Hagelentstehung

In diesem Kapitel werden die grundsätzlichen Voraussetzungen für die Entstehung von Gewittern sowie ihre verschiedenen Organisationsformen dargestellt. Außerdem werden die Entstehung von Hagel in Zusammenhang mit bestimmten Gewittersystemen und die hierbei relevanten mikrophysikalischen Prozesse erläutert.

Durch Auftriebskräfte verursachte kleinskalige Vertikalbewegungen in einer labil geschichteten Luftmasse werden in der Meteorologie als Konvektion bezeichnet. Setzt sich die Konvektion bis in große Höhe durch, können Gewitter entstehen.

Die Entstehung von Gewittern ist grundsätzlich nur möglich, wenn die folgenden drei Voraussetzungen erfüllt sind (z.B. Doswell III, 1982):

1. Die Atmosphäre ist (bedingt, latent oder potentiell) labil geschichtet, so dass ein Luftpaket bis in große Höhen weiter aufsteigen kann (siehe Kapitel 2.1).
2. Es ist ausreichend Feuchtigkeit in der Grenzschicht vorhanden, damit es beim Aufsteigen der Luftpakete zur Kondensation und somit zu einer verringerten Abkühlungsrate kommen kann und eine große Beschleunigung bzw. hohe Vertikalgeschwindigkeiten bis in große Höhen möglich sind.
3. Es ist ein Hebungsmechanismus wirksam, der das Luftpaket in die Höhe des Kumuluskondensationsniveaus (KKN) oder des Niveaus der freien Konvektion (NFK) bringt.

Ein Auslösemechanismus gemäß Punkt drei kann dabei beispielsweise eine bodennahe Überhitzung durch starke Sonneneinstrahlung, die Querzirkulation an Fronten, eine bodennahe Konvergenz oder ein orografischer Hebungseffekt sein. Außerdem kann großräumige Hebung durch differentielle positive Vorticityadvektion und/oder Schichtdickenadvektion nach der ω -Gleichung (Kurz, 1990)

$$\begin{aligned} \left(\sigma \nabla^2 + f_0^2 \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \omega = & - f_0 \frac{\partial}{\partial p} [-v_g \cdot \nabla_p (\zeta_g + f)] \\ & - \frac{R_d}{p} \nabla^2 [-v_g \cdot \nabla_p T] \\ & - \frac{R_d}{c_p p} \nabla^2 H \end{aligned} \quad (2.16)$$

Konvektion auslösen. In der Gleichung ist σ ein Stabilitätsparameter, f der Coriolisparameter, ω die Vertikalgeschwindigkeit des p-Systems, v_g der geostrophische Wind, ζ_g die Vorticity des geostrophischen Winds und H beschreibt die diabatischen Wärmeübergänge. Die rechte Seite der Gleichung ist in guter Näherung proportional zur Vertikalgeschwindigkeit w und wird durch die drei Antriebsterme auf der rechten Seite bestimmt. Diese sind die vertikale Variation der Vorticityadvektion, der Laplace der Temperaturadvektion sowie der Laplace der diabatischen Wärmeübergänge. Zu Hebung kommt es bei aufwärts zunehmender positiver bzw. aufwärts abnehmender negativer Vorticityadvektion, im Bereich der relativ stärksten Warm- bzw. relativ schwächsten Kaltluftadvektion sowie im Bereich der relativ größten diabatischen Wärmezufuhr bzw. des relativ schwächsten Wärmeentzugs (Kurz, 1990).

2.2.1 Die Kondensationsniveaus

Mit der in Kapitel 2.1 beschriebenen Paketmethode können verschiedene Kondensationsniveaus in einer beliebig geschichteten Atmosphäre bestimmt werden.

Bei erzwungener Hebung, beispielsweise durch Überströmen orografischer Hindernisse oder durch großräumige dynamische Effekte, kühlt sich das Luftpaket trockenadiabatisch ab bis Sättigung erreicht wird und der in ihm enthaltene Wasserdampf zu kondensieren beginnt. Dieses Niveau wird als **Hebungskondensationsniveau (HKN)** bezeichnet und gibt die Höhe der Wolkenuntergrenze bei erzwungener Hebung an. Im Stüve-Diagramm (vgl. Abbildung 2.2) wird diese Höhe grafisch als Schnittpunkt zwischen der Linie konstanten Sättigungs-Mischungs-Verhältnisses (rot gestrichelt) bei der Taupunkttemperatur in Bodennähe τ_0 und der von T_0 ausgehenden Trockenadiabaten (grün ausgezogen) bestimmt.

Steigt das Luftpaket durch freie Konvektion aufgrund seiner geringeren Dichte bzw. höheren Temperatur im Vergleich zur Umgebung auf, so liegt die Wolkenuntergrenze höher als im Fall erzwungener Hebung. Grafisch wird dieses sogenannte **Kumuluskondensationsniveau (KKN)** im Stüve-Diagramm über den Schnittpunkt der Linie konstanten Sättigungs-Mischungs-Verhältnisses bei τ_0 und dem vertikalen Temperaturprofil bestimmt (siehe Abbildung 2.2).

Wird ein Luftpaket nach Erreichen des HKN weiter gehoben, kann es bei labiler oder bedingt labiler Schichtung oberhalb des HKN ab einem bestimmten Niveau wärmer als seine Umgebung sein, da es sich aufgrund der Freisetzung latenter Wärme bei der Kondensation nur feuchtadiabatisch abkühlt. Ab diesem sogenannten **Niveau der freien Konvektion (NFK)** kann es weiter frei aufsteigen. In einer gut durchmischten Grenzschicht mit einer trockenadiabatischen Temperaturabnahme mit der Höhe entspricht das NFK dem KKN und dem HKN. Im Stüve-Diagramm wird das NFK über den Schnittpunkt der vom HKN ausgehenden Pseudoadiabaten und dem Temp bestimmt (siehe Abbildung 2.2).

Nach Erreichen des KKN oder des NFK erfährt das Luftpaket so lange eine positive Beschleunigung, bis es kälter ist als seine Umgebung. Diese Höhe wird als **Niveau des neutralen Aufstiegs (NNA)** bezeichnet. In diesem Niveau ist die Wolkenobergrenze zu finden. Bei hohen Vertikalgeschwindigkeiten bis über 30 m s^{-1} kann ein Luftpaket aufgrund der Trägheit auch etwas über dieses Niveau hinausschießen und es bildet sich ein „overshooting top“, der als kuppelartige Aufwölbung am Oberrand des Ambosses der Gewitterwolke erscheint.

2.2.2 Überblick über die Gewittersysteme

Es gibt verschiedene Organisationsformen hochreichender Konvektion: von Einzelzellen über Multizellen, Gewitterlinien und mesoskalige konvektive Systeme bis hin zu Superzellen. Welche dieser Formen im Einzelfall auftritt, wird vor allem durch die vertikale Scherung des Horizontalwinds und durch mesoskalige Hebungsvorgänge aus der oberen Troposphäre bestimmt. Hagel entsteht vor allem im Zusammenhang mit organisierter Konvektion, wie beispielsweise bei fast allen Superzellen. In Verbindung mit Einzelzellen tritt Hagel nur sehr selten auf.

Einzelzellen entstehen im Sommerhalbjahr sehr häufig, bevorzugt in den Nachmittags- und Abendstunden, wenn die bodennahe Schichtung durch die solare Einstrahlung labilisiert wurde. Voraussetzung für die Bildung von Einzelzellen sind schwache Windgeschwindigkeiten und eine geringe Windscherung. Ihre räumliche Ausdehnung beträgt zwischen 1 und 10 km und ihre Lebensdauer liegt in der Größenordnung von einer Stunde. Deutlich länger kann eine Einzelzelle nicht existieren, da aufgrund der geringen Windscherung Auf- und Abwindbereiche nahezu senkrecht übereinander liegen und während der Reifephase der Zelle der durch die zu Boden fallenden Hydrometeore induzierte Abwind den Aufwind schließlich unterdrückt.

Multizellen bestehen aus mehreren dynamisch gekoppelten Einzelzellen in verschiedenen Entwicklungsstadien (siehe Abbildung 2.3). Voraussetzung für die Entstehung eines solchen Clusters ist eine vertikale Geschwindigkeitsscherung des Horizontalwinds. Diese bewirkt, dass Auf- und Abwindbereiche in der Zelle räumlich getrennt sind und sich nicht gegenseitig abschwächen. Die sich am Boden horizontal ausbreitende Böenfront, die aus dem Abwind einer Zelle im Reifestadium resultiert, löst dabei die Entstehung einer neuen Zelle auf der Vorderseite des Clusters aus. So können Multizellen über mehrere Stunden existieren. Ihre räumliche Ausdehnung kann 30 km und mehr erreichen.

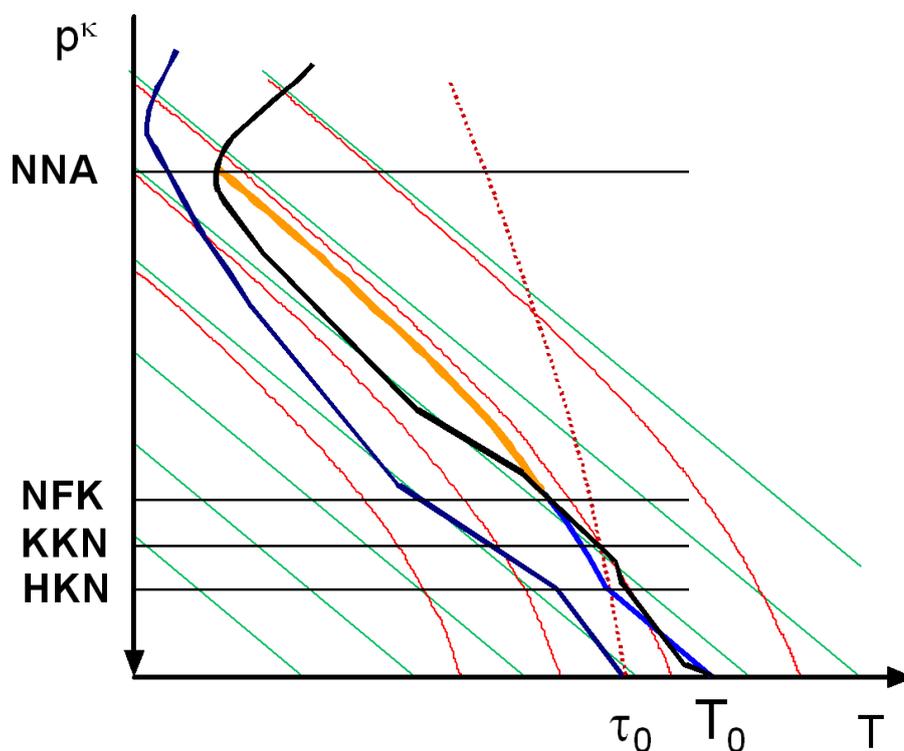


Abb. 2.2: Darstellung der verschiedenen Kondensationsniveaus im Stüve-Diagramm mit typischem Temp eines Gewittertags (schwarz), Vertikalprofil der Taupunkttemperatur τ (dunkelblau) und Hebungskurve (blau/orange). Weitere Erläuterungen siehe Text.

Superzellen bestehen im Gegensatz zu den bereits beschriebenen Organisationsformen nicht aus mehreren gekoppelten Einzelzellen, die sich in einer gewissen Abfolge bilden und wieder zerfallen, sondern sind eine Art große Einzelzelle. Diese weist eine Ausdehnung von 50 km und mehr auf und kann über viele Stunden aktiv sein. Der Unterschied zur Dynamik der Einzelzelle besteht darin, dass hier Auf- und Abwindbereiche räumlich voneinander getrennt sind und die gesamte Zelle rotiert. Für die räumliche Trennung ist eine starke vertikale Geschwindigkeitsscherung und für die Rotation eine vertikale Richtungsscherung des Winds notwendig. Der separate Aufwindbereich ermöglicht die kontinuierliche Zufuhr feucht-warmer Luft, die die Zelle mit Energie versorgt und damit am Leben erhält. Eingerahmt wird dieser Aufwindbereich durch einen vorderseitigen und rückseitigen Abwindbereich, die in Bodennähe zu Böenfronten führen. Der im Abwindbereich ausfallende Niederschlag führt erst dann zu einer Abschwächung der Aufwinde, wenn die beiden Böenfronten am Boden aufeinander zulaufen und die Zufuhr der feucht-warmen Luftmassen behindern und schließlich ganz unterbinden. Superzellen sind fast immer mit Orkanböen, Starkniederschlägen, Hagel und teilweise auch mit Tornados verbunden.

2.2.3 Entstehung von Hagel

Hagel entsteht meist bei organisierter Konvektion wie Multizellen, MCS/MCC oder Superzellen. Die Entstehung von Hagel vollzieht sich in Gewittern im Bereich des stärksten Aufwinds oberhalb der 0°C-Grenze. In diesem Bereich einer Wolke zwischen 0 und -15°C sind aufgrund der geringen Konzentration von Aerosolen, die als Gefrierkeime fungieren, viele unterkühlte Wassertröpfchen zu finden. Ohne entsprechende Gefrierkeime kommt es aufgrund der thermischen Bewegung der Wassermoleküle erst bei Temperaturen von -35 bis -40°C zu spontanen Gefrierprozessen.

Die unterkühlten Tröpfchen lagern sich im ersten Schritt der Hagelentstehung an kleine Eisteilchen oder Schneekristalle an, die rückseitig des Aufwindbereichs aus dem oberen Teil der Wolke langsam nach unten fallen. Dabei entstehen die sogenannten Hagelebryos (siehe auch Abbildung 2.4). Die Anlagerung der unterkühlten Tröpfchen bezeichnet man als Akkreszenz, den gesamten Prozess als Bereifen. Neben Graupelpartikeln können auch gefrorene Tropfen als Hagelebryos fungieren.

Am effektivsten können im zweiten Schritt die Partikel im Randbereich des Aufwinds zu Hagelkörnern heranwachsen, da hier viele unterkühlte Tröpfchen herantransportiert werden. Je länger die Hagelkörner sich im Bereich der unterkühlten Tröpfchen befinden, desto größer können sie schließlich werden. Eine weitere wichtige Rolle spielt dabei die Akkreszenzrate, die umso höher ist, je größer die Konzentration der unterkühlten Tröpfchen und je höher die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den beiden Aggregaten ist. Im rotierenden Aufwindbereich von Superzellen entstehen besonders große Hagelkörner, da sich auf den langen Spiralbahnen nach oben viele dieser unterkühlten Tröpfchen anlagern können.

Beim Gefrieren der Tröpfchen wird latente Wärme frei und die Temperatur der Oberfläche des Eisteilchens wird erhöht. Sie kann dabei bis zum Gefrierpunkt ansteigen, womit sich dann ein Wasserfilm ausbildet oder das überschüssige Wasser abfällt (shedding). Häufig kommt es zu ei-

nem mehrfachen Wechsel zwischen dem sogenannten trockenen (ohne Wasserfilm) und nassen (mit Wasserfilm) Wachstum. Beim trockenen Wachstum entstehen kleine Lufteinschlüsse und die entsprechende Schicht erscheint milchig weiß. Beim nassen Wachstum hingegen kann flüssiges Wasser in die vorhandenen Hohlräume fließen und es bleiben keine Lufteinschlüsse zurück; die Schicht wird durchsichtig. Am Querschnitt eines größeren Hagelkorns sind diese verschiedenen Schichten gut zu erkennen (Abbildung 2.5).

Außerdem kommt es aufgrund des Bergeron-Findeisen-Prozesses zum Depositionswachstum. Dabei ist der Sättigungsdampfdruck relativ zu einer Eisoberfläche niedriger als relativ zu einer Wasseroberfläche. Damit können Eispartikel auf Kosten von unterkühlten Tröpfchen wachsen. Dieser Prozess läuft jedoch langsamer ab als das oben beschriebene Bereifen und ist damit für die Hagelentstehung von untergeordneter Bedeutung (Pruppacher und Klett, 1997).

Ein weiteres Wachstum eines Hagelkorns ist möglich, wenn die Vertikalwindgeschwindigkeit in der konvektiven Zelle größer oder zumindest gleich der Fallgeschwindigkeit des Hagelkorns ist, da es ansonsten aus der Wolke ausfällt. Aufgrund der vertikalen Windscherung werden die Partikel mit der Zeit auf die Vorderseite des Aufwindbereichs transportiert (siehe Trajektorie eines Hagelkorns in Abbildung 2.3). Sobald sie zu schwer werden und vom Aufwind nicht mehr gehalten oder ganz aus diesem heraus transportiert werden, fallen sie als Hagel zu Boden.

Hagelkörner bestehen aus gefrorenem Wasser mit kleinen Lufteinschlüssen und haben daher mit $\rho \approx 0,8 \text{ g cm}^{-3}$ eine etwas geringere Dichte als reines Eis ($\approx 0,9 \text{ g cm}^{-3}$). Die Dichte eines



Abb. 2.4: Vereinfachtes Schema des Hagelwachstums in kalten konvektiven Wolken (< 0°C) mit Nukleation oben, Kondensation in der Mitte und Kollektion unten; in Anlehnung an Knight und Knight (2001). Näheres siehe Text.

Graupelpartikels liegt im Bereich von $0,1 - 0,8 \text{ g cm}^{-3}$ und seine Konsistenz ähnelt der eines Schneeballs. Ab einer Größe von 5 mm werden die Eisteilchen als Hagel bezeichnet, darunter als Graupelteilchen (World Meteorological Organization, 1956).

Die Fallgeschwindigkeiten von Hagel- und Graupelteilchen unterscheiden sich deutlich voneinander. Graupel erreicht, aufgrund der geringeren Masse und Dichte, Fallgeschwindigkeiten von rund $1 - 3 \text{ m s}^{-1}$, Hagel, je nach Größe, von $10 - 50 \text{ m s}^{-1}$ (Houze, 1993). Der Zusammenhang zwischen Größe und Fallgeschwindigkeit von Hagel kann nach Auer (1972) bei einem Druck von 800 hPa und einer Temperatur von 0°C mit folgender empirischer Formel beschrieben werden:

$$V \approx 9 \cdot D_h^{0.8}, \quad (2.17)$$

wobei V die Fallgeschwindigkeit in m s^{-1} und D_h der Durchmesser des Hagelkorns in cm ist. Große Hagelkörner können damit Fallgeschwindigkeiten von $40 - 50 \text{ m s}^{-1}$ erreichen, was in etwa den möglichen Vertikalgeschwindigkeiten bei starker Konvektion entspricht (Crook, 1996; Xu und Randall, 2001). In verschiedenen Studien wurden vergleichbare Zusammenhänge gefunden (Lozowski und Beattie, 1979; Knight und Heymsfield, 1983). Von Matson und Huggins (1980) wurden zur Bestimmung der Fallgeschwindigkeiten zusätzlich Gewicht, Dichte, Querschnittsfläche und Widerstandsbeiwert des Hagelkorns sowie Schwerebeschleunigung und Luftdichte berücksichtigt. Diese Zusammenhänge gelten jeweils für eine ruhende Umgebung.

Aufgrund ihrer hohen Dichte, Größe und Geschwindigkeit und einer damit verbundenen hohen kinetischen Energie können Hagelkörner am Boden große Schäden in der Landwirtschaft, an Gebäuden und an Fahrzeugen verursachen.

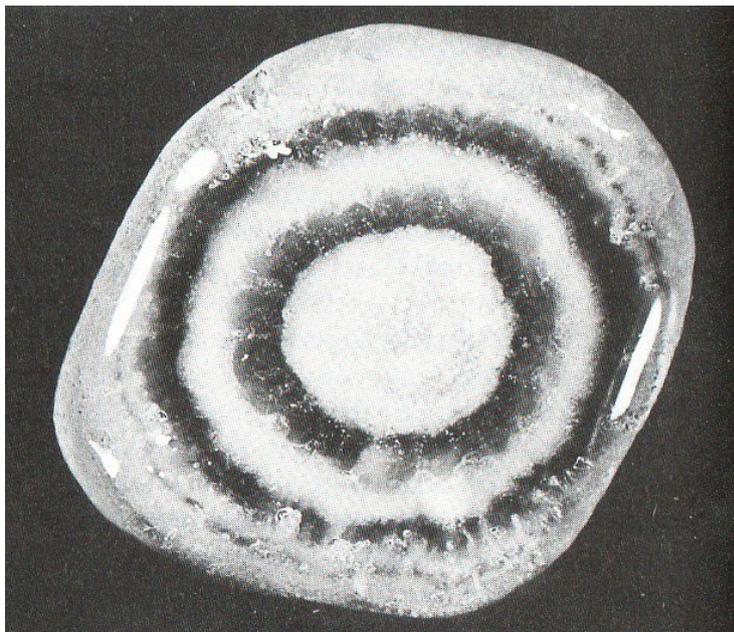


Abb. 2.5: Schichtungsaufbau eines Hagelkorns durch die Abfolge von trockenem und feuchtem Wachstum; aus Häckel (1999).

2.3 Strömung über komplexem Gelände

Über orografisch strukturiertem Gelände findet eine Modifikation der Strömung in der Atmosphäre auf verschiedene Art und Weise statt (siehe dazu auch Kottmeier und Fiedler, 2006). Trifft eine Strömung auf ein Hindernis, gibt es grundsätzlich drei Möglichkeiten für ihren weiteren Verlauf, die in Kapitel 2.3.2 näher erläutert werden (Smith, 1979):

1. Das Hindernis wird überströmt, wobei sich Schwerewellen ausbilden können.
2. Das Hindernis wird vollständig umströmt.
3. Die Strömung wird durch das Hindernis blockiert und stagniert; oberhalb der Blockierung läuft die Strömung über das Hindernis.

Der tatsächliche Verlauf der Strömung und die auftretenden Effekte werden zum einen von der Ausdehnung und Höhe der orografischen Hindernisse und zum anderen von den atmosphärischen Verhältnissen bestimmt. Entscheidende Parameter sind hier die Stabilität der Schichtung, die Geschwindigkeit und Richtung der Strömung sowie der Feuchtegehalt der Luft. Es können auch Überlagerungen der verschiedenen Strömungsphänomene auftreten. Die dabei auftretenden Strömungseffekte haben außerdem einen großen Einfluss auf die Auslösung und/oder Verstärkung von hochreichender Konvektion (vgl. Kapitel 2.3.4). Daher wird die Wirkung der oben genannten Parameter im Folgenden näher erläutert.

2.3.1 Das bodennahe Windfeld

Die Windgeschwindigkeit in der Atmosphäre nimmt mit Annäherung an die Erdoberfläche aufgrund deren Rauigkeit und der damit verbundenen Oberflächenreibung ab. In Höhe der sogenannten Rauigkeitslänge z_0 erreicht die mittlere Windgeschwindigkeit \bar{U} den Wert null (Etling, 2008). Diese Höhe ist stark von der Bodenbedeckung abhängig und variiert typischerweise zwischen 10^{-5} und 2 m, ist jedoch stets kleiner als die geometrische Höhe der Hindernisse (siehe Tabelle 2.1).

Tabelle 2.1: Bodenbedeckungen und zugehörige Rauigkeitslängen; nach Royal Aeronautical Society (1972).

Art der Bodenbedeckung	Rauigkeitslänge z_0 in cm
Glatte Eisfläche	0,001 – 0,002
Sand	0,01 – 0,1
Schnee	0,01 – 0,2
Gras, 10 cm hoch	2
Gras, 60 cm hoch	5
Wald, 10 m hohe Bäume	100
Stadtzentrum, ca. 20 m hohe Häuser	200

Die Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe ist mit einem zum Boden gerichteten turbulenten Impulsfluss verbunden, der mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* beschrieben werden kann:

$$u_* = \sqrt{-\overline{w'u'_0}}. \quad (2.18)$$

Das negative Vorzeichen resultiert dabei aus dem nach unten gerichteten Impulsfluss. Je labiler die Schichtung, desto größer ist die Schubspannungsgeschwindigkeit bzw. der turbulente Impulsfluss am Boden und desto höher sind die bodennahen Windgeschwindigkeiten. Bei einer stabilen Schichtung verhält es sich genau umgekehrt. Bei neutraler Schichtung ergibt sich aus einer systematischen Dimensionsanalyse nach dem Buckingham Pi Theorem (Stull, 1988) das logarithmische Windprofil, das die Zunahme des mittleren Winds mit der Höhe beschreibt:

$$\bar{U}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2.19)$$

mit der von Kármán Konstante $\kappa \approx 0,4$. Zur Beschreibung des Windprofils in einer stabil oder labil geschichteten Atmosphäre kann beispielsweise das sogenannte Log-lin-Profil herangezogen werden, das zusätzlich einen von der Stabilität der Schichtung abhängigen linearen Anteil berücksichtigt.

Die Divergenz des Windfelds

Ein Strömungsfeld lässt sich durch die Divergenz $\delta = \nabla \cdot \vec{v}$ und die Vorticity $\zeta = \vec{k} \cdot \nabla \times \vec{v}$ charakterisieren. Aufgrund ihres direkten Einflusses auf die Konvektion, der weiter unten näher beschrieben wird, ist für diese Arbeit vor allem die Divergenz relevant. Daher wird nur diese im Folgenden näher beschrieben.

Hilfreich bei der Beschreibung der Divergenz ist die Darstellung in natürlichen Koordinaten. Diese definieren ein lokales Koordinatensystem, das sich entlang einer Kurve mitbewegt. Bei den hier betrachteten stationären Verhältnissen entspricht diese Kurve einer Trajektorie des betrachteten Strömungsfelds. Das Koordinatensystem an einem bestimmten Punkt wird dabei vom Tangentenvektor an die Kurve \vec{t} , dem Hauptnormalenvektor \vec{n} sowie dem Binormalenvektor \vec{b} aufgespannt, welche mit $\vec{t} \times \vec{n} = \vec{b}$ ein Rechtssystem bilden (Abbildung 2.6). Die Geschwindigkeit \vec{v} ergibt sich darin nach Pichler (1997) zu

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} = |\vec{v}|\vec{t} = v\vec{t} \quad (2.20)$$

mit dem Ortsvektor der betrachteten Trajektorie \vec{r} . Damit lässt sich die horizontale Divergenz zerlegen in:

$$\nabla \cdot v\vec{H} = \left(\frac{\partial}{\partial s} \vec{t} + \frac{\partial}{\partial n} \vec{n} \right) \cdot (|\vec{v}|\vec{t}) = \frac{\partial |\vec{v}|}{\partial s} + \frac{|\vec{v}|}{R_n} \quad (2.21)$$

mit der Distanz längs der Trajektorie s und dem Krümmungsradius der Normalen R_n .

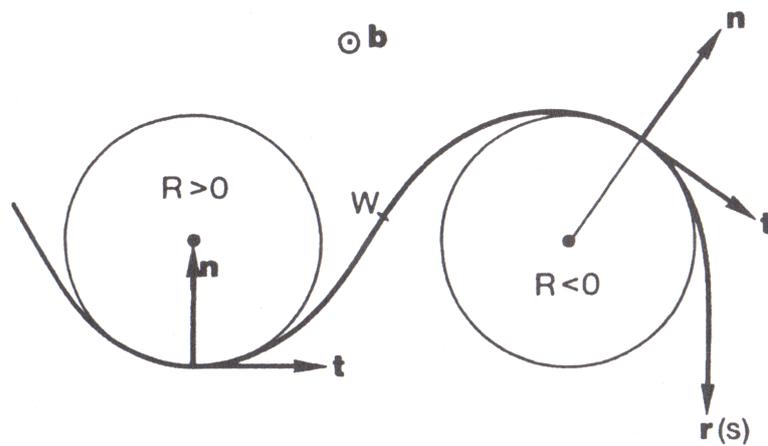


Abb. 2.6: Ebene Raumkurve in natürlichen Koordinaten mit Ortsvektor $\vec{r} = \vec{r}(s)$, der Distanz längs der Kurve s , der Tangentenrichtung \vec{t} , der Hauptnormalenrichtung \vec{n} , der Binormalenrichtung \vec{b} (aus der Blattebene heraus), dem Krümmungsradius R sowie dem Wendepunkt der Kurve W ; aus Pichler (1997).

Dabei ist zwischen zwei unterschiedlichen Vergenzen zu unterscheiden:

1. $\frac{\partial |\vec{v}|}{\partial s} = \text{Geschwindigkeitsdivergenz}$
2. $\frac{|\vec{v}|}{R_n} = \text{Richtungsdivergenz.}$

Bei negativen Werten werden diese jeweils als Konvergenz bezeichnet. Geschwindigkeitsdivergenz bedeutet eine Zunahme der Windgeschwindigkeit in Stromrichtung und Geschwindigkeitskonvergenz eine entsprechende Abnahme. Die Richtung des Geschwindigkeitsvektors ändert sich dabei nicht (Abbildung 2.7 oben). Richtungsdivergenz liegt hingegen vor, wenn $R_n > 0$, und Richtungskonvergenz, wenn $R_n < 0$ ist. Hierbei ändert sich die Richtung des Geschwindigkeitsvektors, nicht jedoch dessen Betrag (Abbildung 2.7 unten). Die Kombination von Richtungsdivergenz und Geschwindigkeitskonvergenz wird als Diffluenz bezeichnet und die Verbindung von Richtungskonvergenz und Geschwindigkeitsdivergenz als Konfluenz.

In kartesischen Koordinaten ergibt sich für die horizontale Divergenz:

$$\nabla \cdot \vec{v}_H = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}. \quad (2.22)$$

Ein Beispiel für die bodennahe Divergenz des Strömungsfelds zeigen die in Abbildung 2.8 dargestellten Modellsimulationen für Baden-Württemberg von Gölz (2011). Die Grundlage dieser Auswertung sind Klimarechnungen des IMK¹ mit dem regionalen Klimamodell COSMO-CLM² (Version 4.2) mit einer horizontalen Auflösung von 7 km, die mit Reanalysen des ERA40³-Projekts

¹Institut für Meteorologie und Klimaforschung

²COntortium for Small scale MOdelling-Climate Local Model

³ERA40 – ECMWF 40 year ReAnalysis, ECMWF – European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

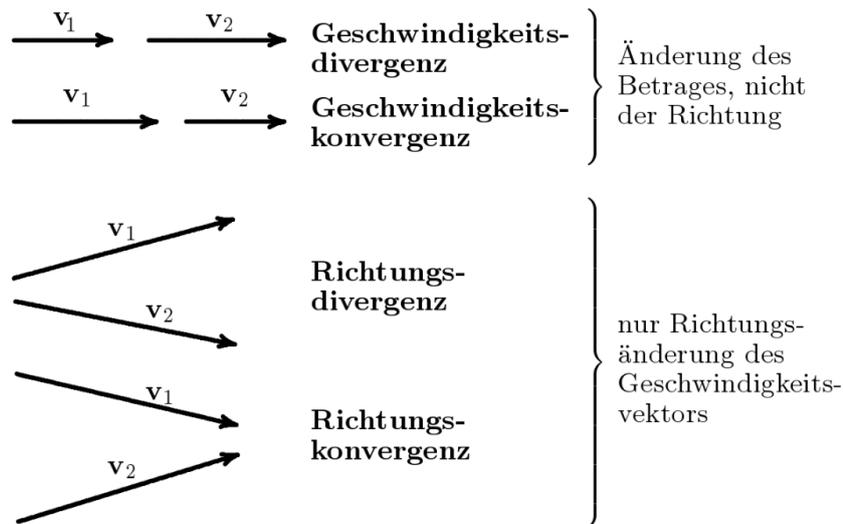


Abb. 2.7: Darstellung der Divergenz und der Konvergenz eines Geschwindigkeitsfelds; aus Etling (2008).

(siehe Simmons und Gibson, 2000) des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (EZMW) angetrieben wurden. Das dargestellte Divergenzfeld zeigt ausgeprägte Konvergenzgebiete zwischen Stuttgart und der Schwäbisch Alb sowie nordwestlich des Südschwarzwalds. Über der Schwäbischen Alb und dem östlichen Südschwarzwald herrscht dagegen überwiegend Divergenz. In Kapitel 4.2 wird das hier gezeigte Divergenzfeld mit den Ergebnissen der in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen verglichen.

Auf den Zusammenhang zwischen einer bodennahen Strömungskonvergenz und der Auslösung von Konvektion wird in Kapitel 2.3.4 eingegangen.

2.3.2 Über- und Umströmung von Bergen

Die Froude-Zahl (Gleichung 2.15) ist ein maßgeblicher Parameter für die Unterscheidung der verschiedenen Strömungsregime. Bei großen Froude-Zahlen ($Fr \gg 1$) verläuft die Strömung fast direkt über das Hindernis, während bei kleinen Froude-Zahlen ($Fr < 1$) bevorzugt eine Umströmung stattfindet (Abbildung 2.9; siehe auch David und Kottmeier, 1986). Je niedriger folglich das Hindernis, desto wahrscheinlicher ist eine Überströmung. Außerdem begünstigt der Ähnlichkeitstheorie nach eine hohe Strömungsgeschwindigkeit und eine gering stabile oder gar labile Schichtung der Atmosphäre eine Überströmung.

Für die Umströmung gelten jeweils die gegenteiligen Aussagen. Dabei kann sich zusätzlich stromauf des Hindernisses ein Staupunkt ausbilden, in dem die Strömungsgeschwindigkeit gegen null geht. Die Strömung wird damit teilweise blockiert (Punkt „B“ in Abbildung 2.9b). Unter Umständen kann es dabei sogar zu einer lokalen Rückströmung kommen. Im Weiteren teilt sich die Strömung auf und führt beidseitig am Hindernis vorbei. Bei geschichteten Strömungen wird das Hindernis in höheren Schichten nach wie vor überströmt.

In diesem Regime kann in der ungestörten Strömung stromauf des Hindernisses eine sogenannte „dividing streamline“ (teilende Stromlinie) definiert werden (Hunt und Snyder, 1980; Snyder et al., 1985). Diese teilt die Strömung in einen bodennahen Anteil, in welchem es zu einer Umströmung kommt, und einen darüber liegenden Anteil, in welchem eine Überströmung stattfindet. Durch die Umströmung kommt es zu einer Verringerung der Vertikalgeschwindigkeit, welche durch das Hindernis hervorgerufen wird, und zu einer Reduzierung der Amplitude von ausgelösten Schwerewellen (siehe auch Kapitel 2.3.3). Zusätzlich kann es zur Ausbildung eines zweiten Staupunkts im Lee über dem Hindernis kommen, in welchem die Stromlinien fast vertikal verlaufen (Punkt „A“ in Abbildung 2.9b). Dies kann auch zum Brechen der Wellen und zur Produktion von starker Turbulenz führen.

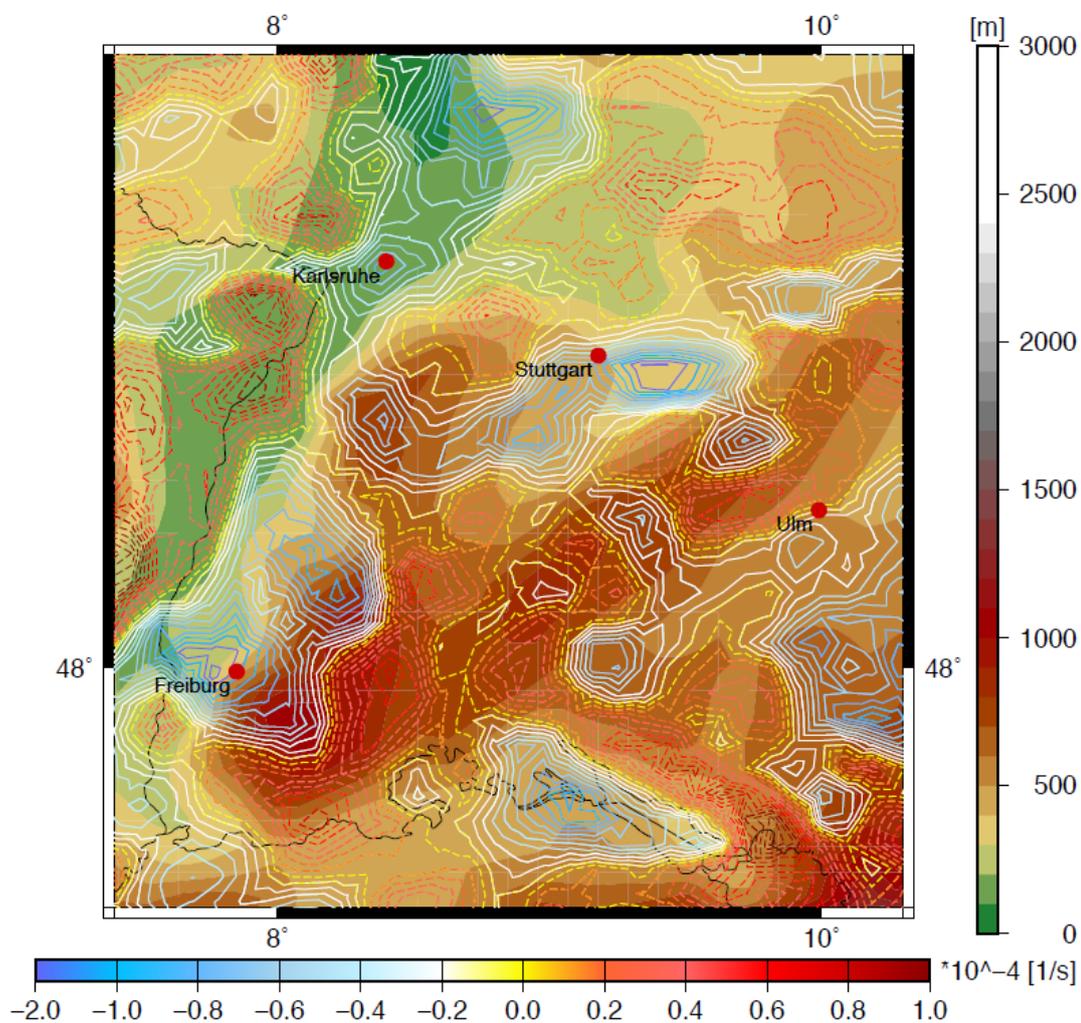


Abb. 2.8: Mittlere Divergenz in 10^{-4} s^{-1} nach COSMO-CLM-ERA40 Daten (Details siehe Text) an Hageltagen zwischen 1986 und 2000 bei einer Höhenströmung zwischen 210° und 240° und einer gebiets- und höhengemittelten Froude-Zahl von $Fr > 0,6$. Die gestrichelten Isolinien zeigen Bereiche mit Divergenz, die durchgezogenen Isolinien Bereiche mit Konvergenz. Die Orografie ist als Farbkontur dargestellt; aus Gölz (2011).

Bei sehr kleinen Froude-Zahlen ($Fr \ll 1$) dominieren Auftriebskräfte und es können sich vertikal ausbreitende hydrostatische Wellen („vertically propagating waves“) mit einer vertikalen Wellenlänge von

$$L_z = \frac{2\pi U}{N} \quad (2.23)$$

bilden. Die Phasenlinien der Wellen sind dabei stromauf geneigt, wobei ihre Neigung von der vertikalen Wellenzahl $m \sim U/N$ bestimmt ist (Wurtele, 1957). Das Verhältnis U/N ist damit entscheidend für Wellenlänge und Neigung dieser hydrostatischen Wellen. Die Neigung führt dabei zu einer Reduzierung der Windgeschwindigkeiten stromauf und einer Erhöhung stromab des Bergrückens.

Im Rahmen der linearen Theorie (Smith, 1979) können analytische Lösungen für kleinskalige Störungen der Strömung über Hindernissen abgeleitet werden. Diese sind auch zur qualitativen Beschreibung der Strömung unter nicht-linearen Bedingungen hilfreich (z.B. Smith, 1989; Wang et al., 2000).

Nach Smith (1989) ist unter Annahme einer inkompressiblen Strömung die Dichte entlang einer Stromlinie in $z = z_0$ weit stromauf des Hindernisses und in $z = z_0 + \eta$ über dem Hindernis konstant ($\rho = \rho_0$). Dabei ist η die vertikale Auslenkung der betrachteten Stromlinie von der

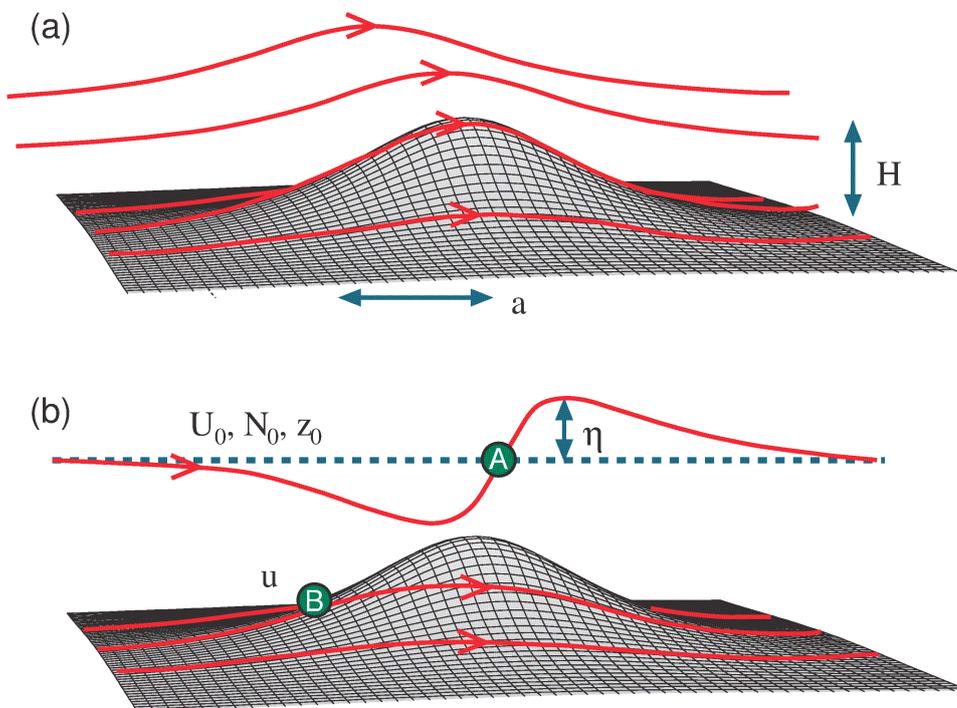


Abb. 2.9: Strömung über einem isolierten dreidimensionalen Berg bei hohen (a) und niedrigen Froude-Zahlen (b) in Verbindung mit der Ausbildung von Staupunkten im Lee über dem Berg (A) und bodennah im Luv des Berges (B); aus Kunz (2011).

Ausgangshöhe z_0 , die durch das Hindernis verursacht wird (vgl. Abbildung 2.9). Die Bernoulli-Gleichung

$$\frac{1}{2}\rho_0 u^2 + p + \rho g z = \text{konst.} \quad (2.24)$$

ist damit für eine horizontal homogene Strömung auf jeder Dichtefläche konstant und es ergibt sich folgendes Vertikalprofil für die Dichte:

$$\rho(z) = \rho_0 \left(1 - \frac{N_0^2}{g} z \right). \quad (2.25)$$

Unter Voraussetzung einer, in einiger Entfernung zum Hindernis, hydrostatischen Strömung folgt aus Gleichung (2.24)

$$u^2 = \frac{-2p^*}{\rho_0} - N_0^2 \eta^2 + U_0^2 \quad (2.26)$$

mit der Geschwindigkeit U_0 und der Stabilität bzw. Brunt-Väisälä-Frequenz N_0 der ungestörten Anströmung sowie dem Druckunterschied $p^* = p(x, y, z) - p(\infty, \infty, z)$. Die Integration der durch die Welle induzierten Dichteanomalie ρ' oberhalb von z ergibt sich nach der Substitution von $dz = dz_0 + d\eta = dz'_0$ zu

$$p^*(x, y, z_0) = \rho_0 N_0^2 \int_{z_0}^{\infty} \eta(x, y, z'_0) dz'_0 - \int_{z_0}^{\infty} \eta(x, y, z_0) d\eta \quad (2.27a)$$

$$= \rho_0 N_0^2 \left(I_\eta - \frac{\eta^2}{2} \right). \quad (2.27b)$$

Aus den Gleichungen (2.27b) und (2.26) ergibt sich

$$u^2 = -2N_0^2 I_\eta + U_0^2. \quad (2.28)$$

Damit kann folgender Grenzwert abgeschätzt werden, ab welchem es zur Stagnation der Strömung ($u \rightarrow 0$) und folglich zur Umströmung des Hindernisses kommt:

$$I_\eta = \frac{U_0^2}{2N_0^2}. \quad (2.29)$$

In Abbildung 2.10 ist das entsprechende Regimediagramm nach der linearen Theorie für einen glockenförmigen Berg mit der dimensionslosen Berghöhe $M = N_0 \cdot H/U_0 = 1/Fr$ als Funktion des Verhältnisses von Breite (b) und Länge (a) des Berges, $r = b/a$ dargestellt. Im Diagramm sind drei Bereiche zu erkennen: Für dimensionslose Berghöhen unterhalb der Kurven A und B treten ausschließlich Schwerewellen auf, oberhalb der Kurve B kommt es zur Umströmung und oberhalb von Kurve A zum Brechen der induzierten Schwerewellen. Mögliche nicht-lineare Effekte können mit diesem Ansatz nicht beschrieben werden. Für einen symmetrischen Berg ($r = 1$) beispielsweise beginnt die Stagnation sowohl stromauf als auch im Lee bei $M_c \approx 1,3$ ($Fr \approx 0,77$). Dieser Wert nach der linearen Theorie konnte annähernd auch durch Modellstudien mit numerischen Modellen bestätigt werden. Jiang (2003) beispielsweise fand aus Simulationen mit dem Advanced Regional Prediction System (ARPS) einen Wert für die kritische Berghöhe von $M_c = 1,32$.

2.3.3 Interne Schwerewellen

In einer stabil geschichteten Atmosphäre kann es zu Schwingungen von Luftpaketen über und stromab eines Hindernisses kommen (vgl. Abschnitt zur Brunt-Väisälä-Frequenz in Kapitel 2.1). Im Fall der internen Schwerewellen kommen diese durch die unterschiedlich starke Wirkung der Schwerkraft auf Atmosphärenschichten unterschiedlicher Dichte zu Stande. Da die Schwerkraft, wie bei allen Schwerewellen, die rücktreibende Kraft ist (siehe Gleichung 2.11), kann bei ihrer theoretischen Beschreibung die hydrostatische Approximation vorausgesetzt werden. Des Weiteren wird eine isotherme Atmosphäre und eine zweidimensionale (x,z) -Geometrie vorausgesetzt.

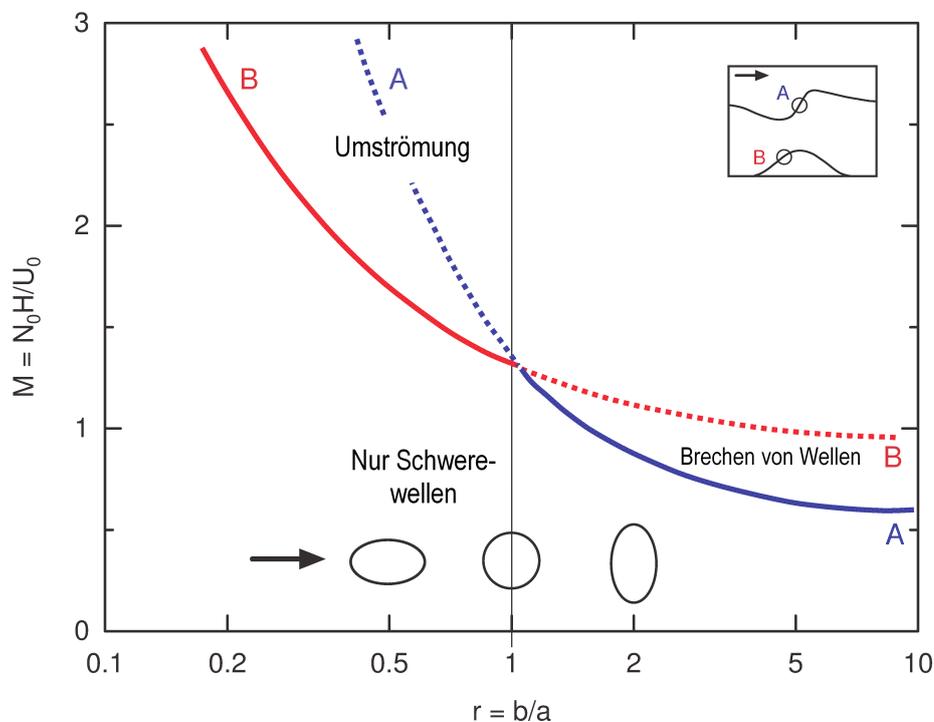


Abb. 2.10: Regimediagramm einer hydrostatischen Strömung für verschiedene Berggeometrien: Die dimensionslose Berghöhe M als Funktion des Seitenverhältnisses $r = b/a$. Die durchgezogenen Linien A und B sind Abschätzungen nach der linearen Theorie für das Einsetzen einer Stagnation der Strömung und einem damit verbundenen Brechen von Wellen (Kurve A) und einer Umströmung (Kurve B) als Funktion von M . Die gepunkteten Linien sind nicht physikalisch begründet, da die lineare Theorie nach dem Einsetzen der Stagnation keine Gültigkeit mehr hat. Das Diagramm ist folgendermaßen zu interpretieren: Ausgehend von einem festen r -Wert muss M erhöht werden bis eine der Kurven erreicht wird. Ist dies Kurve A (für $r > 1$) beginnt die Stagnation über dem Berg, ist es Kurve B (für $r < 1$) beginnt sie stromauf des Berges; nach Smith (1989).

Nach Pichler (1997) ergibt sich daraus folgender Zusammenhang für die vertikale Wellenzahl m :

$$m^2 = l^2 \cdot \left(\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) + \frac{\omega^2 - \omega_a^2}{c_s^2}. \quad (2.30)$$

Dabei ist l die horizontale Wellenzahl, ω die Kreisfrequenz der Welle, c_s die Schallgeschwindigkeit und $\omega_a = c_s/(2z_H)$ die akustische Abschneidefrequenz mit der Halbwertshöhe der homogenen Atmosphäre z_H . Bei geringeren Frequenzen als ω_a ist keine Wellenausbreitung möglich. Anhand dieser Dispersionsgleichung können nach Pichler (1997) drei Fälle unterschieden werden:

1. Für $m^2 = 0$ findet eine ungedämpfte Wellenausbreitung nur in der Horizontalen statt.
2. Für $m^2 > 0$ ergibt sich eine ungedämpfte Wellenausbreitung sowohl in der Horizontalen als auch in der Vertikalen (sog. „untrapped waves“ - freie Wellen).
3. Für $m^2 < 0$, womit m rein imaginär ist, findet eine Dämpfung der Welle mit der Höhe statt. Ihre Amplitude ist damit bei $z = 0$ maximal. Die Ausbreitung verläuft rein horizontal (sog. „trapped waves“ – Resonanzwellen).

Für $\omega < \omega_a$ und $\omega < N$ ergeben sich interne Schwerewellen mit geringeren Frequenzen als durch die Brunt-Väisälä-Frequenz gegeben. Ist außerdem $\omega^2 \ll \omega_a^2$, kann folgende Phasengeschwindigkeit der internen Schwerewellen in einem geschichteten Medium angegeben werden:

$$c_{1,2} = \pm \frac{l \cdot N}{l^2 + m^2} = \pm \frac{N}{\sqrt{l^2 + m^2}} \cdot \cos \xi, \quad (2.31)$$

wobei ξ der Winkel zwischen den Phasenlinien der Welle und der Vertikalen ist. Die Neigung der Welle stromab ist damit $90^\circ - \xi$. Die horizontale Wellenlänge ergibt sich zu:

$$L_x = \frac{2\pi \cdot c}{N} \cdot \cos \xi. \quad (2.32)$$

Ist $\xi = 0^\circ$, handelt es sich um eine vertikale Schwingung, die sich rein horizontal nach der klassischen, in Kapitel 2.1 beschriebenen, Vorstellung ausbreitet. Die Phasengeschwindigkeit ist in diesem Fall maximal. Eine primär vertikale Wellenbewegung ($l \ll m$) verläuft mit deutlich geringerer Phasengeschwindigkeit.

2.3.4 Orografie und die Auslösung von konvektivem Niederschlag

Die Modifikation der Strömung durch orografische Hindernisse kann die Menge und räumliche Verteilung des Niederschlags stark beeinflussen. Bestehende und für die Niederschlagsbildung relevante atmosphärische Störungen können dabei verstärkt oder gedämpft werden. Stratiformer Niederschlag, welcher bei stabiler Schichtung der Atmosphäre durch großräumigen synoptischen Antrieb entsteht und sich bei moderater Intensität meist über ein größeres Gebiet erstreckt, kann über orografischen Hindernissen bis um eine Größenordnung verstärkt werden. Bei entsprechend

starker Absinkbewegung und damit verbundener Evaporation im Lee von Gebirgen kann stratiformer Niederschlag am Boden auch vollständig unterbunden sein.

Konvektiver Niederschlag (vgl. Kapitel 2.2) kann durch die Orografie und die damit verbundene Modifikation der Strömung ausgelöst, verstärkt oder abgeschwächt werden. Es ist anzumerken, dass auch Mischformen dieser beiden Niederschlagsarten in Form von konvektiven Zellen, die in ein stratiformes Niederschlagsgebiet eingelagert sind, auftreten können (z.B. Kirshbaum und Smith, 2008). Die folgenden Ausführungen beschränken sich auf Effekte, die im Zusammenhang mit dem in dieser Arbeit behandelten konvektiven Niederschlag stehen.

Die Auslösung von Konvektion ist, abhängig von den atmosphärischen Umgebungsbedingungen, durch verschiedene orografische Strömungsmodifikationen möglich (Abbildung 2.11). Diese bestimmen jeweils auch den Ort der Auslösung relativ zum orografischen Hindernis.

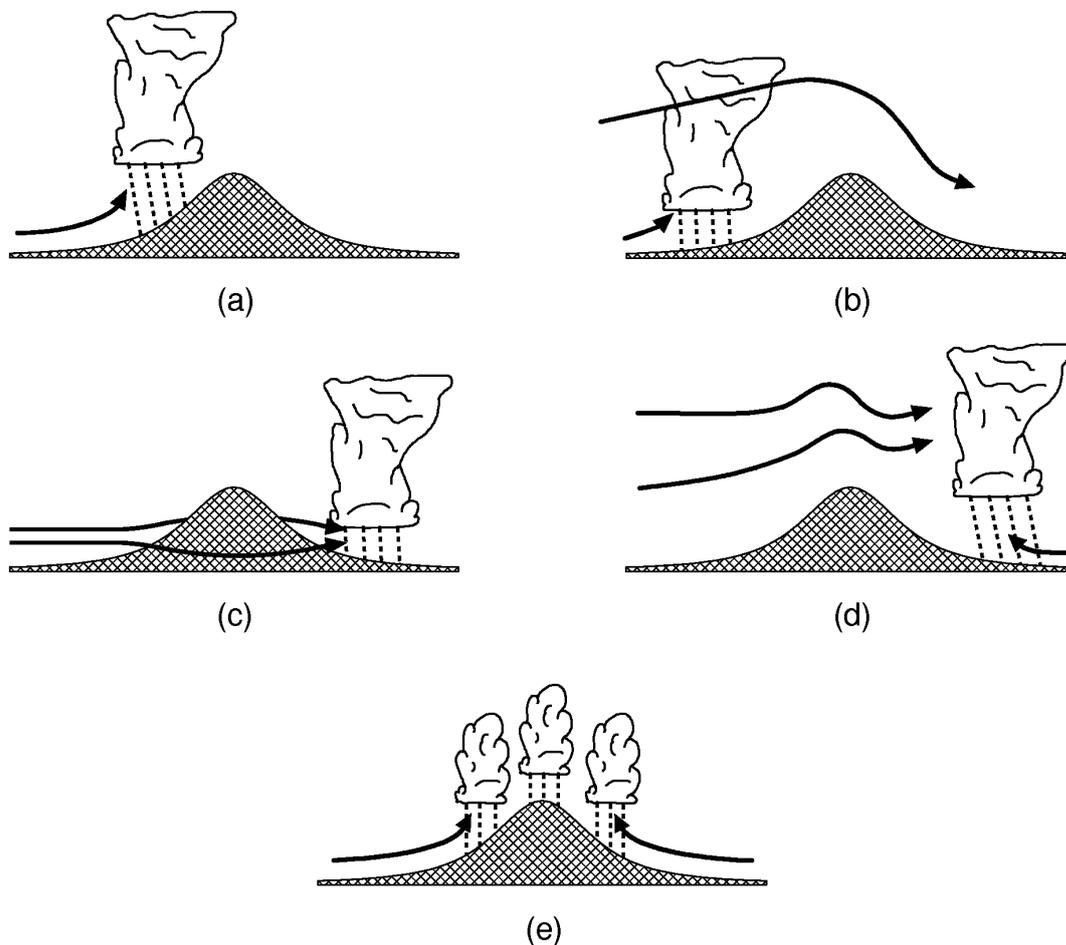


Abb. 2.11: Mechanismen der Auslösung von Konvektion durch eine Modifikation der Strömung über orografischen Hindernissen: Auslösung durch Aufwinde am Luvhang (a), Auslösung weiter stromauf (b), Auslösung im Lee durch eine Umströmung (c), Auslösung im Lee durch Schwerewellen über dem Berg (d) und thermische Auslösung durch Hangaufwinde (e); aus Kunz (2003), modifiziert nach Houze (1993).

Chu und Lin (2000) identifizierten in einer zweidimensionalen (2D) Modellstudie drei Strömungsregime, die sich in einer potentiell instabilen Strömung ausbilden können.

Bei sehr niedrigen Froude-Zahlen können am Luvhang des Bergs durch die dortige Verzögerung der Strömung konvektive Zellen entstehen (Abbildung 2.11a). Außerdem ist in diesem Regime eine Auslösung von Konvektion durch Schwerewellen vor allem stromauf des Hindernisses möglich (Abbildung 2.11b). Im Lee bilden sich hier keine konvektiven Zellen.

Bei etwas größerer Froude-Zahl entsteht die Konvektion quasi-stationär über dem Luvhang unweit des Berggipfels. Schwerewellen sind in diesem Regime die Hauptursache für die Entstehung der Konvektion.

Bei noch größeren Froude-Zahlen können sich quasi-stationäre oder stromabwärts ausbreitende konvektive Zellen bilden. Im Fall der quasi-stationären Zellen dieses Regimes wirken die gleichen Mechanismen wie im vorigen Fall. Die Hauptursache für die Auslösung der sich stromabwärts ausbreitenden Zellen ist eine mit einem hydraulischen Sprung verbundene Strömungskonvergenz (Abbildung 2.11d).

Eine bodennahe Strömungskonvergenz führt aus Kontinuitätsgründen bei Annahme eines inkompressiblen Fluids zwangsläufig zu Hebung, da die untere Randbedingung des Erdbodens keine Vertikalgeschwindigkeiten zulässt. Der Zusammenhang zwischen einer bodennahen Konvergenz des Windfelds und konvektivem Niederschlag wurde erstmals von Byers und Rodebush (1948) gezeigt. Entscheidend bei der Auslösung von Konvektion kann die bodennahe Konvergenz vor allem bei schwachem synoptischen Antrieb sein, da hier lokale Strömungseffekte eine wichtige Rolle spielen (z.B. Ulanski und Garstang, 1978; Wilson und Schreiber, 1986).

Die Umströmung eines Bergs und die damit verbundene bodennahe Strömungskonvergenz in dessen Lee kann beispielsweise zur Auslösung von Konvektion führen (Abbildung 2.11c). In der beschriebenen 2D Studie von Chu und Lin (2000) taucht diese Möglichkeit nicht auf, da sie offensichtlich nur für dreidimensionale (3D) Strömungen zu erklären ist. Die bevorzugte Entstehung von hochreichender Konvektion stromab eines orografischen Hindernisses kann in der Realität beispielsweise im Lee des Schwarzwalds (Kunz und Puskeiler, 2010) oder der Vogesen (Hagen et al., 2011) beobachtet werden.

Strömungsmodifikationen durch die Orografie können dabei zur Ausbildung von anhaltenden bodennahen Konvergenzonen führen, die Konvektion über einen längeren Zeitraum hinweg begünstigen (Groenemeijer, 2009). Neben der beschriebenen Umströmung eines Bergs werden Konvergenzonen oftmals auch durch thermische Windsysteme verursacht. Bei erhöhter Einstrahlung auf geneigtes Gelände oder über Hochflächen kann dabei im Gipfelbereich der betreffenden orografischen Erhebung Konvergenz entstehen und zur Auslösung von Konvektion führen (Abbildung 2.11e).

Außerdem wird Konvektion oftmals entlang bodennaher Konvergenzlinien ausgelöst (z.B. Hauck et al., 2011). Eine dadurch erhöhte Verfügbarkeit von Feuchtigkeit kann die Konvektion noch verstärken (Kottmeier et al., 2008). Analysen von Kalthoff et al. (2009) und Barthlott et al. (2010)

zeigen im Weiteren, dass hochreichende Konvektion durch eine bodennahe Konvergenz des Windfelds nur ausgelöst werden kann, wenn die Konvergenz stark genug ist, um Aufwinde zu induzieren, die eine vorhandene Inversion überwinden können.

Eine systematische Beeinflussung von Konvektion durch die Orografie zeigt beispielsweise auch die Arbeit von Puskeiler (2009). Aus Radardaten wurde hier eine deutlich erhöhte Zugbahndichte schwerer Hagelgewitter in Baden-Württemberg südlich von Stuttgart ermittelt (Abbildung 2.12).

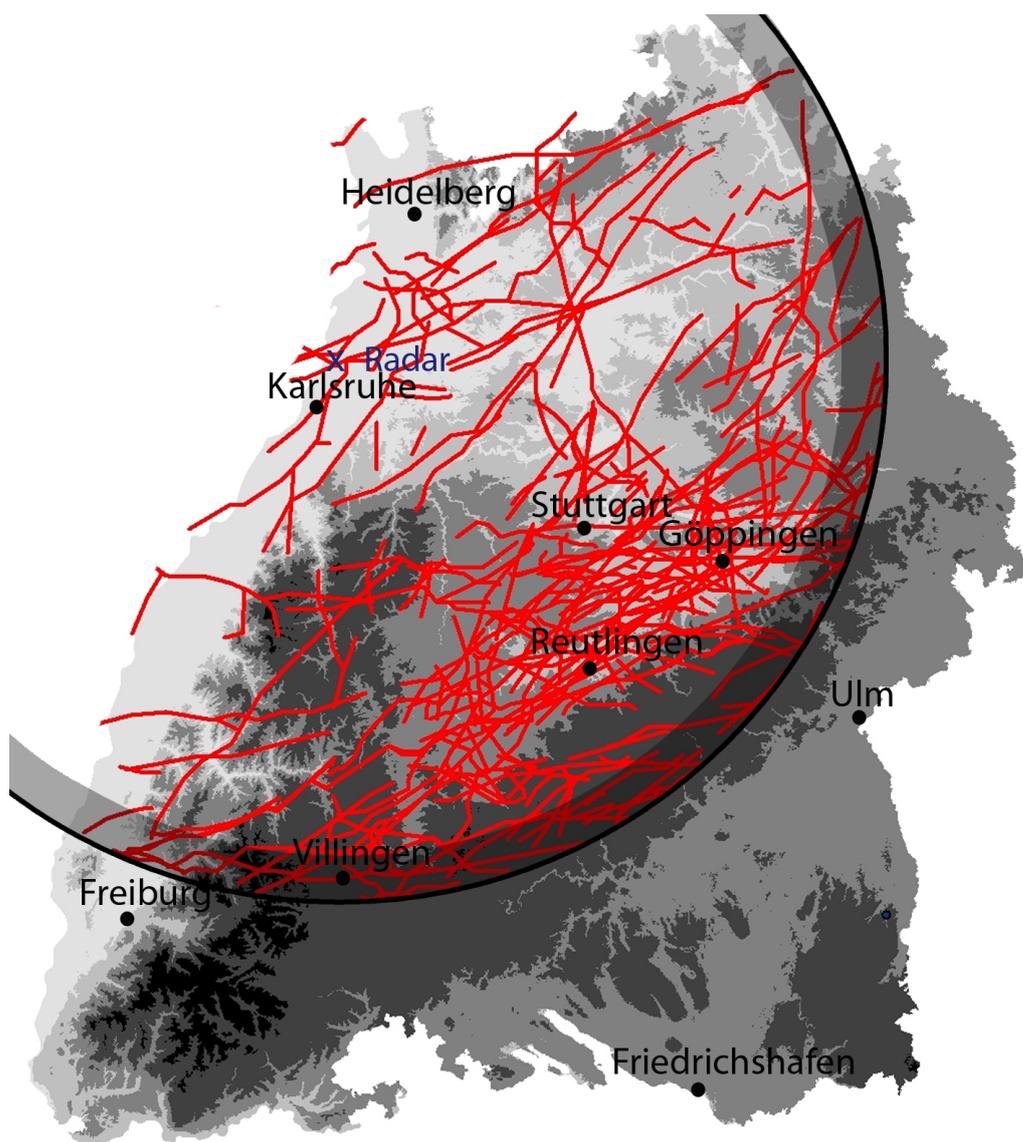


Abb. 2.12: Zugbahnen von Hagelstürmen im Bereich von Radarreflektivitäten > 55 dBZ an den 30 stärksten Gewittertagen im mittleren und nördlichen Baden-Württemberg in den Jahren 1997 bis 2007 mit der Reichweite des verwendeten IMK-Radars (120 km) und dem Bereich in dem die Zugbahnen nicht mehr verlässlich sind (schattiert); aus Kunz und Puskeiler (2010).

Die Auswertung eines davon unabhängigen Datensatzes der aufgetretenen Blitze in Deutschland (Damian, 2011) liefert ein ähnliches Ergebnis mit einer stark erhöhten jährlichen Blitzdichte südlich von Stuttgart (Abbildung 2.13). Außerdem konnten weitere Schwerpunkte erhöhter Blitzaktivität in Deutschland identifiziert werden, wie beispielsweise die Region des Erzgebirges und des bayrischen Alpenrands. Beide Untersuchungen zeigen eine hohe räumliche Variabilität in der Auftretenswahrscheinlichkeit von Gewittern, die offensichtlich maßgeblich von der Orografie verursacht wird.

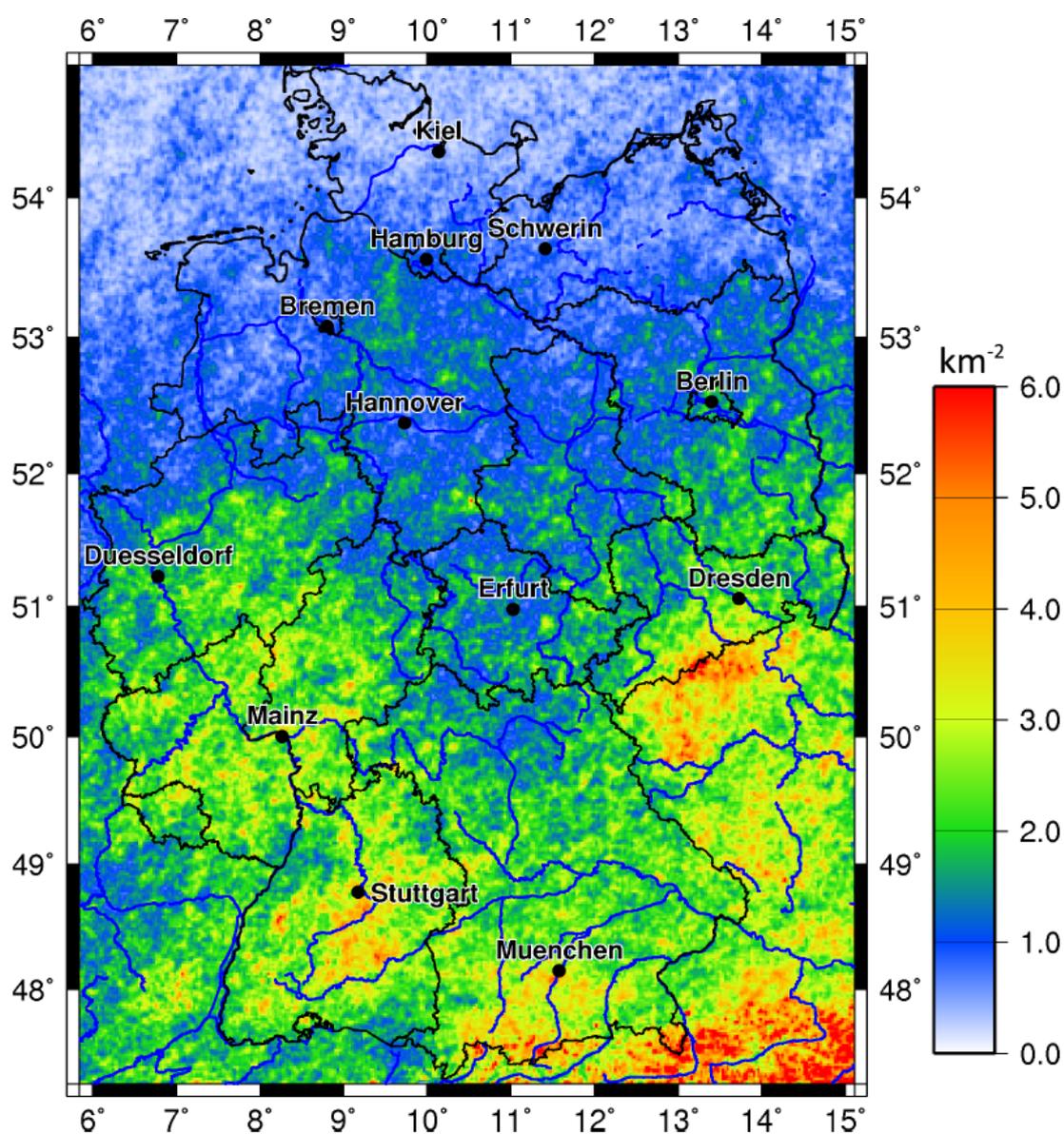


Abb. 2.13: Mittlere jährliche Blitzdichte in Deutschland zwischen 2000 und 2009; aus Damian (2011).

3. Datengrundlage und Methoden

3.1 Das Wettervorhersagemodell COSMO

Die Analysen in dieser Arbeit basieren auf Simulationen mit dem nicht-hydrostatischen atmosphärischen Wettervorhersagemodell COSMO (COnsortium for Small scale MOdelling)¹. Dieses Ausschnittsmodell basiert auf dem vom Deutschen Wetterdienst (DWD) entwickelten Lokalmodell (LM) und ist spezialisiert auf die Beschreibung der meso- β und meso- γ Skala (Orlanski, 1975). Es wird beim DWD seit 1999 für die operationelle numerische Wettervorhersage verwendet. Außerdem wird es für zahlreiche wissenschaftliche Untersuchungen verwendet. Das Modell COSMO unterliegt einer stetigen Weiterentwicklung durch die Mitglieder des Konsortiums.

Das Modell basiert auf den sogenannten primitiven Gleichungen, einem gekoppelten System thermo- und hydrodynamischer, nicht-linearer, partieller Differentialgleichungen, die die kompressible Strömung einer feuchten Atmosphäre beschreiben. Die Gleichungen sind in rotierten geografischen Koordinaten und einer generalisierten geländefolgenden Vertikalkoordinate formuliert. Eine detaillierte Beschreibung dieser Gleichungen folgt im nächsten Abschnitt nach der Darstellung in Doms (2011). Verschiedene physikalische Parametrisierungsschemata gewährleisten die Berücksichtigung einer Vielzahl subskaliger Prozesse, die vom Modell nicht aufgelöst werden können.

3.1.1 Die Grundgleichungen in geländefolgenden Koordinaten

Zur Verminderung numerischer Fehler werden die Zustandsgrößen in COSMO als Summe aus Referenzwert ψ_0 und Störungen ψ' formuliert. Der zeitunabhängige Referenzzustand ist durch eine trockene, horizontal homogene Atmosphäre im hydrostatischen Gleichgewicht definiert. Die Störungen hingegen sind zeit- und ortsabhängig. Für die Temperatur T , den Druck p und die Dichte ρ folgt damit

$$T(x, y, z, t) = T_0(z) + T'(x, y, z, t) \quad (3.1a)$$

$$p(x, y, z, t) = p_0(z) + p'(x, y, z, t) \quad (3.1b)$$

$$\rho(x, y, z, t) = \rho_0(z) + \rho'(x, y, z, t) . \quad (3.1c)$$

¹www.cosmo-model.org

Dabei sind T_0 , p_0 und ρ_0 über die hydrostatische Approximation sowie die Gleichung idealer Gase verknüpft:

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = -\rho_0 \cdot g = -\frac{p_0}{R_d T_0} \cdot g. \quad (3.2)$$

Die Modellgleichungen sind in einem sphärischen geländefolgenden rotierten Koordinatensystem formuliert. Die Rotation ist notwendig, da die Meridiane an den geografischen Polen konvergieren, für die Berechnungen jedoch ein quasi-rechtwinkliges Koordinatensystem notwendig ist. Um dies zu erreichen, wird das Koordinatensystem so gedreht, dass der Äquator, an dem die Meridiane parallel sind, durch das Modellgebiet verläuft. In vertikaler Richtung wird die generalisierte geländefolgende Höhenkoordinate ζ verwendet, die eine eindeutige Funktion der Höhe z ist und mit der Höhe abnimmt. Damit ist die untere Randbedingung zeitunabhängig und deren Beschreibung stark vereinfacht. Die Transformation der Gleichungen aus dem (λ, φ, z) -System mit der geografischen Länge λ und der geografischen Breite φ in das $(\lambda, \varphi, \zeta)$ -System ist über folgende drei Elemente der inversen Jacobi-Matrix J^z definiert:

$$J_\lambda \equiv J_{13}^z = \left(\frac{\partial z}{\partial \lambda} \right)_\zeta, \quad J_\varphi \equiv J_{23}^z = \left(\frac{\partial z}{\partial \varphi} \right)_\zeta, \quad J_\zeta \equiv J_{33}^z = \left(\frac{\partial z}{\partial \zeta} \right) = -\sqrt{G}. \quad (3.3)$$

Unter Berücksichtigung des Referenzzustands resultieren nach der Transformation folgende prognostische Gleichungen für die drei Komponenten des Geschwindigkeitsvektors u , v und w , die Druckstörung p' , die Temperatur T sowie den spezifischen Gehalt der Luft an Wasserdampf q^v , an Flüssigwasser q^l und an Eis q^f :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla u - \frac{uv}{a} \tan \varphi - fv = -\frac{1}{\rho a \cos \varphi} \left(\frac{\partial p'}{\partial \lambda} + \frac{J_\lambda}{\sqrt{G}} \frac{\partial p'}{\partial \zeta} \right) + M_u \quad (3.4a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla v - \frac{u^2}{a} \tan \varphi + fu = -\frac{1}{\rho a} \left(\frac{\partial p'}{\partial \varphi} + \frac{J_\varphi}{\sqrt{G}} \frac{\partial p'}{\partial \zeta} \right) + M_v \quad (3.4b)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla w = \frac{1}{\rho \sqrt{G}} \frac{\partial p'}{\partial \zeta} + B + M_w \quad (3.4c)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p' - g \rho_0 w = -\frac{c_{pd}}{c_{vd}} pD \quad (3.4d)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T = -\frac{1}{\rho c_{vd}} pD + Q_T \quad (3.4e)$$

$$\frac{\partial q^v}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla q^v = -\left(S^l + S^f \right) + M_{q^v} \quad (3.4f)$$

$$\frac{\partial q^{l,f}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla q^{l,f} + \frac{1}{\rho \sqrt{G}} \frac{\partial P_{l,f}}{\partial \zeta} = S^{l,f} + M_{q^{l,f}} \quad (3.4g)$$

Die einzelnen Variablen stehen dabei für folgende Größen:

a – Radius der Erde

g – Schwerebeschleunigung

- c_{pd} – spezifische Wärme trockener Luft bei konstantem Druck
- c_{vd} – spezifische Wärme trockener Luft bei konstantem Volumen
- M – Quellterme, die den Einfluss subskaliger Turbulenz berücksichtigen
- Q_T – diabatische Wärmerate
- S^l, S^f – Quellen und Senken der Wolkenmikrophysik
- P_l, P_f – Niederschlagsflussdichten von Flüssigwasser und Eis

Des Weiteren ist ρ die Dichte feuchter Luft mit

$$\rho = \frac{p}{R_d T} \left\{ 1 + \left(\frac{R_v}{R_d} - 1 \right) q^v - q^l - q^f \right\}^{-1}, \quad (3.5)$$

wobei R_v die Gaskonstante für Wasserdampf ist. Außerdem ist B in Gleichung (3.4c) die Auftriebsbeschleunigung mit

$$B = g \frac{\rho_0}{\rho} \left\{ \frac{T - T_0}{T} - \frac{p' T_0}{p_0 T} + \left(\frac{R_v}{R_d} - 1 \right) q^v - q^l - q^f \right\} \quad (3.6)$$

und D in den Gleichungen (3.4d) und (3.4e) die Divergenz des dreidimensionalen Windfelds:

$$D = \frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{J_\lambda}{\sqrt{G}} \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial \varphi} (v \cos \varphi) + \cos \varphi \frac{J_\varphi}{\sqrt{G}} \frac{\partial v}{\partial \zeta} \right) - \frac{1}{\sqrt{G}} \frac{\partial w}{\partial \zeta}. \quad (3.7)$$

Der Advektionsoperator ist in geländefolgenden Koordinaten wie folgt definiert:

$$\mathbf{v} \cdot \nabla = \frac{1}{a \cos \varphi} \left(u \frac{\partial}{\partial \lambda} + v \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) + \zeta \frac{\partial}{\partial \zeta} \quad (3.8)$$

mit der kontravarianten Vertikalgeschwindigkeit im ζ -System

$$\zeta = \frac{1}{\sqrt{G}} \left(\frac{J_\lambda}{a \cos \varphi} u + \frac{J_\varphi}{a} v - w \right). \quad (3.9)$$

Die kontinuierlichen Gleichungen (3.4) werden im Weiteren mit der Finite-Differenzen-Methode gelöst. Dabei werden sie zuerst diskretisiert und anschließend numerisch integriert.

3.1.2 Die verwendete Modellkonfiguration

Abgesehen von einigen Idealisierungen wird in dieser Arbeit die Standardkonfiguration² des COSMO-DE (Version 4.18) verwendet. Diese beinhaltet eine horizontale Auflösung von $0,025^\circ$ ($\approx 2,8$ km) und 64 Modellschichten in vertikaler Richtung. Durchgeführt werden die Rechnungen mit einem Zeitschritt von $\Delta t = 15$ s auf dem Großrechner HP XC 4 (XC2) des Steinbuch Centre for Computing (SCC) am KIT. Details zum Modellgebiet sind in Kapitel 3.2 beschrieben.

Flache Konvektion wird nach Tiedtke (1989) parametrisiert, während für hochreichende Konvek-

²www.cosmo-model.org/content/tasks/operational/nmlDoc/cosmoDefault.htm?ver=1&mode=printerFriendly

tion keine Parametrisierung verwendet wird, da diese bei der Auflösung von 2,8 km vom Modell explizit aufgelöst werden kann (Barthlott et al., 2011).

Für die in Kapitel 4.4 beschriebenen Simulationen mit einer Auflösung von 1 km und einem Zeitschritt von $\Delta t = 6$ s musste die Höhe der Orografie im Alpenraum reduziert werden, da COSMO Gradienten der Orografie von mehr als 20° momentan nicht verarbeiten kann. Dies hängt mit der Diskretisierung der Horizontalgradienten bei geländefolgenden Koordinaten zusammen (z.B. Zängl, 2002). Hier wurde die Orografie im Alpenraum oberhalb von 800 m um 60% reduziert werden, um numerisch stabile Simulationen zu ermöglichen.

Idealisierung der Modellkonfiguration

Zur Vereinfachung der Interpretation von Modellergebnissen ist es oft sinnvoll, das Modell in einer idealisierten Konfiguration zu betreiben, die auf wenige Parameter beschränkt ist. Um dies im Fall von COSMO zu ermöglichen, wurde von Blahak (2011) das Modul „ARTIFCTL“ entwickelt und implementiert. Dieses beinhaltet die Möglichkeit zur Initialisierung einer Modellsimulation mit einem Radiosondenprofil (Vertikalprofile der Temperatur, der relativen Feuchte sowie der Windgeschwindigkeit und -richtung). Das Profil dient dabei an jedem Gitterpunkt als Anfangsbedingung und liefert während des Modelllaufs die konstante seitliche Randbedingung. Diese Vorgehensweise stellt die Grundlage der vorliegenden Arbeit dar. Die Parameter der unteren Randbedingung im Modell wurden, abgesehen von der Geländehöhe, auf folgende konstante Werte gesetzt:

- Rauigkeitslänge z_0 : 0,01 m
- Flächenanteil von Wasser: 0%
- Pflanzenbedeckungsgrad: 60%
- Flächenanteil von Nadelwald: 20%
- Flächenanteil von Laubwald: 20%
- Blattflächenindex (Blattfläche pro Bodenoberfläche): 3,0
- Wurzeltiefe: 0,7 m
- Bodenart: Sand (3)
- Wassersättigung des Bodens: 30%

Des Weiteren wurden bei den Untersuchungen in dieser Arbeit bis auf eine Ausnahme keine Strahlungsflüsse berücksichtigt. Damit ergibt sich für die Simulationen ohne Auftreten von Niederschlag nach etwa 6 h Simulationszeit ein annähernd stationärer Zustand. Die mittlere stündliche Änderung der Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe des Referenzlaufs von allen 6042 Gitterpunkten im Untersuchungsgebiet zeigt dies sehr gut (Abbildung 3.1). Innerhalb der ersten Stunden der Simulation nimmt diese aufgrund der Oberflächenreibung in Bodennähe deutlich ab, bis die

Änderungen ab ungefähr 6 h Simulationszeit vernachlässigbar klein werden. Die Verhältnisse zu diesem Zeitpunkt bilden im Folgenden die Grundlage für die Auswertung der verschiedenen Simulationen.

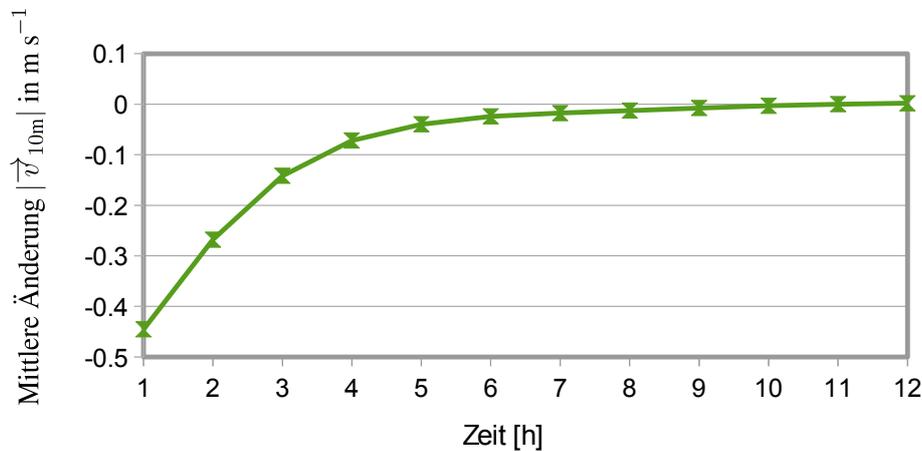


Abb. 3.1: Mittlere Differenz der Windgeschwindigkeit des Referenzlaufs in 10 m Höhe von allen 6042 Gitterpunkten im Untersuchungsgebiet jeweils zwischen aktuellem Zeitpunkt und einer Stunde davor.

Sensitivitätsstudien

Die Robustheit der Ergebnisse des in Kapitel 4 beschriebenen Referenzlaufs *RL* wird in Kapitel 5 mit Hilfe von Sensitivitätsstudien überprüft. Dazu wird die Sensitivität der Ergebnisse auf systematische Veränderungen der **meteorologischen Randbedingungen** in Form des Vertikalprofils (Kapitel 3.3) untersucht, wobei folgende Parameter variiert werden:

- Windrichtung ($RL \pm 50^\circ$)
- Windgeschwindigkeit ($RL -50\%$ bis $RL +100\% +15 \text{ m s}^{-1}$)
- spezifische Feuchte (bodennah zwischen 10 und 20 g kg^{-1})

Außerdem werden folgende **untere und obere Randbedingungen** systematisch variiert:

- Orografie (Reduzierung der Höhe von Schwäbischer Alb, Nord- und Südschwarzwald sowie Auffüllen verschiedener Täler)
- Rauigkeitslänge (zwischen 0,01 m und 10 m)
- Bodenart (reale Verhältnisse, statt überall Sand)
- Flächenanteil von Laub- und Nadelwald (reale Verhältnisse statt konstant 20%)
- Strahlungsflüsse (reale sommerliche Strahlungsverhältnisse statt keiner Strahlungsflüsse)

Auf Grund der Ergebnisse dieser Sensitivitätsanalysen kann dann auf die Stabilität der Strömungsverhältnisse bezüglich einer Veränderung der genannten Parameter geschlossen werden.

3.2 Daten zur Geländehöhe und Modellgebiet

Die in dieser Arbeit verwendete Geländehöhe mit einer Auflösung von 50 m stammt aus dem GlobDEM50-Datensatz³ der Firma metSoft GbR. Dieser basiert auf Rohdaten der „Shuttle Radar Topography Mission“ (SRTM) von NASA, NIMA, DLR und ASI⁴ aus dem Jahr 2000. Die anschließende Aufbereitung umfasste eine Auffüllung von Datenlücken mit verschiedenen Verfahren und eine flächengewichtete Interpolation vom geografischen Raster (Lat/Lon auf WGS84) auf ein internationales kartesisches Raster (UTM / WGS84).

Zur Verwendung dieser Daten in COSMO wurden sie mit einer speziellen Routine von Schipper (2008) auf das entsprechende Modellgitter umgerechnet.

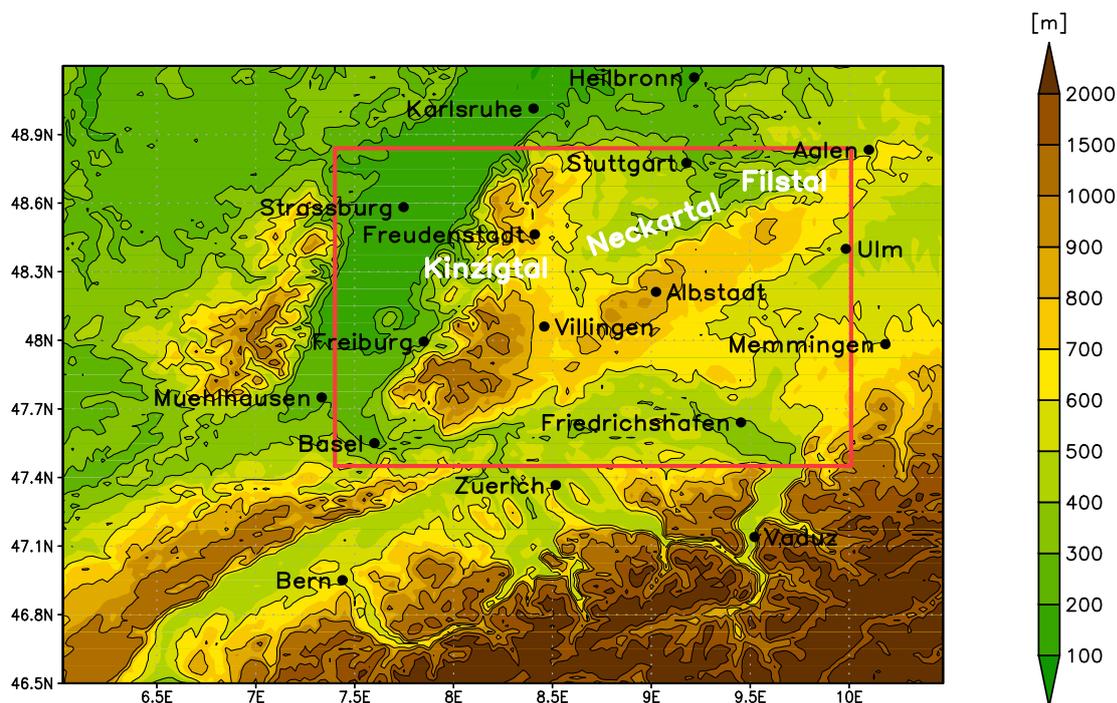


Abb. 3.2: Modellgebiet mit Orografie (Farbkontur) und Untersuchungsgebiet (rot).

Die Simulationen in dieser Arbeit werden für ein Gebiet zwischen 6,025 und 10,525°O sowie 46,5 und 49,25°N durchgeführt (Abbildung 3.2). Bei der verwendeten Auflösung von 0,025° ($\approx 2,8$ km) ergibt sich eine Gebietsgröße von 180 x 110 Gitterpunkten. Das Untersuchungsgebiet umfasst damit große Teile Baden-Württembergs und der Schweiz sowie einen Teil des östlichen Frankreichs. Die Auswertungen der Modellsimulationen in den folgenden Kapiteln konzentrieren sich allerdings auf Baden-Württemberg (rot umrahmtes Gebiet in Abbildung 3.2). Bei denen in dieser Arbeit berücksichtigten südwestlichen Anströmrichtungen strömt über den nördlichen und östlichen Rand des Modellgebiets nichts ein und die Verhältnisse in Baden-Württemberg werden von diesen Rändern nur wenig beeinflusst. Lediglich etwa 50 km von den Modellrändern aus in

³www.metsoft.de/produkte/globdem50.html

⁴NASA: National Aeronautics and Space Administration, NIMA: National Imagery and Mapping Agency, DLR: Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, ASI: Agenzia Spaziale Italiana - Italian Space Agency

das Gebiet hinein modifiziert die Dämpfungsschicht des Modells die Ergebnisse, so dass dieser Bereich nicht bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden darf (Abbildung 3.3).

Orografisch dominant sind in Baden-Württemberg vor allem der Schwarzwald, welcher sich vom äußersten Südwesten des Landes bis etwa Karlsruhe erstreckt, und die Schwäbische Alb, die sich im Süden östlich an diesen anschließt und fast bis nach Aalen reicht. Auffällig sind außerdem die steilen Hänge am Süd- und Westrand des Schwarzwalds in das Rheintal hinein, im Gegensatz zu den deutlich flacheren Hängen an dessen Ostrand. Die Schwäbische Alb steigt von Süden her flach an und fällt dann am Nordrand steil in die angrenzenden Täler des Neckars im Westen und des Filstals im Osten ab. Die höchsten orografischen Erhebungen im Modell liegen beim Schwarzwald um 1250 m ü. NN und bei der Schwäbischen Alb um 960 m ü. NN. Die höchste Erhebung des Schwarzwalds in der Realität ist der Feldberg in dessen Süden mit 1493 m ü. NN und bei der Schwäbischen Alb der Lemberg in deren Südwesten mit 1015 m ü. NN. Die Modellorografie kommt damit den realen Verhältnissen verhältnismäßig nahe. Des Weiteren umfasst das Modellgebiet den nordwestlichen Teil der Alpen (im Süden), den Schweizer Jura (im Südwesten) sowie die Vogesen (im Osten).

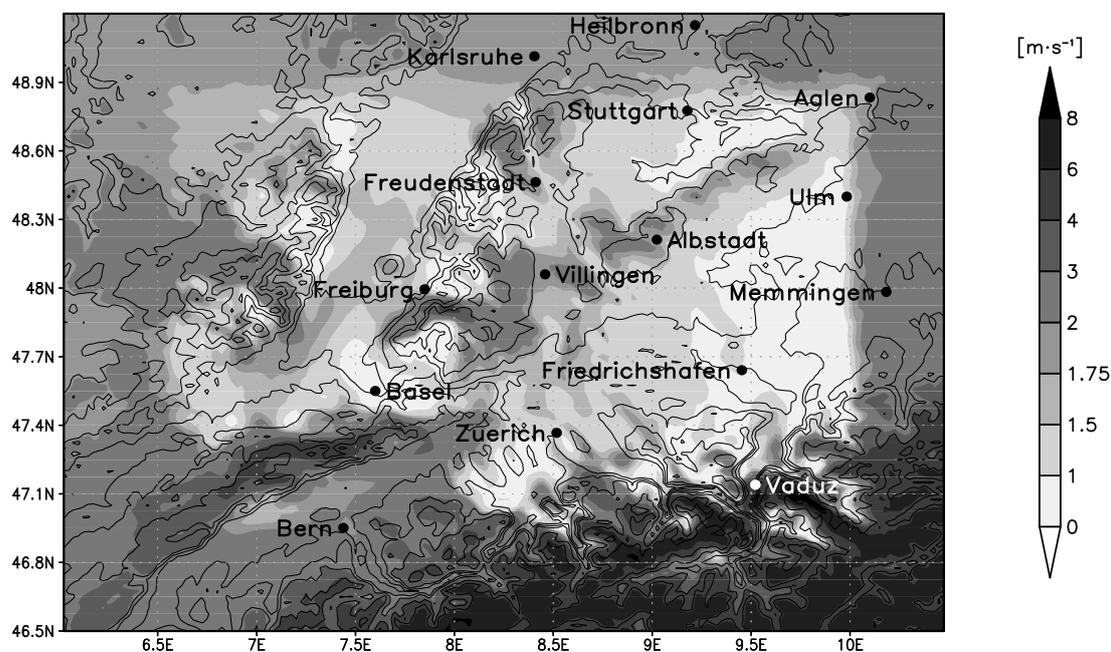


Abb. 3.3: Windgeschwindigkeit des Referenzlaufs in 10 m Höhe zur Veranschaulichung der Strömungsmodifikation durch die 50 km mächtige Dämpfungsschicht an den Modellrändern.

3.3 Bestimmung des Vertikalprofils

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wird ein mittleres Vertikalprofil bestimmt, das als Anfangs- und Randbedingung für die idealisierten Modellsimulationen dient. Dabei gehen die Daten der Tage mit den stärksten Hagelereignissen zwischen 1997 und 2007 (Puskeiler, 2009) bei einer südwestlichen Anströmung in mittleren Höhen ein. Gerade das bessere Verständnis von diesen intensiven Ereignissen, die zu hohen Schäden geführt haben, ist von großem Interesse. Die Einschränkung auf eine südwestliche Anströmung schließt nur wenige Ereignisse aus ($\approx 15\%$) und soll eine sinnvolle Mittelung der Radiosondendaten ermöglichen. 39 Tage entsprechen den genannten Kriterien und fließen in die folgenden Auswertungen mit ein.

Zur Identifikation der Hageltage wurden Versicherungsdaten der SV Sparkassenversicherung AG verwendet. Diese liegen von 1986 – 2008 für jeden Tag und jeden fünfstelligen Postleitzahlenbereich in Baden-Württemberg vor. Bis 1994 ist jeder Gebäudeschaden oberhalb des Selbstbetrags in den Daten enthalten, da bis zu diesem Zeitpunkt in Baden-Württemberg eine Pflichtversicherung bestand. Frühere Untersuchungen haben gezeigt, dass es immer wieder zu einzelnen falschen Zuordnungen der Schadenmeldungen zum Tag des Ereignisses kommt (z.B. Kunz et al., 2009). Daher wird als Kriterium für die Definition eines Hageltags in dieser Arbeit eine Mindestanzahl von zehn Schadenmeldungen unabhängig von der Schadenhöhe und der betroffenen Region verwendet. Die Versicherungsdaten wurden außerdem basierend auf den Daten des Jahres 1994, bis zu dem die oben erwähnte Pflichtversicherung bestand und 100% der Gebäude versichert waren, prozentual nach der Gesamtanzahl der vorhandenen Versicherungsverträge in den einzelnen Jahren korrigiert.

Grundlage für die Berechnung des mittleren Vertikalprofils sind die Daten der Radiosondenstation Stuttgart (314 m ü. NN; WMO⁵-Nummer: 10739; Koordinaten: 48,82°N 9,20°O) jeweils um 12 UTC an den ausgewählten Tagen. Die Messdaten zu diesem Zeitpunkt repräsentieren die präkonvektiven Bedingungen der meist am Nachmittag und Abend auftretenden Gewitter ($\approx 85\%$ der Fälle) am besten. Nach der Interpolation der einzelnen Vertikalprofile auf äquidistante Höhen mit einem Abstand von 20 m, wird in jeder dieser Höhen der Mittelwert der verschiedenen Größen gebildet. Aus diesen Werten berechnet sich dann das mittlere Vertikalprofil. Eingegangen sind hierbei die Temperatur-, Feuchte- und Druckmessungen sowie die Messungen von Windgeschwindigkeit und Windrichtung der Aufstiege. Die resultierenden Vertikalprofile sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Schichtung ist mit einem Lifted Index von $LI = -1,7$ K und einer konvektiv verfügbaren potentiellen Energie (convective available potential energy, CAPE) von 290 J kg^{-1} mäßig labil (vgl. Kunz, 2007). Die Grundlage dieser Berechnungen ist ein Luftpaket mit der mittleren Temperatur und der mittleren Feuchte der unteren 100 hPa über dem Erdboden. Für Hageltage mit starken konvektiven Umlagerungen wäre jedoch eine höhere Labilität zu erwarten. Allerdings herrschte an einem Großteil der ausgewählten Tage in Baden-Württemberg ein großräumiger synoptischer Hebungsantrieb durch einen Höhentrog über Westeuropa vor. Daher kann ein solches Profil bei hohen Temperaturen am Nachmittag in Bodennähe schnell

⁵World Meteorological Organization

labilisiert werden. Die bodennahen Windgeschwindigkeiten des mittleren Profils sind mit knapp über 2 m s^{-1} vergleichsweise gering.

Für die einzelnen Parameter des mittleren Vertikalprofils ergeben sich die in Tabelle 3.1 dargestellten Mittelwerte und Standardabweichungen bei Mittelung über verschiedene Höhenbereiche oberhalb von 500 m. Unterhalb dieser Höhe dominieren lokale Effekte, die hier nicht von Interesse sind. Die Temperatur T und die Taupunkttemperatur τ nehmen mit zunehmender Höhe und damit auch bei einer Erweiterung des Mittelungsbereichs nach oben hin erwartungsgemäß ab (siehe auch Abbildung 3.4). Die Standardabweichung der Temperatur bleibt dabei annähernd konstant, wohingegen die der Taupunkttemperatur aufgrund der durch Wolken hervorgerufenen Schwankungen deutlich zunimmt. Der Mittelwert und die Standardabweichung der horizontalen Windgeschwindigkeit U nehmen nach oben hin ebenfalls zu. Die Windrichtung WR dreht in größeren Höhen auf etwas westlichere Richtungen und weist dabei geringere Schwankungen auf. Die Brunt-Väisälä-Frequenz N und damit die Stabilität der atmosphärischen Schichtung nimmt bei einer Erweiterung des Mittelungsbereichs nach oben hin bei einem stark abnehmenden Schwankungsbereich leicht zu. Aufgrund der Vernachlässigung der bodennahen überadiabatischen Schichtung ist N dabei stets positiv und zeigt damit eine stabile Schichtung an.

Die mittlere Froude-Zahl weist wegen der großen Standardabweichung von N und U zwischen den verschiedenen Tagen vor allem im unteren Bereich starke Schwankungen auf. Bei Erweiterung des Mittelungsbereichs über 2000 m hinaus nimmt sie aufgrund der Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe ebenfalls zu. Die genaue Verteilung der Einzelwerte der verschiedenen Tage zeigt das Histogramm in Abbildung 3.5 für Intervalle mit einer Breite von 0,2. Für den Mittelungsbereich zwischen 500 und 2000 m ist eine starke Häufung der Werte um $Fr = 0,5$ zu erkennen. Damit gilt für einen Großteil der Fälle $Fr < 1$ und nach der Theorie findet bei der hier verwendeten charakteristischen Hindernishöhe von $H = 1000 \text{ m}$, die ungefähr der Höhe des Südschwarzwalds entspricht, bevorzugt eine Umströmung der Hindernisse statt (Kapitel 2.3.2).

Die sinnvolle Verwendung des mittleren Vertikalprofils als Antrieb für das Modell setzt einige Anpassungen sowie eine Extrapolation der Daten nach oben und unten voraus, da hier keine Messwerte vorhanden sind. In Bodennähe wird die überadiabatische Schichtung der Temperatur unterhalb von 400 m ü. NN entfernt und durch einen trockenadiabatischen Verlauf bis

Tabelle 3.1: Mittelwert und Standardabweichung einiger Parameter des mittleren Vertikalprofils der 39 ausgewählten Hageltage bei Mittelung über verschiedene Höhenbereiche. Weitere Erläuterungen im Text.

Mittelung	T [°C]	τ [°C]	U [m s^{-1}]	WR [°]	N [$\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$]	Fr
500 - 1.500 m	$18,9 \pm 3,0$	$11,5 \pm 2,8$	$4,0 \pm 1,8$	207 ± 89	$7,4 \pm 3,3$	$0,75 \pm 0,75$
500 - 2.000 m	$17,1 \pm 2,9$	$9,9 \pm 2,9$	$4,8 \pm 2,1$	206 ± 79	$8,3 \pm 2,4$	$0,63 \pm 0,35$
500 - 4.000 m	$9,9 \pm 2,7$	$3,1 \pm 3,6$	$7,6 \pm 3,1$	214 ± 54	$9,3 \pm 1,1$	$0,82 \pm 0,26$
500 - 10.000 m	$-10,4 \pm 2,5$	$-20,1 \pm 5,2$	$12,2 \pm 5,1$	221 ± 40	$9,8 \pm 0,4$	$1,24 \pm 0,43$

auf 0 m ü. NN ersetzt, da diese im Modell nicht sinnvoll abgebildet werden kann und zu Instabilitäten führen könnte. Der Gradient der Taupunkttemperatur wird unterhalb von 300 m ü. NN, wo keine Messdaten vorliegen, bis auf 0 m ü. NN konstant gehalten. Die Windgeschwindigkeit wird unterhalb dieser Höhe konstant auf $2,3 \text{ m s}^{-1}$ gesetzt. Bei der Windrichtung werden die Werte unterhalb von 500 m ü. NN, wo eine starke bodennahe Winddrehung zu erkennen ist (vgl. grüne Linie in Abbildung 3.4 unten rechts), durch den Wert der darüber liegenden Schicht von 203° ersetzt. Ansonsten würde die bodennahe Winddrehung an vielen Stellen im Modellgebiet zu unrealistischen Windrichtungen führen, da sie unabhängig von der lokalen Geländehöhe an jedem Gitterpunkt wie in Stuttgart zwischen 300 und 500 m ü. NN liegen würde.

Oberhalb von 14 km, wo keine Messdaten mehr vorhanden sind, wird das Temperaturprofil der Standardatmosphäre der International Civil Aviation Organization (ICAO) verwendet. Diese von der ICAO definierte Norm-Atmosphäre basiert auf der mittleren globalen Temperaturschichtung der Atmosphäre mit einer konstanten Temperatur von $-56,5^\circ\text{C}$ zwischen 11 und 20 km Höhe sowie einer Zunahme der Temperatur um $0,1 \text{ K (100 m)}^{-1}$ zwischen 20 und 32 km Höhe. Der Gradient der Taupunkttemperatur wird bis in 20 km Höhe konstant gehalten und im weiteren Verlauf mit einer konstanten Taupunktdifferenz fortgesetzt. Die Windrichtung und -geschwindigkeit werden ab dieser Höhe konstant gehalten. Die Verhältnisse oberhalb von 14 km spielen für die in dieser Arbeit betrachteten Phänomene allerdings praktisch keine Rolle. Dieser Bereich liegt bereits weit über dem Oberrand der Troposphäre in der Tropopause und hat auf der in dieser Arbeit betrachteten Zeitskala von nur wenigen Stunden keinen Einfluss auf die bodennahen Verhältnisse.

Ein Vergleich des mittleren Vertikalprofils von Stuttgart mit Messdaten der Radiosondenstationen Payerne (491 m ü. NN; WMO-Nummer: 06610; Koordinaten: $46,81^\circ\text{N } 6,94^\circ\text{O}$; Schweiz) und Nancy (217 m ü. NN; WMO-Nummer: 07180; Koordinaten: $48,69^\circ\text{N } 6,22^\circ\text{O}$; Frankreich) soll zeigen, ob das mittlere Vertikalprofil der Station in Stuttgart für eine größere Region als repräsentativ angesehen werden kann (Abbildung 3.6 oben). Die drei Profile unterscheiden sich offensichtlich kaum voneinander, lediglich die Temperatur in Nancy ist bis in eine Höhe von

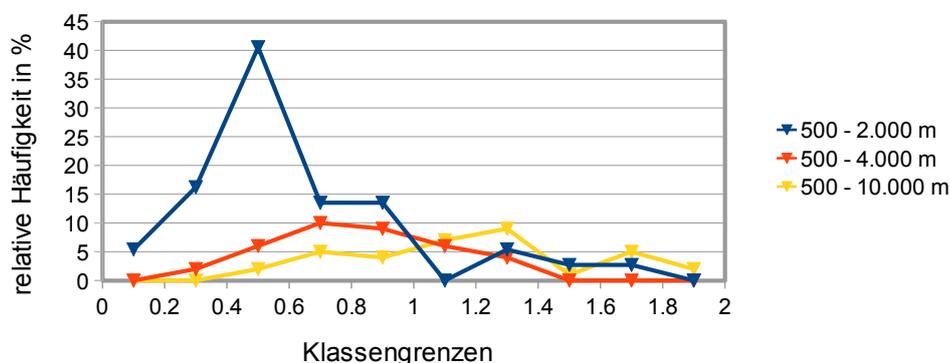


Abb. 3.5: Histogramm der Froude-Zahl der 39 ausgewählten Hageltage aus Radiosondendaten der Station Stuttgart um 12 UTC bei Mittelung der meteorologischen Parameter zwischen 500 m und 2.000 m (blau), 4.000 m (rot) und 10.000 m (gelb) bei einer charakteristischen Hindernishöhe von $H=1000 \text{ m}$.

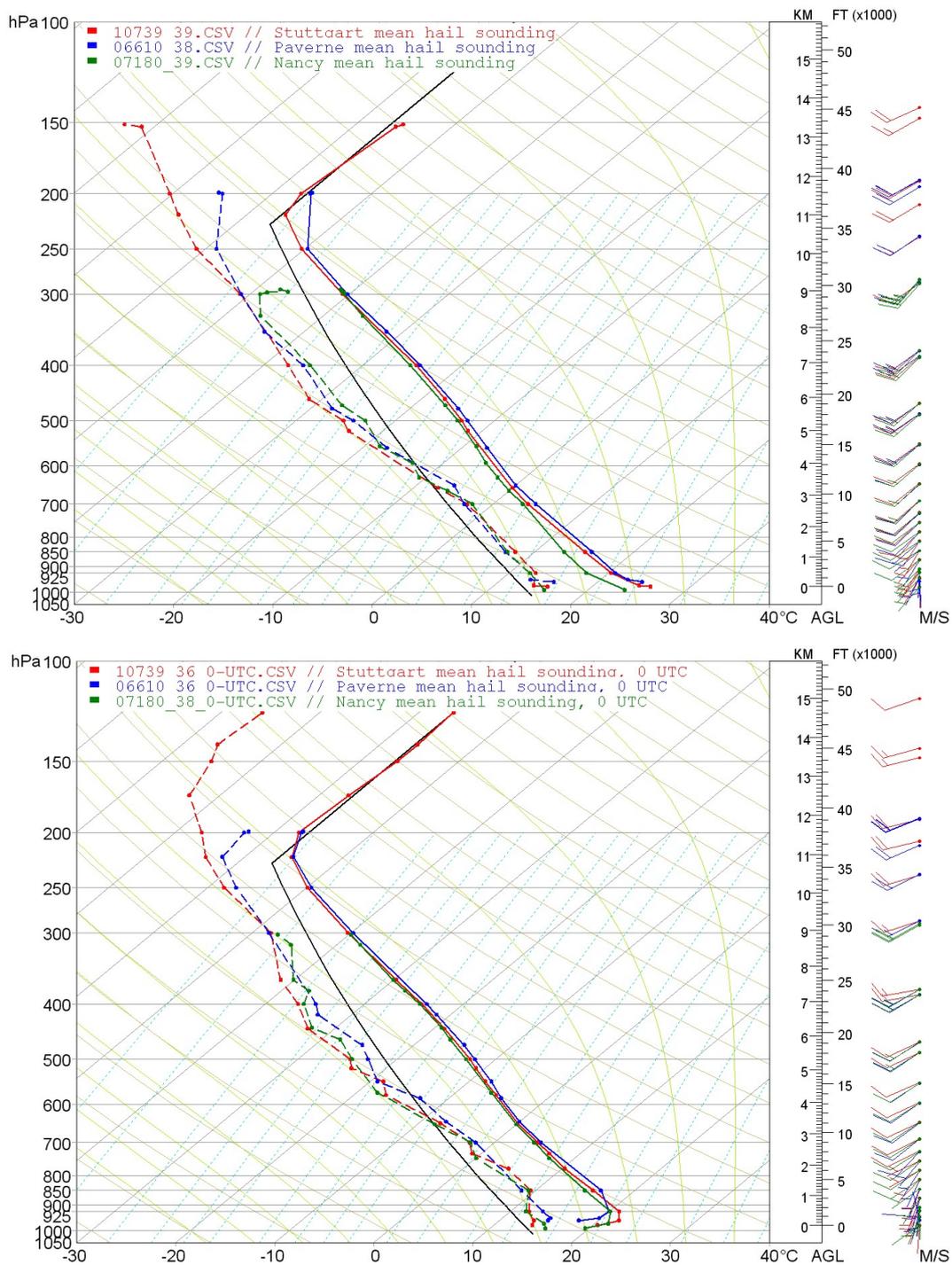


Abb. 3.6: Thermodynamische SkewT-logp-Diagramme mit einem Vergleich der mittleren Vertikalprofile von Temperatur (durchgezogen) und Taupunkttemperatur (gestrichelt) in Stuttgart (rot), Payerne (blau) und Nancy (grün) um 12 UTC (oben) und 00 UTC (zwölf Stunden früher, unten) an Hageltagen zwischen 1997 und 2007 sowie der ICAO-Standardatmosphäre (schwarz). Windgeschwindigkeit (kurze Fieder = 5 m s^{-1} , lange Fieder = 10 m s^{-1}) und Windrichtung sind jeweils auf der rechten Seite als Windfeile für verschiedene Niveaus aufgetragen.

etwa 700 hPa um bis zu 2°C geringer als die Temperatur in Stuttgart und Payerne. Erst ab einem Druck von etwa 300 hPa laufen die Kurven der Taupunkttemperatur etwas auseinander. Dies liegt vermutlich an einer geringeren Anzahl von hier eingehenden Messungen, da einige Sonden diese Höhen nicht erreicht haben. Wie oben schon beschrieben, spielen die Werte in diesen Höhen jedoch für die Untersuchungen in dieser Arbeit nur eine untergeordnete Rolle.

Die mittleren Vertikalprofile von Stuttgart, Payerne und Nancy stimmen 12 Stunden früher, um 00 UTC, ebenfalls gut überein (Abbildung 3.6 unten). Der Hauptunterschied zu den Profilen um 12 UTC ist eine bodennahe Inversion, welche aufgrund der kurzwelligen Einstrahlung im Verlauf des Vormittags bis um 12 UTC in eine überadiabatische Schichtung übergeht.

Das mittlere Vertikalprofil der Radiosondenstation Stuttgart repräsentiert damit die meteorologischen Bedingungen an den betrachteten Tagen für eine ausreichend große Region sehr gut.

Weisman-Klemp-Profil

Für die Untersuchung der Sensitivitäten der Modellsimulationen in Bezug auf den Feuchtegehalt der Atmosphäre wird die im Folgenden beschriebene Methode verwendet. Sie ermöglicht die Berechnung realistischer Vertikalprofile von Temperatur und relativer Feuchte auf Grundlage weniger Parameter wie beispielsweise der mittleren spezifischen Feuchte in der Grenzschicht, die im Rahmen der Sensitivitätsstudien einfach variiert werden können. Das von Weisman und Klemp (1982) definierte und in einer Vielzahl von Modellstudien zu Konvektion verwendete Vertikalprofil (Abbildung 3.7) basiert auf zwei analytischen Gleichungen für $\theta(z)$ und die relative Feuchte $RF(z)$. Die potentielle Temperatur der Umgebung ist bestimmt durch

$$\bar{\theta}(z) = \theta_0 + (\theta_{tr} - \theta_0) \cdot \left(\frac{z}{z_{tr}} \right)^{5/4}, \quad \text{für } z \leq z_{tr} \quad (3.10)$$

mit der Höhe der Tropopause z_{tr} , der potentiellen Temperatur θ_0 in Bodennähe sowie θ_{tr} in z_{tr} . Außerdem wird der bodennahe Wert der spezifischen Feuchte q_{v0} mit berücksichtigt. Dieser wird bis zum HKN als konstant angenommen, was eine gut durchmischte Grenzschicht repräsentiert. Oberhalb des HKN nimmt die relative Feuchte RF von 100% nach

$$RF(z) = 1 - \frac{3}{4} \cdot \left(\frac{z}{z_{tr}} \right)^{5/4}, \quad \text{für } z \leq z_{tr} \quad (3.11)$$

kontinuierlich ab. Für alle beschriebenen Parameter werden die von Weisman und Klemp (1982) vorgeschlagenen Werte mit $\theta_0 = 300$ K, $\theta_{tr} = 343$ K und $z_{tr} = 12000$ m verwendet.

Bei der Windgeschwindigkeit und -richtung werden die mittleren Vertikalprofile aus Abbildung 3.4 ohne Veränderungen übernommen. Lediglich die spezifische Feuchte in der Grenzschicht wird im Rahmen der Sensitivitätsstudien variiert (siehe Kapitel 5.5).

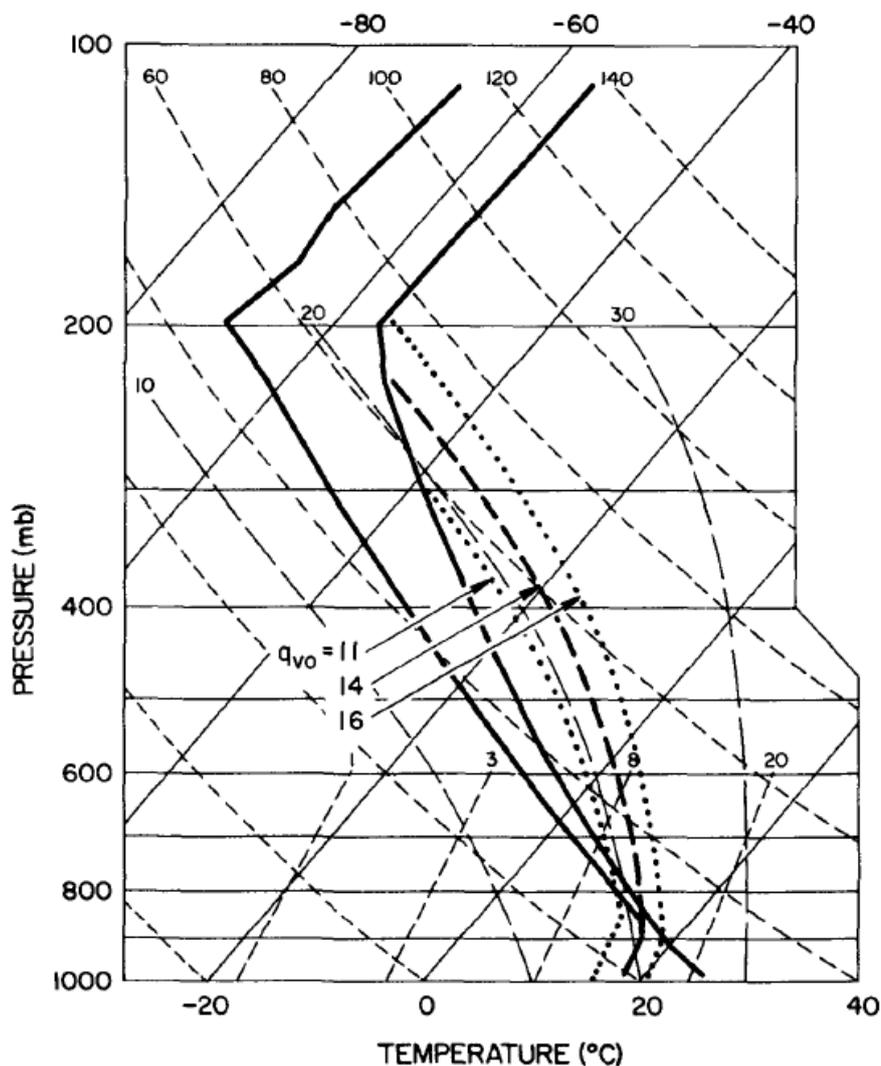


Abb. 3.7: Vertikalprofile nach Weisman und Klemp (1982) von Temperatur und Taupunkttemperatur im Skew T -log p -Diagramm (fette durchgezogene Linien) mit Aufstiegskurven bei bodennahen Werten der spezifischen Feuchte von $q_{v0} = 14 \text{ g kg}^{-1}$ (fette gestrichelte Linie) sowie $q_{v0} = 11 \text{ g kg}^{-1}$ und $q_{v0} = 16 \text{ g kg}^{-1}$ (fette gepunktete Linien).

3.4 Oberflächenparameter

Für einige Sensitivitätsexperimente in Kapitel 5.4 werden reale Oberflächenparameter im Modellgebiet benötigt. Die entsprechenden Daten für die Rauigkeitslänge, die Bodenart und den Flächenanteil von Nadel- und Laubwald stammen aus dem „Global Land Cover 2000 Project“ (GLC 2000) (Bartholomé et al., 2002). Im Rahmen dieses Projekts wurde für das Jahr 2000 ein weltweiter Datensatz mit umfangreichen Informationen zur Landoberfläche erstellt. Datengrundlage dieses Projekts ist der „Vegetation 2000“ (VEGA 2000) Datensatz. Dieser beinhaltet weltweite Messungen über 14 Monate mit dem „VEGETATION“ Messinstrument auf dem SPOT 4 Satelliten.

Zur Verwendung der Daten in COSMO wurden diese mit einem speziellen Programm von Schipper (2008) auf das entsprechende Modellgitter umgerechnet. Zusätzlich werden die Bodenarten dabei den acht verschiedenen in COSMO vorgesehenen Klassen zugeordnet. Im Modell wird zwischen Sand, sandigem Lehm, Lehm, lehmigem Ton und Ton sowie Eis, Fels und Torf unterschieden (Doms et al., 2011). Im Modellgebiet dominieren die Bodenarten Lehm (54%), lehmiger Ton (21%) und sandiger Lehm (16%).

4. Idealisierte Strömungssimulation: Referenzlauf

Das in Kapitel 3.3 beschriebene mittlere Radiosondenprofil der Station Stuttgart wird verwendet, um idealisierte Simulationen von COSMO (vgl. Kapitel 3.1) anzutreiben. Das Vertikalprofil dient dabei an jedem Gitterpunkt als Anfangsbedingung sowie als seitliche Randbedingung während des Modelllaufs. Die Froude-Zahl beträgt in diesem Fall unter Verwendung der mittleren Windgeschwindigkeit und Brunt-Väisälä-Frequenz zwischen 500 und 2000 m ü. NN $Fr = 0,63 \pm 0,35$ (vgl. Tabelle 3.1). In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dieser Simulation (im Folgenden als „Referenzlauf“ bezeichnet) dargestellt und interpretiert.

4.1 Strömungsverhältnisse

Zunächst wird die bodennahe Strömung betrachtet, welche die stärksten Modifikationen durch die Orografie erfährt. Dafür ist es sinnvoll, die Verhältnisse als Windvektoren oder Stromlinien, die aufgrund der annähernden Stationarität auch als Trajektorien interpretiert werden können, auf einem geländefolgenden Niveau in 10 m Höhe zu analysieren (Abbildungen 4.1 und 4.2 oben).

Die sehr geringen Windgeschwindigkeiten liegen im Großteil des Untersuchungsgebiets zwischen 1 und 3 m s⁻¹. An verschiedenen Stellen im Gebiet kommt es zu deutlichen Abweichungen der konstanten Anströmung am Rand. Deutlich zu erkennen ist im Südwesten insbesondere die Umströmung des Südschwarzwalds. Ein Strömungsast führt hier über das Rhein- und Kinzigtal nordwestlich an diesem vorbei, während ein anderer über die Westseite der Schwäbischen Alb östlich vorbei führt. Nordöstlich des Südschwarzwalds vereinigen sich die beiden Strömungsäste wieder und laufen gemeinsam weiter in Richtung Stuttgart. Außerdem ist, begünstigt durch die niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten, am Südrand des Schwarzwalds bodennah eine Rückströmung entgegen der mittleren Anströmungsrichtung zu erkennen. Die vergleichsweise hohen Windgeschwindigkeiten nördlich der höchsten Erhebungen des Südschwarzwalds stehen in Zusammenhang mit der Überströmung dieses Bereichs und einer damit verbundenen Auslösung von Schwerkwellen (siehe Kapitel 4.3).

Über der Schwäbischen Alb ist eine Umströmung aufgrund ihrer großen Ausdehnung senkrecht zur Strömungsrichtung nur in geringem Maße möglich. Auf der Westseite behindert zudem der

Südschwarzwald eine Umströmung. Hier ist folglich eine Überströmung aus südlichen Richtungen zu erkennen. Die höchsten Windgeschwindigkeiten treten dabei am Nordrand der Schwäbischen Alb auf, wobei Schwerewellen die Beschleunigung der Strömung in diesem Bereich verstärken. In ihrem weiteren Verlauf nördlich der Schwäbischen Alb, in das Neckar- und Filstal hinein (vgl. Abbildung 3.2), reduziert sich die Strömungsgeschwindigkeit stark. Südöstlich der Schwäbischen Alb kommt es teilweise zu einer Stagnation der Strömung, was mit der Umströmung eines Ausläufers der Alpen zusammenhängt.

In größeren Höhen nimmt der Einfluss der Orografie auf das Windfeld langsam ab. Schon in einer Höhe von 925 hPa (knapp 800 m ü. NN) sind die beschriebenen Modifikationen der Strömung deutlich schwächer ausgeprägt (Abbildung 4.2 mitte). Die Umströmung des Südschwarzwalds erfolgt dort mit einer deutlich geringeren Richtungsablenkung der Strömung. Die Rückströmung an dessen Südrand ist in dieser Höhe bereits nicht mehr vorhanden. Auch die Ablenkung der Strömung durch die Schwäbische Alb ist geringer. Die Täler nördlich der Schwäbischen Alb, welche die Strömung bodennah stark modifizieren, spielen in dieser Höhe nur noch eine sehr untergeordnete Rolle. In einer Höhe von 900 hPa (rund 1000 m ü. NN) verlaufen die Stromlinien bereits annähernd geradlinig (Abbildung 4.2 unten). Eine signifikante Ablenkung der Strömung findet nur noch im Bereich der höchsten Erhebungen des Südschwarzwalds statt.

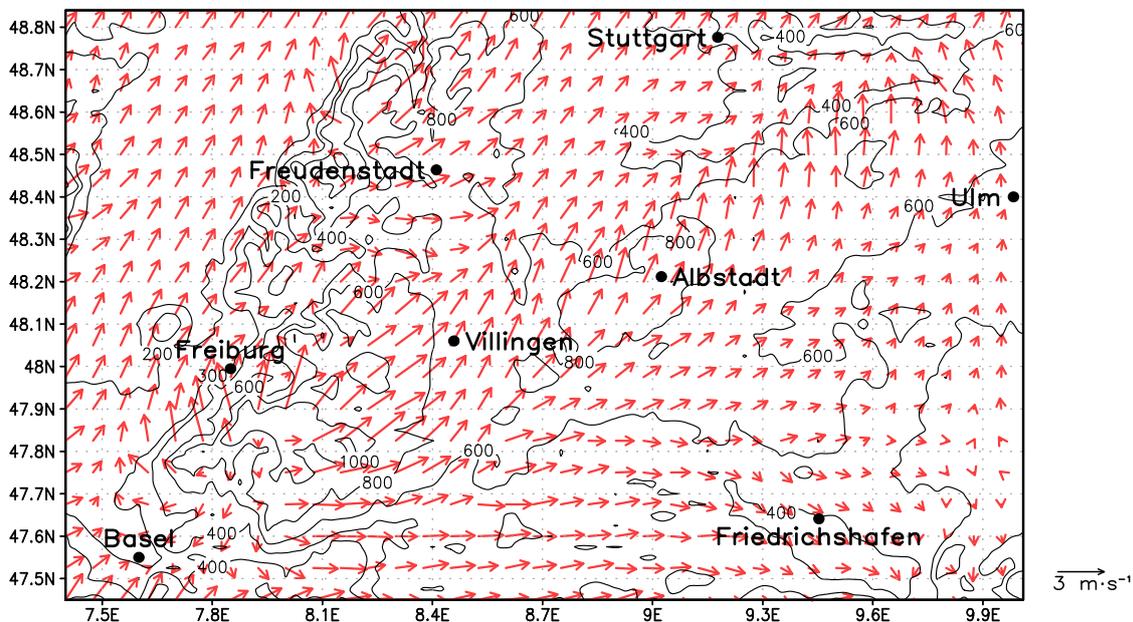


Abb. 4.1: Windvektoren des Referenzlaufs in 10 m Höhe mit Referenzvektor für die Windgeschwindigkeit rechts unten und Isolinien der Geländehöhe für 200, 300, 400, 600, 800 und 1000 m; die Anströmrichtung entspricht dem in Abbildung 3.4 unten rechts dargestellten Vertikalprofil und beträgt bodennah etwa 205° .

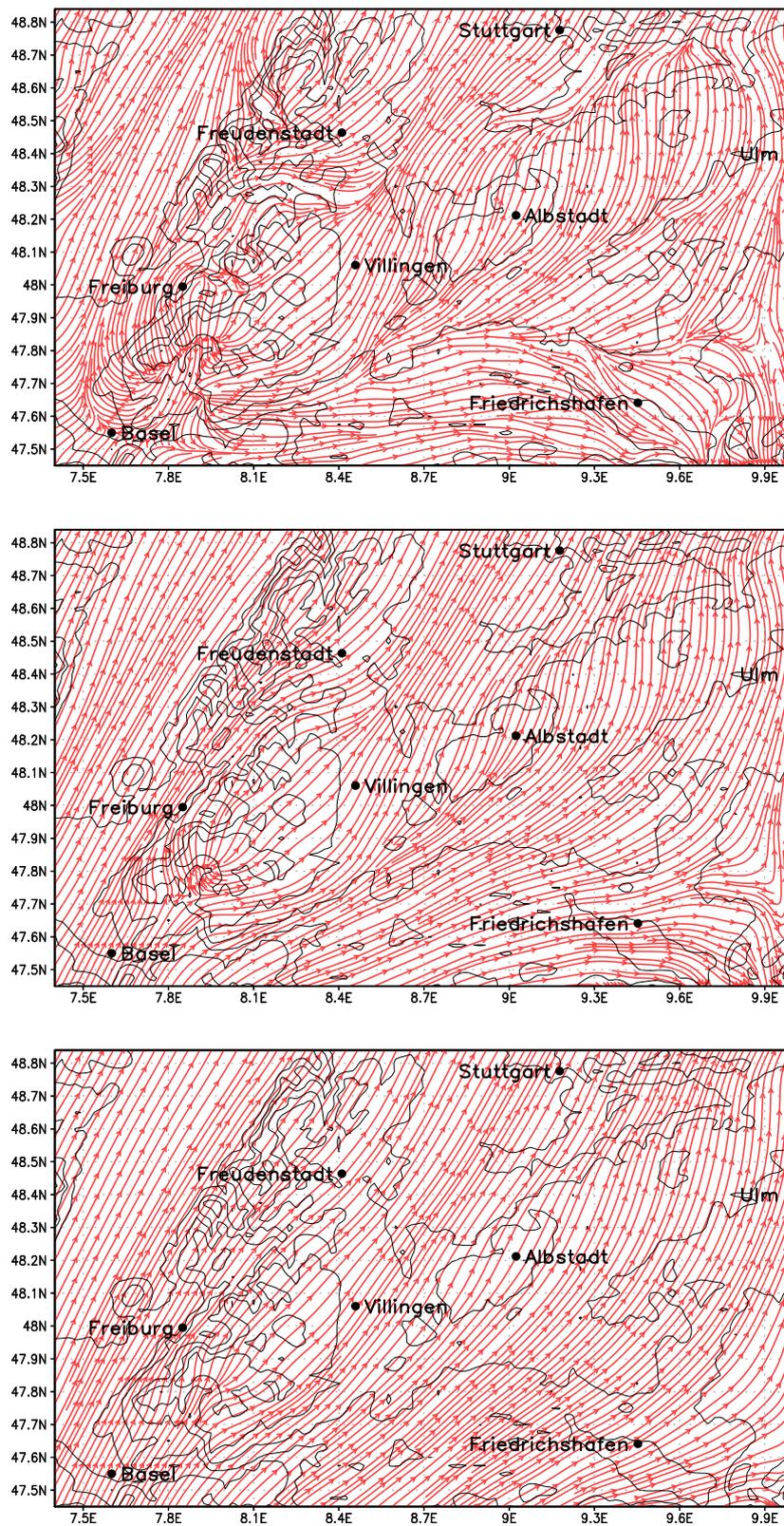


Abb. 4.2: Stromlinien des Referenzlaufs in 10 m Höhe (oben) sowie in 925 hPa (mitte) und 900 hPa (unten).

4.2 Bodennahe Konvergenz- und Divergenzzonen

Wie in Kapitel 2.3 beschrieben, kann eine bodennahe Strömungskonvergenz die Auslösung oder Verstärkung von Konvektion begünstigen. Im Folgenden wird daher die Divergenz des Windfelds des Referenzlaufs in 10 m Höhe betrachtet (Abbildung 4.3). Positive Werte stehen für Divergenz, negative für Konvergenz.

Deutlich zu erkennen ist die ausgeprägte Konvergenzzone am gesamten Nordrand der Schwäbischen Alb mit Werten bis unter $-3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Diese entsteht durch eine Verzögerung der Strömung in das Neckartal im Westen und das Filstal im Osten hinein und einer damit verbundenen Geschwindigkeitskonvergenz. Im westlichen Teil liefert auch eine Richtungskonvergenz im Zusammenhang mit einer Umströmung der Westseite der Schwäbischen Alb einen Beitrag zur Konvergenz. Zusätzlich kommt es bei der Überströmung der Schwäbischen Alb zur Auslösung von Schwerewellen, die ebenfalls einen verstärkenden Einfluss auf das Divergenzfeld haben (siehe Kapitel 4.3).

Auffällig ist außerdem ein stark ausgeprägter Konvergenzbereich nordöstlich des Südschwarzwalds (im Lee), welcher durch die Umströmung in diesem Bereich verursacht wird. Östlich des Südschwarzwalds ist auch hier der Einfluss einer teilweisen Überströmung und einer Verzögerung der Strömung im Lee erkennbar, was ebenfalls zu einer Strömungskonvergenz führt.

Die Konvergenzzone nördlich der Schwäbischen Alb zeigt sich auch in den mittleren Reanalysefeldern von Gölz (2011), wobei sie dort etwas nördlicher liegt (Abbildung 2.8). Die Stärke dieser Konvergenzzone liegt dabei mit Minimalwerten um $-2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ bei ähnlichen Werten wie die des oben beschriebenen Referenzlaufs. Die weiteren im Referenzlauf auftretenden Phänomene sind

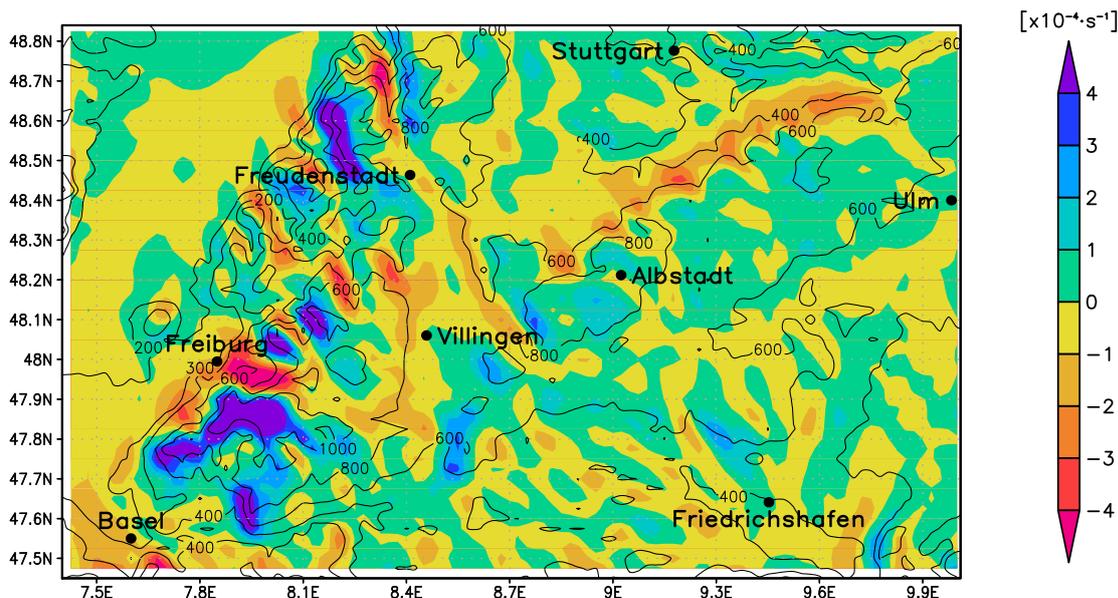


Abb. 4.3: Divergenz des Windfelds des Referenzlaufs in 10 m Höhe.

in der Analyse von Gölz (2011) jedoch nicht zu erkennen. Dies kann unterschiedliche Gründe haben: Zum einen wurde die COSMO-CLM Simulation mit einer deutlich geringeren Auflösung gerechnet als die in dieser Arbeit durchgeführte idealisierte Simulation (7 km gegenüber 2,8 km). Daher können beispielsweise Schwerewellen nicht aufgelöst werden. Außerdem basieren die Simulationen auf unterschiedlichen Antriebsdaten (siehe Kapitel 2.3.1).

4.3 Wellenmuster der Strömung

An verschiedenen Stellen im Untersuchungsgebiet werden über den orografischen Hindernissen Schwerewellen ausgelöst. Die stärksten Wellen entstehen im Bereich des Südschwarzwalds. Die dortigen bodennahen Vergenzen, die offensichtlich von den Schwerewellen bestimmt werden, sind hier ebenfalls am stärksten ausgeprägt und weisen eine wellenartige Struktur mit einem Wechsel von konvergenten und divergenten Bereichen auf. In Abbildung 4.4 ist ein Nord-Süd-Querschnitt der Vertikalgeschwindigkeit im p-System, ω , durch das Untersuchungsgebiet bei $8,2^\circ\text{O}$ dargestellt. Die am Südhang bei etwa $47,65^\circ\text{N}$ ausgelöste Welle ist mit Vertikalgeschwindigkeiten bis über 3 hPa h^{-1} deutlich zu erkennen. Dies entspricht unter Annahme von $\omega = \rho g w$ und $\rho = 0,5 \text{ kg m}^{-3}$ einer relativ niedrigen Geschwindigkeit von $0,017 \text{ m s}^{-1}$. Die Welle breitet sich in Höhen unterhalb von 200 hPa aus.

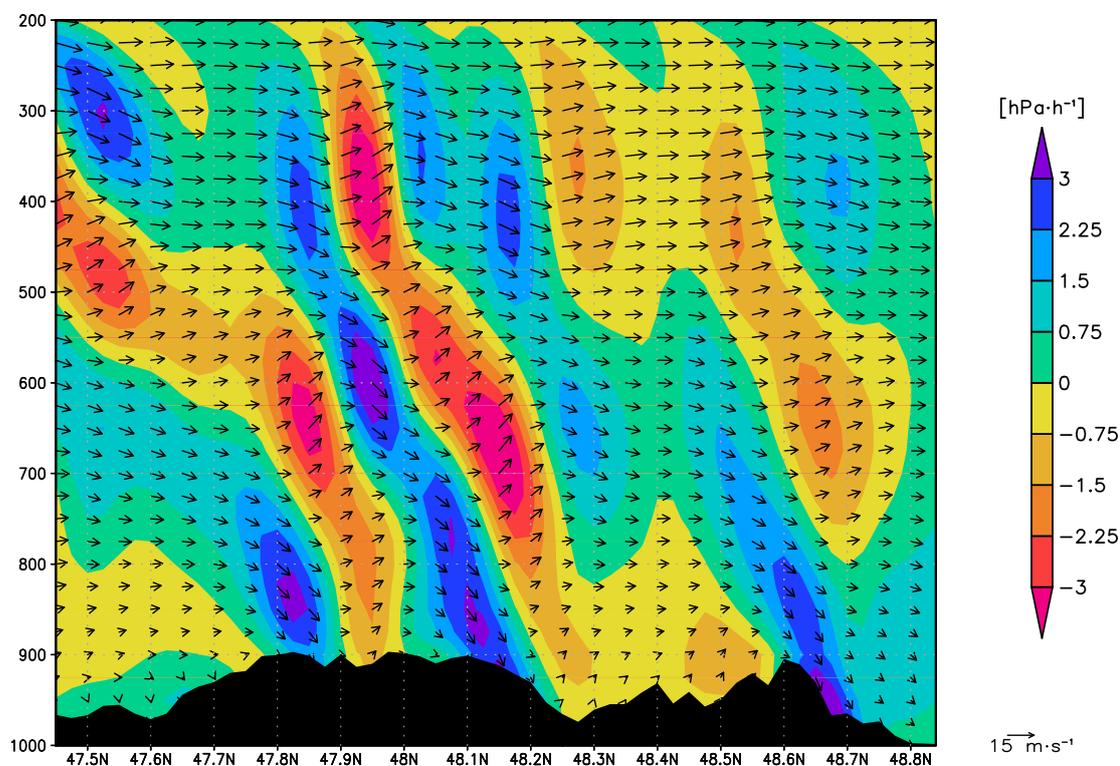


Abb. 4.4: Nord-Süd-Querschnitt der Vertikalgeschwindigkeit im p-System ω (Farbkontur) und der Orografie (schwarz) des Referenzlaufs bei $8,2^\circ\text{O}$ (vgl. Abbildung 4.5) mit in diese Ebene projizierten Windvektoren.

Die vertikale Wellenlänge kann aus Abbildung 4.4 mit ungefähr 4,5 km (zwischen 900 und 500 hPa) abgeschätzt werden. Dieser Wert liegt im Bereich des von Gleichung (2.23) für vertikal sich ausbreitende Wellen vorgegebenen Werts von $L_z = 2\pi \cdot U/N = 2\pi \cdot 9,56 \text{ m s}^{-1} / 0,0104 \text{ s}^{-1} \approx 5,8 \text{ km}$. Damit kann die Modellwiedergabe als realistisch angesehen werden.

Am Südhang des Nordschwarzwalds bei etwa $48,5^\circ\text{N}$ bildet sich eine weitere, mit Vertikalgeschwindigkeiten bis knapp 2 hPa h^{-1} jedoch etwas weniger stark ausgeprägte Welle (nicht ge-

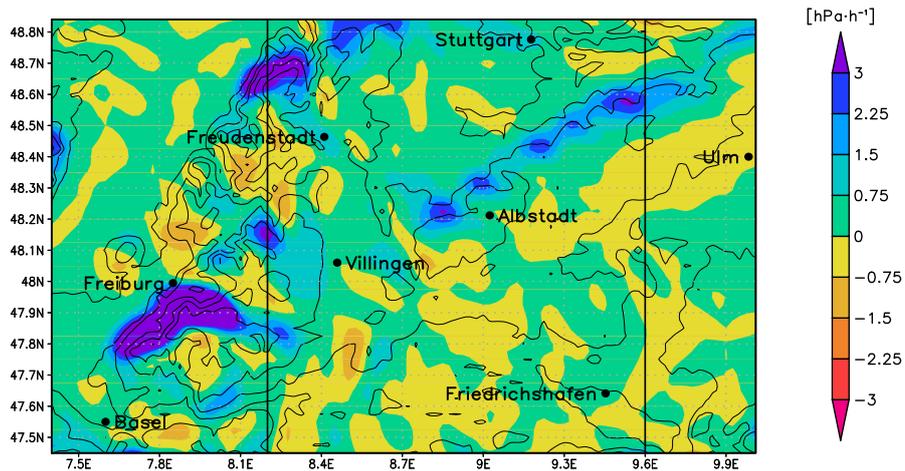


Abb. 4.5: Horizontale Lage der Nord-Süd-Querschnitte in den Abbildungen 4.4 und 4.6 mit ω -Feld in 1000 hPa (Farbkontur).

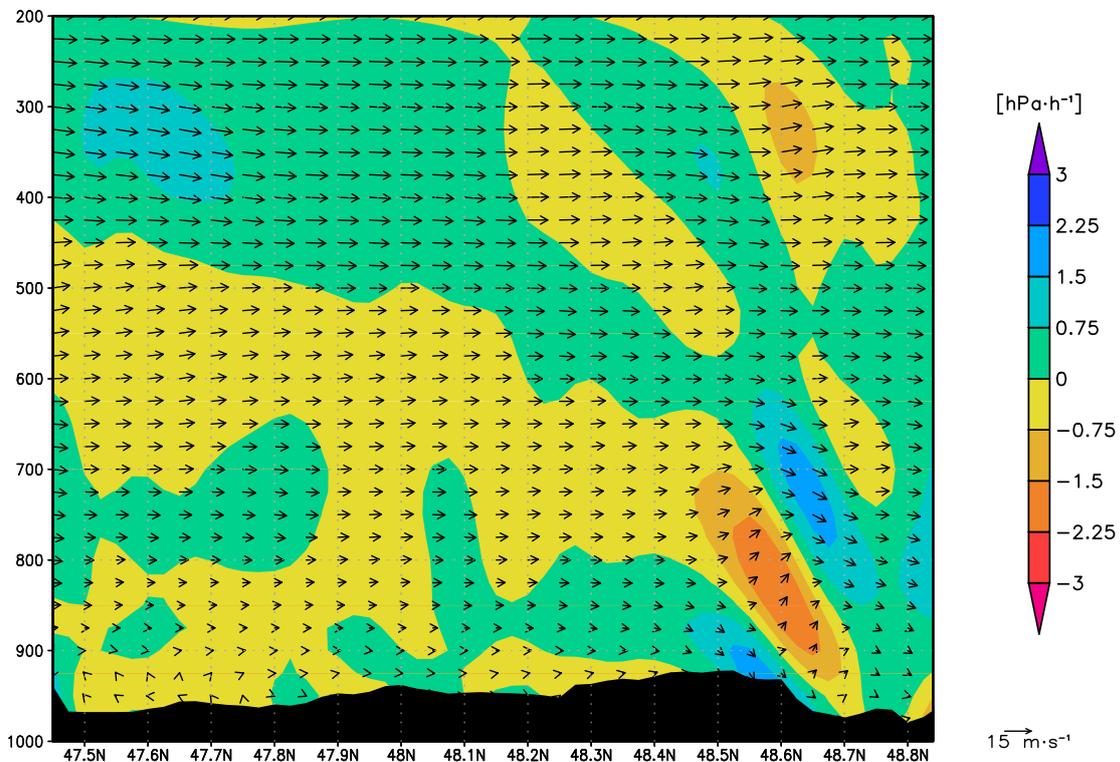


Abb. 4.6: Wie Abbildung 4.4, aber für einen Schnitt bei $9,6^\circ\text{O}$ (vgl. Abbildung 4.5).

zeigt). Beide Schwerewellen weisen eine deutliche Neigung stromabwärts auf und breiten sich damit sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung aus (vgl. Kapitel 2.3.2).

An der Schwäbischen Alb werden ebenfalls Schwerewellen ausgelöst, jedoch mit einer geringeren Intensität als am Südschwarzwald (Abbildung 4.6). Die Vertikalgeschwindigkeiten erreichen hier etwa 2 hPa h^{-1} . Vermutlich werden diese an der Schwäbischen Alb ausgelösten Schwerewellen durch das Neckar- und Filstal verstärkt, da sie eine mit der Orografie vergleichbare Wellenlänge aufweisen.

4.4 Auflösung und Modellgebietsgröße

Einen ersten Hinweis auf die Robustheit der Ergebnisse des Referenzlaufs kann ein Vergleich mit Simulationen bei veränderter Auflösung oder verändertem Modellgebiet liefern.

Eine Erhöhung der horizontalen Auflösung von 2,8 auf 1,0 km führt zu deutlich feineren Strukturen beispielsweise in den Feldern der Divergenz (Abbildung 4.7). Die wesentlichen Strukturen, welche im Referenzlauf auftreten, sind jedoch auch hier zu erkennen: Ein Bereich mit starker Konvergenz am Nordrand der Schwäbischen Alb, eine Zone mit überwiegender Konvergenz im Lee des Südschwarzwalds sowie Wellenstrukturen beispielsweise im Bereich des Südschwarzwalds. Zusätzlich treten unter anderem im Rheintal einige Konvergenzlinien auf, die bei einer Auflösung von 2,8 km nicht simuliert werden. Diese sind jedoch zum Teil nicht stationär. Die deutlich erkennbare Konvergenzlinie im Rheintal zwischen $47,7^\circ\text{N}$ und $48,6^\circ\text{N}$ beispielsweise bildet sich am Ostrand der Vogesen und verlagert sich anschließend über mehrere Stunden hinweg bis an den Westrand des Schwarzwalds, wo sie schließlich zerfällt. Aufgrund der konstanten Randbedingungen war ein solches instationäres Phänomen nicht zu erwarten. Des Weiteren erreicht die

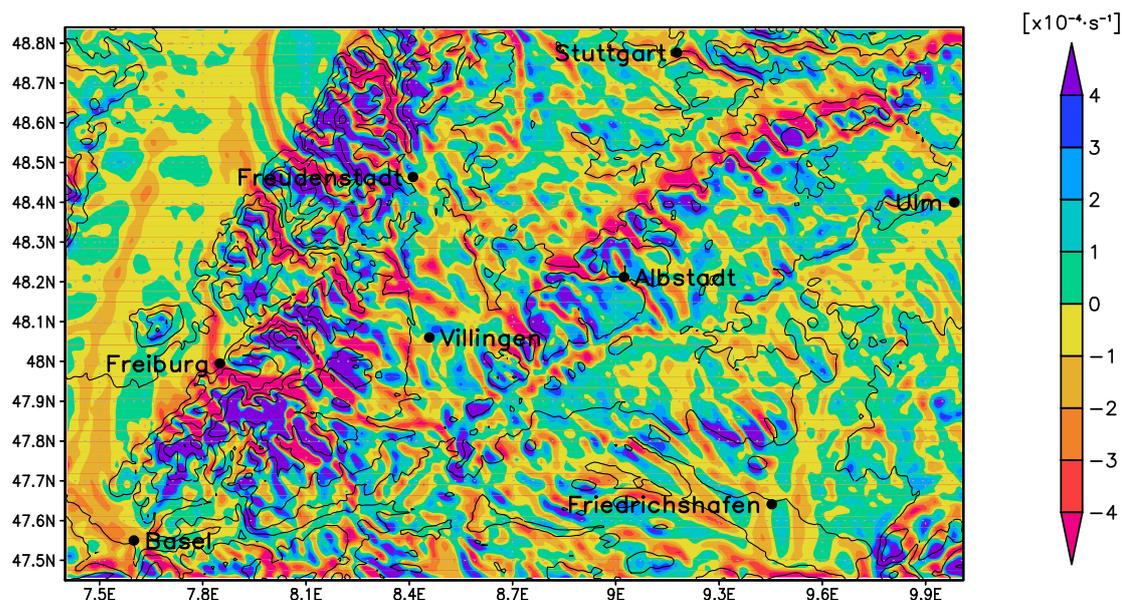


Abb. 4.7: Divergenz in 10 m Höhe des Referenzlaufs mit 1 km horizontaler Auflösung.

Divergenz gegenüber dem Referenzlauf teilweise doppelt so hohe Werte. Aufgrund der wesentlich höheren Auflösung und damit verbundenen deutlich größeren Gradienten der Orografie entspricht dies den Erwartungen.

Die Verkleinerung des Modellgebiets in Richtung Süden und Westen (Abbildung 4.8 oben) führt bodennah zu einer südlicheren Anströmung (Abbildung 4.8 mitte). Dies wird durch die Vogesen und den Schweizer Jura verursacht, die in diesem verkleinerten Gebiet nur teilweise enthalten sind und somit einen geringeren Einfluss auf die bodennahe Anströmungsrichtung haben. Diese Veränderung ist sowohl bei einer Auflösung von 1 km als auch bei einer Auflösung von 2,8 km mit einer minimalen Verstärkung der Konvergenz nördlich der Schwäbischen Alb verbunden. Außerdem schwächt sich die Konvergenz östlich des Südschwarzwalds im südlichen Bereich ab und verlagert sich insgesamt etwas weiter in Richtung Norden (Abbildung 4.8 unten). Die Auswirkungen der Verkleinerung des Modellgebiets sind insgesamt jedoch eher gering.

Im Hinblick auf die Sensitivitätsuntersuchungen im nächsten Kapitel kann folglich auf Simulationen mit einer erhöhten Auflösung verzichtet werden, da diese zu keinen wesentlichen Veränderungen der Struktur des Strömungsfelds führen jedoch einen deutlich erhöhten Rechenaufwand bedeuten würden. Bei der Interpretation der bodennahen Divergenz ist allerdings vor allem die Betrachtung relativer Veränderungen sinnvoll, da die absoluten Divergenzwerte stark von der Auflösung abhängen. Bei der Größe des Modellgebiets bietet sich die Verwendung des größeren Gebiets an, um damit den Einfluss vor allem der Vogesen vollständig mit zu berücksichtigen.

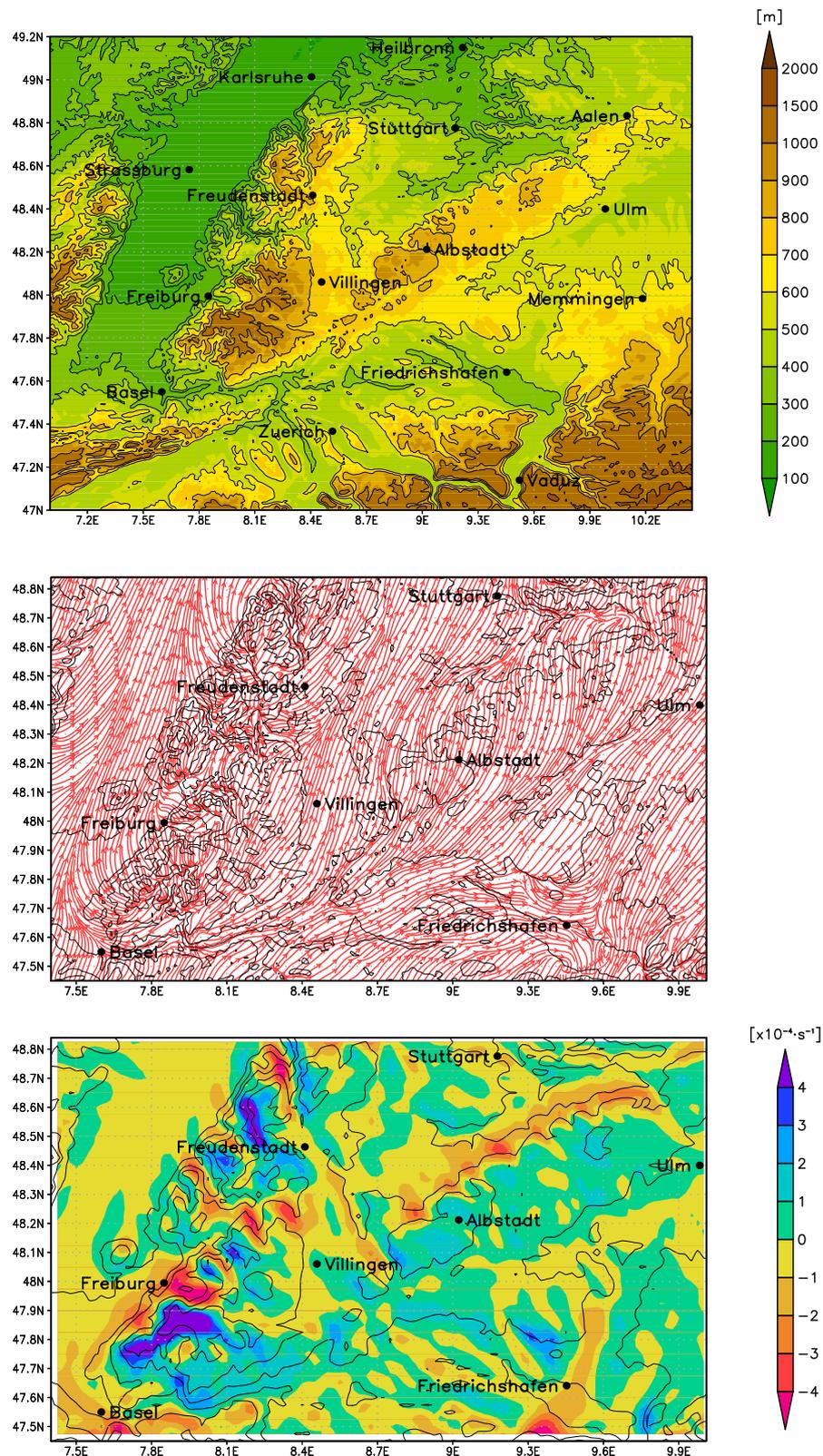


Abb. 4.8: Modellgebiet mit geringerer Ausdehnung nach Süden und Westen gegenüber dem Referenzlauf mit Orografie in 1 km Auflösung und abgeflachten Alpen (oben), Stromlinien in 10 m Höhe (mitte) und Divergenz in 10 m Höhe einer Modellsimulation mit 2,8 km Auflösung in diesem verkleinerten Modellgebiet (unten). Die weitere Konfiguration dieser Läufe entspricht der des Referenzlaufs.

5. Sensitivitätsstudien

Aufbauend auf den Ergebnissen des Referenzlaufs soll nun in diesem Kapitel untersucht werden, wie das Strömungsfeld auf die in Kapitel 3.1.2 beschriebenen Veränderungen der meteorologischen und orografischen Parameter reagiert. Um das zu ermitteln, werden Sensitivitätsstudien mit systematisch veränderten Randbedingungen durchgeführt und dabei vor allem deren Einfluss auf die bodennahe Divergenz des Windfelds untersucht. Auf diese Weise können Strukturen identifiziert werden, die über einen großen Parameterbereich stabil sind und systematisch zur Auslösung oder Verstärkung von Konvektion führen können.

Um die Ergebnisse quantitativ besser zu fassen, werden vier spezielle Auswertebereiche im Untersuchungsgebiet definiert (Abbildung 5.1). Für jede einzelne Simulation wird in diesen Gebieten die Divergenz in 10 m Höhe und daraus das Flächenmittel berechnet. Die Gebiete sind so gewählt, dass dort bestimmte Zusammenhänge zwischen Strömung und Orografie untersucht werden können, die einen Einfluss auf die Auslösung oder Verstärkung von hochreichender Konvektion haben könnten. Das erste Gebiet umfasst den nördlichen Teil der Schwäbischen Alb sowie das Neckar- und Filstal nördlich davon (weiß) und wird im Folgenden als „SBA“ bezeichnet. In diesem Be-

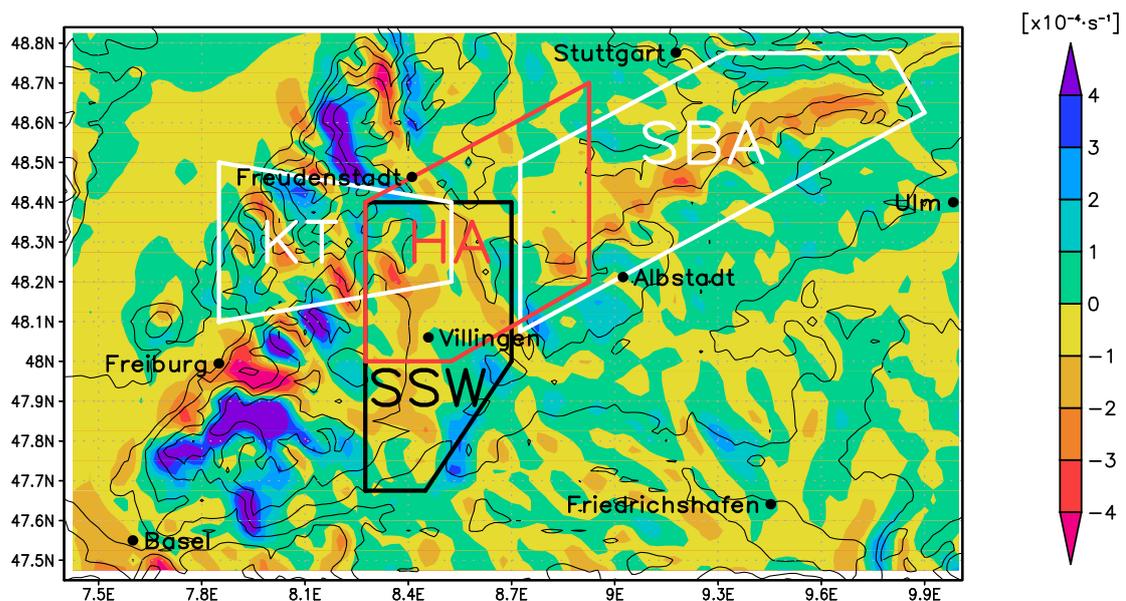


Abb. 5.1: Auswertebereiche für Sensitivitätsstudien mit Divergenz des Referenzlaufs in 10 m Höhe. Näheres dazu im Text.

reich entlang der Schwäbischen Alb verlaufen viele Zugbahnen der beobachteten Hagelzellen (vgl. Abbildung 2.12). Dabei ist der Einfluss des Mittelgebirgszugs bislang unklar und soll daher hier näher untersucht werden. Das zweite im Folgenden als „SSW“ bezeichnete Gebiet befindet sich östlich und nordöstlich des Südschwarzwalds (schwarz) und ermöglicht vor allem die Untersuchung einer möglichen Umströmung dieser höchsten Erhebung in Baden-Württemberg. Ein drittes Gebiet, im Folgenden „KT“ genannt, deckt das Kinzigtal ab (weiß) und soll weitere Hinweise auf dessen Einfluss bei der Auslösung von hochreichender Konvektion geben. Weiter östlich (stromab) beginnen die Zugbahnen vieler beobachteter Hagelzellen (Puskeiler, 2009), womit ein Einfluss des Tals bei der Auslösung der Zellen nahe liegt. Das vierte Gebiet umfasst genau diesen Bereich östlich des Kinzigtals und nordöstlich des Südschwarzwalds (rot) und wird im Weiteren „HA“ genannt. In diesem Gebiet beginnen häufig die Zugbahnen starker Hagelzellen.

5.1 Einfluss der Windrichtung auf das Strömungsfeld

Die Variation der Windrichtung in den Anfangs- und Randbedingungen wird in 10° -Schritten bis $\pm 50^\circ$ durchgeführt. Die Änderungen erfolgen jeweils über die gesamte Höhe des Vertikalprofils. Alle weiteren Parameter sowie die Modellkonfiguration entsprechen dem Referenzlauf. Im Folgenden werden die Ergebnisse dieser zehn Simulationen beschrieben.

Bei einer Drehung des Winds in negative, also östliche, Richtung wird die bodennahe Horizontalkomponente des Winds senkrecht zur **Schwäbischen Alb** („SBA“) zunächst größer. Bei etwa -30° erreicht sie ein Maximum und nimmt bei einer weiteren Drehung in Richtung Osten wieder ab (Abbildung 5.2 oben). Damit verbunden ist eine veränderte Überströmung der Schwäbischen Alb, die stark an die beschriebene Horizontalkomponente des Winds senkrecht zur Schwäbischen Alb gekoppelt ist. Je größer diese Komponente, desto stärker ausgeprägt ist die Überströmung. Dies hat einen direkten Einfluss auf die Divergenz des Windfelds in 10 m Höhe nördlich der Schwäbischen Alb. Eine senkrechte Überströmung führt aufgrund der starken Verzögerung stromab der Alb zu einer stärkeren Konvergenz in diesem Bereich (Abbildungen 5.2 unten und 5.4 oben links). Eine positive Drehung des Winds in Richtung Westen hat einen kleineren Winkel zwischen Windrichtung und dem Verlauf der Schwäbischen Alb (von Südwesten nach Nordosten) zur Folge, womit eine Überströmung in immer geringerem Maße stattfindet (Abbildung 5.3 oben). Daraus folgt eine signifikante Reduzierung der Konvergenz nördlich der Schwäbischen Alb (Abbildungen 5.3 unten und 5.4 oben links für $+30^\circ$). Bei etwa $+45^\circ$ verläuft die Strömung praktisch parallel zur Schwäbischen Alb und es findet damit keine Überströmung derselben mehr statt. Der Zusammenhang zwischen Windrichtung und Divergenz nördlich der Schwäbischen Alb ist praktisch linear mit einem Minimum (entspricht einem Maximum der Konvergenz) von im Mittel knapp über $-0,5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ bei einer Drehung des Winds um -30° . Ab einer Drehung um etwa $+45^\circ$ ist im Mittel über dem betrachteten Gebiet keine Konvergenz mehr vorhanden.

Die Strömung im Bereich des **Südschwarzwalds** („SSW“) ändert sich bei einer Drehung des Winds ebenfalls systematisch. Eine negative Drehung der Anströmungsrichtung nach Osten hat eine schwächere Durchströmung des Kinzigtals zur Folge, da sich die bodennahe Windkomponen-

te parallel zur Talachse verringert (Abbildung 5.2 oben). Entgegengesetztes gilt für eine positive Winddrehung in Richtung Westen (Abbildung 5.3 oben). Dieses Verhalten der Strömung wirkt sich selbstverständlich auch auf die Divergenz aus. Im Gebiet „SSW“ nimmt die Konvergenz bei einer negativen Drehung des Winds bis auf null bei etwa -45° ab (Abbildungen 5.2 unten und 5.4 oben rechts). Bei einer positiven Drehung des Winds in Richtung Westen nimmt die Konvergenz hier bis etwa $+20^\circ$ zu und bleibt danach annähernd konstant, wobei sich das Konvergenzgebiet dabei geringfügig in südliche Richtung verlagert (Abbildungen 5.3 unten).

Im **Auswertebereich „KT“** erfolgt bei einer positiven Drehung des Winds gleichzeitig eine Abnahme der Konvergenz, bis diese ab etwa $+10^\circ$ negative Werte erreicht und somit im Mittel Divergenz herrscht (Abbildung 5.4 unten links). Eine negative Drehung der Anströmung am Rand hat hier eine Zunahme der Konvergenz zur Folge. Dies hat zwei wesentliche Ursachen: Zum einen

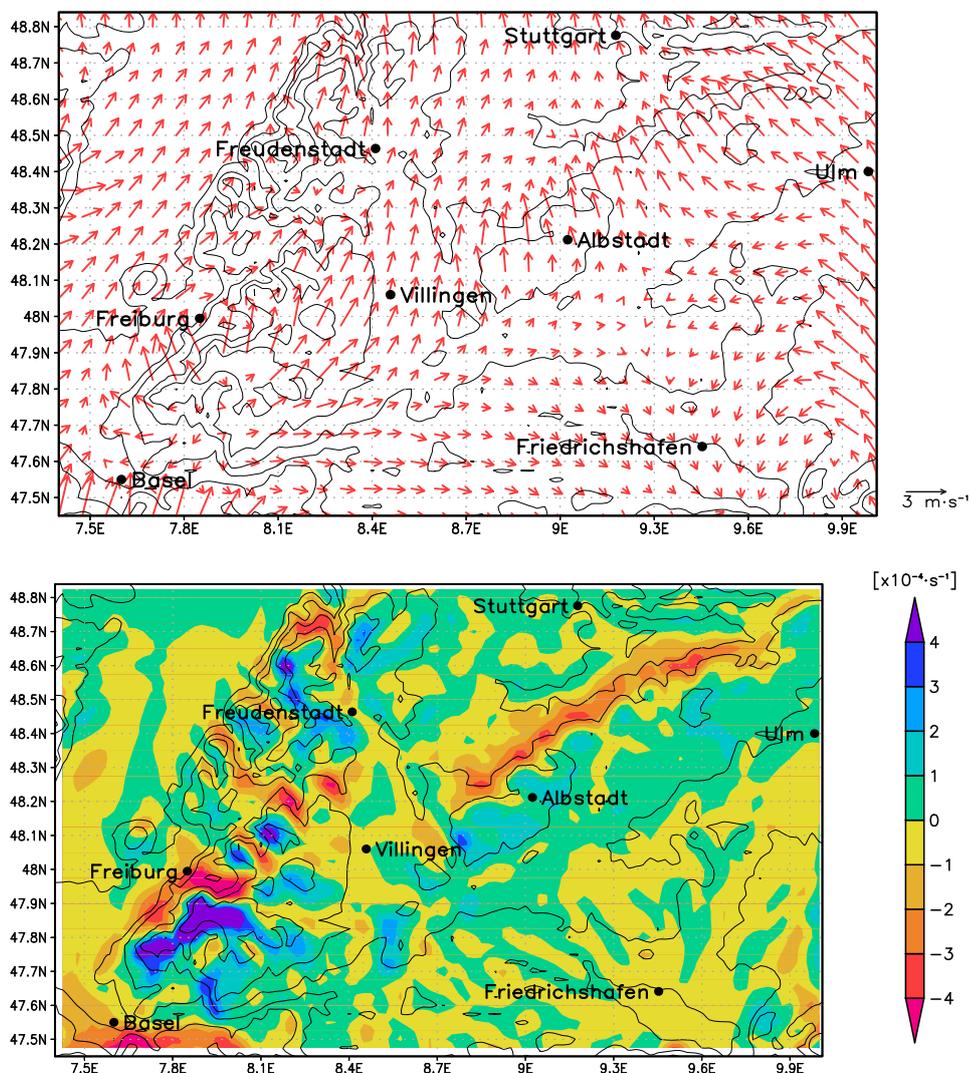


Abb. 5.2: Windvektoren (oben) und Divergenz (unten) in 10 m Höhe bei gedrehter Windrichtung um -30° gegenüber dem Referenzlauf.

verlagert sich das Konvergenzgebiet im Lee des Südschwarzwalds in dieses Gebiet hinein, zum anderen kommt es zu einer verstärkten Wellenbildung in diesem Bereich, welche Auswirkungen bis in Bodennähe hat (Abbildung 5.2 unten).

Im **Auswertebereich „HA“** kommt es zu einer Überlagerung der beschriebenen Effekte im Zusammenhang mit der Schwäbischen Alb, dem Südschwarzwald und dem Kinzigtal. Sowohl die bei einer Drehung der Windrichtung teils entgegengesetzte Veränderung der mittleren Divergenz in den Gebieten „SBA“ und „SSW“ als auch die Modifikation der Schwerewellen im Bereich des Kinzigtals haben einen Einfluss auf die bodennahe Konvergenz im Gebiet „HA“. Im Mittel herrscht hier bei allen zehn Simulationen Konvergenz vor (Abbildung 5.4 unten rechts). Am niedrigsten ist diese bei einer Winddrehung um -50° , was im Wesentlichen auf die fehlende Konvergenz östlich des Südschwarzwalds zurückzuführen ist. Zwischen -30 und $+30^\circ$ gleichen sich

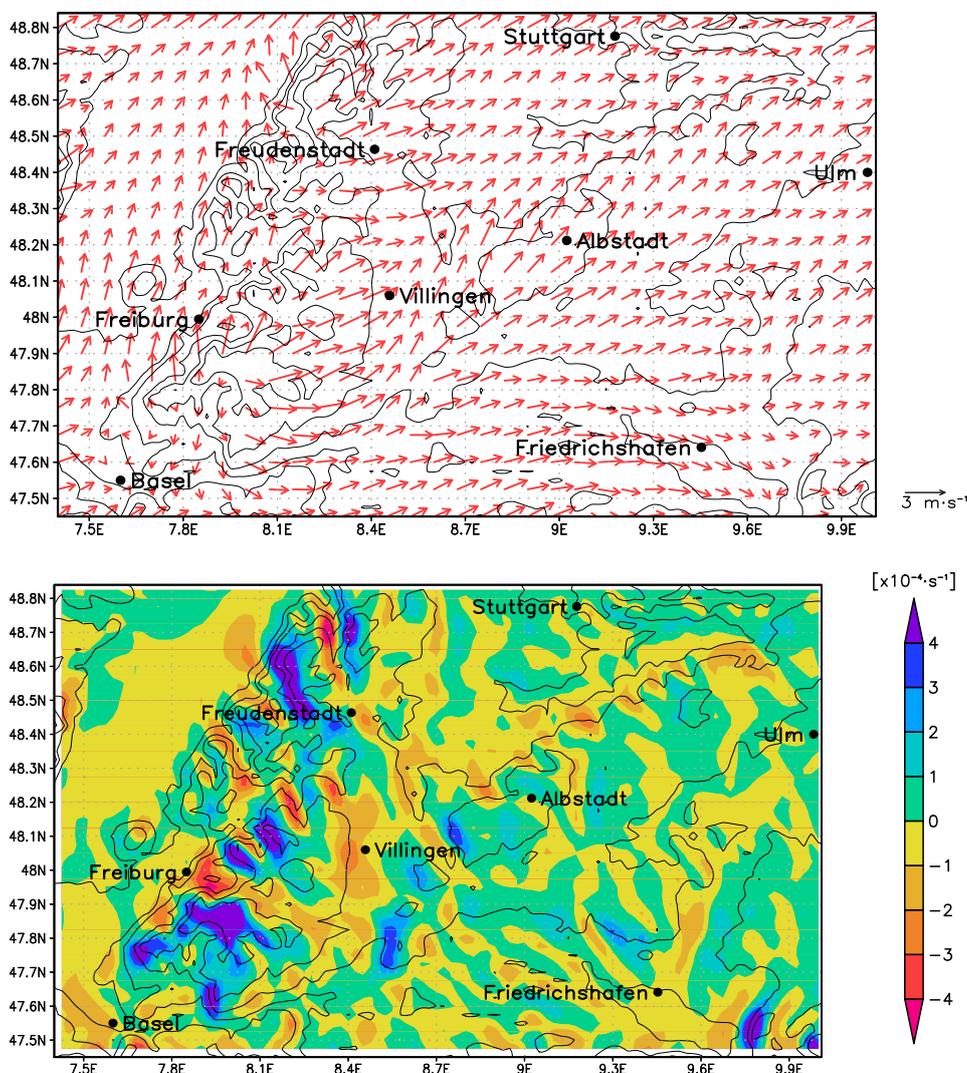


Abb. 5.3: Wie Abbildung 5.2, aber bei gedrehter Windrichtung um $+30^\circ$ gegenüber dem Referenzlauf.

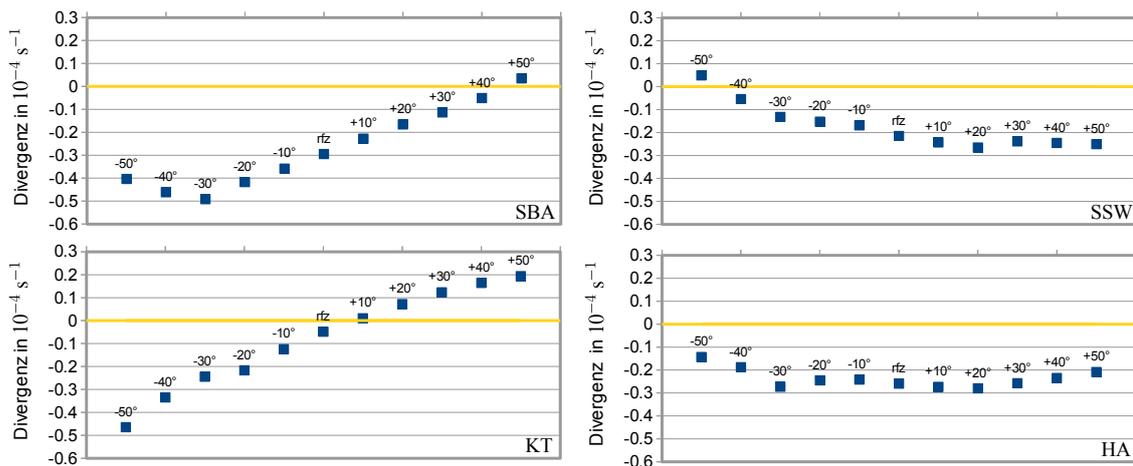


Abb. 5.4: Mittlere Divergenz in 10 m Höhe in den Auswertebereichen „SBA“ (oben links), „SSW“ (oben rechts), „KT“ (unten links) und „HA“ (unten rechts) bei unterschiedlichen Anströmungsrichtungen mit dem Referenzlauf („rfz“) jeweils in der Mitte.

die Einflüsse der verschiedenen Effekte weitgehend aus und die mittlere Konvergenz bleibt auf einem konstanten Niveau. Ab einer Winddrehung um $+30^\circ$ nimmt die Konvergenz deutlich ab, was vor allem an der fehlenden Konvergenz nördlich der Schwäbischen Alb liegt.

Zusammengefasst bedeutet dies, dass die Anströmungsrichtung bestimmt, ob eine Strömungskonvergenz im Lee des Südschwarzwalds und nördlich der Schwäbischen Alb auftritt, und vor allem im Fall der Schwäbischen Alb zusätzlich auch wie stark diese ausgeprägt ist. Außerdem führt die Veränderung der Windrichtung im Lee des Südschwarzwalds zur räumlichen Verlagerung der Konvergenzbereiche. Die Wellenbildung an den Erhebungen des Schwarzwalds dagegen ist weitgehend unabhängig von der Anströmungsrichtung. Für die mögliche Begünstigung der Auslösung oder Verstärkung von Konvektion ist in allen Auswertebereichen über einen weiten Bereich der Windrichtungen stets ein Antrieb durch bodennahe Konvergenz vorhanden. Lediglich im Kinzigtal gilt dies nur für bodennahe Windrichtungen $< 200^\circ$.

5.2 Einfluss der Windgeschwindigkeit auf das Strömungsfeld

Bei der nächsten Untersuchung findet eine Variation der Windgeschwindigkeit statt. Im Bereich von $\pm 50\%$ wird diese in 10%-Schritten über das gesamte Vertikalprofil verändert. Zusätzlich werden noch einige Simulationen mit sehr hohen Windgeschwindigkeiten durchgeführt, wofür diese zunächst verdoppelt ($+100\%$) und im Weiteren konstante Werte zwischen 1 m s^{-1} und 15 m s^{-1} dazu addiert werden. Bodennah ergeben sich damit Geschwindigkeiten bis knapp 20 m s^{-1} , was zwar durchaus im Bereich des Möglichen liegt, an Hageltagen jedoch in der Regel nicht auftritt. Für das Verständnis der auftretenden Effekte sind diese Simulationen trotzdem sinnvoll.

Bei einer **Reduzierung der Windgeschwindigkeit** um bis zu 50% ($Fr_{\min} = 0,32$) ändert sich an den Strömungsmustern und damit auch an der Struktur der Divergenz in 10 m Höhe nur wenig

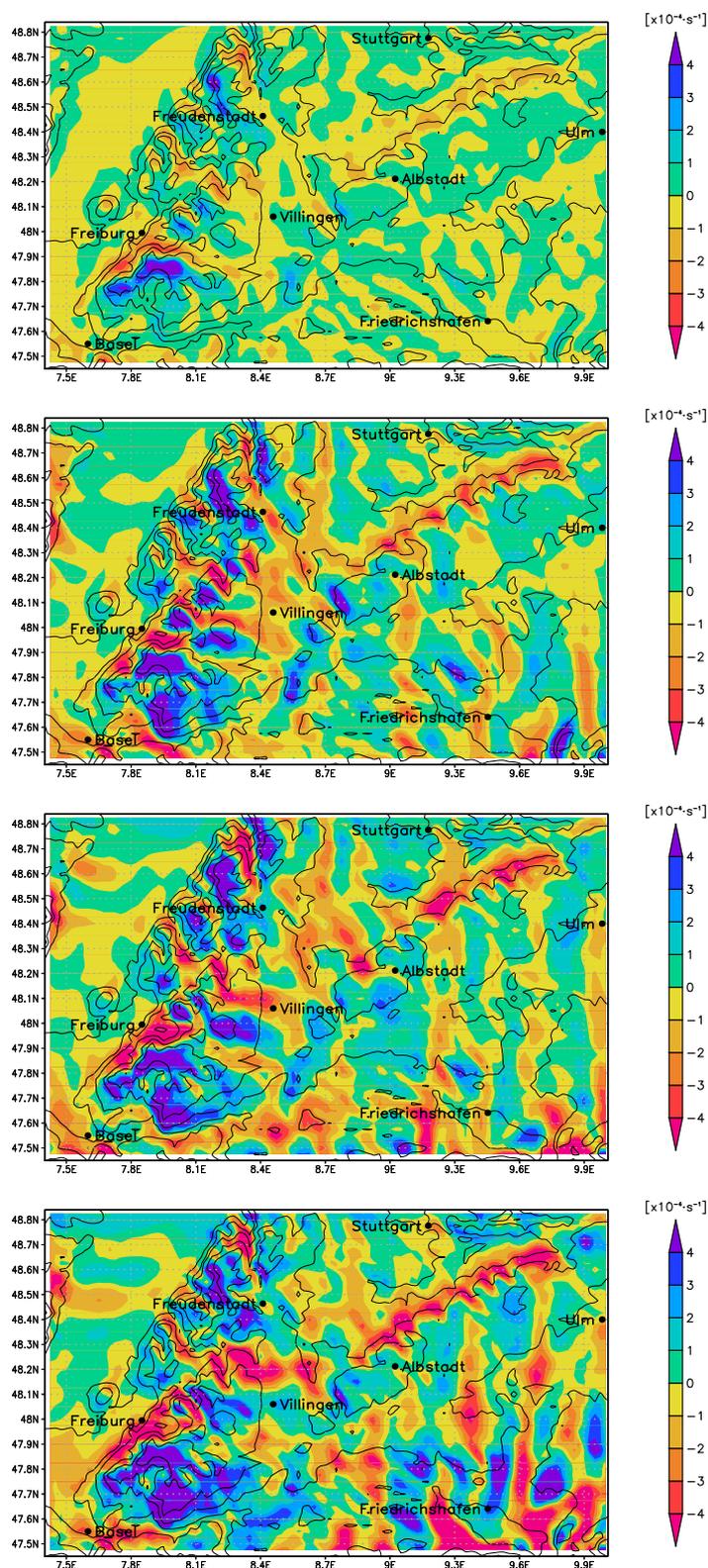


Abb. 5.5: Divergenz in 10 m Höhe bei veränderter Windgeschwindigkeit um -50% (oben), +100% (mitte oben), +100% + 4 m s^{-1} (mitte unten) und +100% + 10 m s^{-1} (unten) gegenüber dem Referenzlauf. Näheres zu den einzelnen Simulationen im Text.

(Abbildung 5.5 oben). Allerdings sind mit dieser Verringerung der Windgeschwindigkeit betragsmäßig geringere Werte der Konvergenz in 10 m Höhe verbunden. Nördlich der Schwäbischen Alb beispielsweise erreichen diese nur noch Maximalwerte von $2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ im Vergleich zu mehr als $3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ im Referenzlauf. In allen vier Auswertebieten nimmt die Konvergenz bei der schrittweisen Reduzierung der Windgeschwindigkeit ausgehend vom Referenzwert stetig ab (Abbildung 5.6). Die mittleren Werte der Divergenz bleiben dabei überall im negativen Bereich (Konvergenz). Auch bei einer Reduzierung der Windgeschwindigkeit bleibt die Konvergenz erhalten, wenn auch unter Abschwächung.

Eine **Erhöhung der Windgeschwindigkeit** führt hingegen zunächst zu einer Zunahme der Konvergenz in den Auswertebieten. Ab etwa $+50\%$ ($Fr = 0,95$) kommt es zu einer ersten erkennbaren Veränderung der Divergenzmuster in drei von vier Gebieten. Die Konvergenz östlich des Südschwarzwalds beispielsweise verringert sich zunächst (Abbildung 5.6 oben rechts). Dies hängt mit einer lokal reduzierten Umströmung des südöstlichen Teils des Südschwarzwalds zusammen (Abbildung 5.7 oben). Die Froude-Zahl von ≈ 1 zeigt ebenfalls an, dass es ab diesen Windgeschwindigkeiten vermehrt zu einer Überströmung des Südschwarzwalds kommen kann. Im Bereich zwischen Freudenstadt und Albstadt hingegen weitet sich der konvergente Bereich unter Verstärkung etwas in Richtung Stuttgart aus (z.B. Abbildung 5.5 mitte oben). Dies könnte neben der nach wie vor vorhandenen Umströmung des gesamten Südschwarzwalds mit einer verstärkten Überströmung desselben und einer Verzögerung des entsprechenden Strömungsasts in diesem Bereich zusammenhängen.

Dabei ist ein deutlicher Zusammenhang zu erkennen zwischen Gebieten mit erhöhter bodennaher Konvergenz und Gebieten, in denen Zugbahnen vieler beobachteter Hagelzellen beginnen (vgl. Abbildung 2.12). Ab einer Erhöhung der Windgeschwindigkeit um etwa $+100\% +4 \text{ m s}^{-1}$ dominieren im Auswertebiet „SSW“ Effekte durch Schwerewellen, welche im östlichen Bereich des Südschwarzwalds ausgelöst werden. Die mittlere Divergenz im Auswertebiet stellt eine Über-

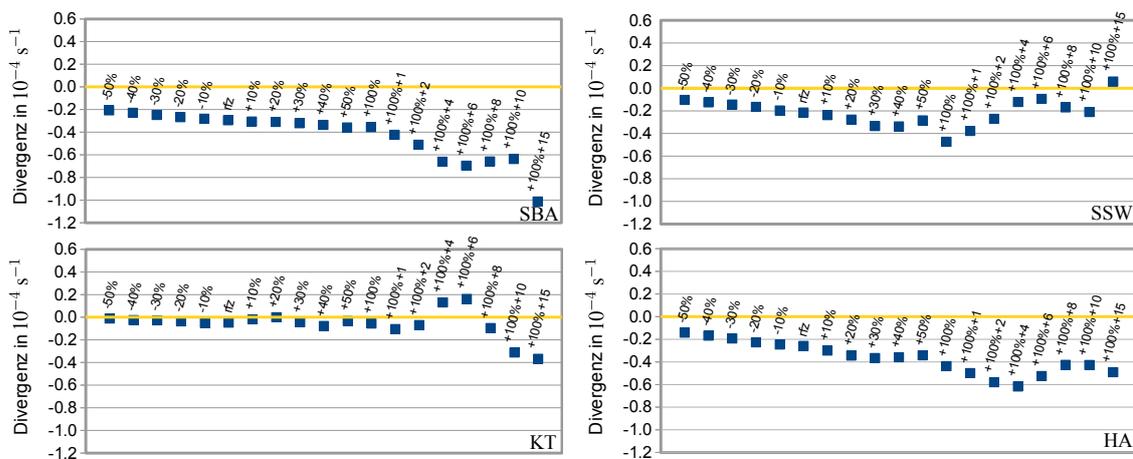


Abb. 5.6: Mittlere Divergenz in 10 m Höhe in den Auswertebieten „SBA“ (oben links), „SSW“ (oben rechts), „KT“ (unten links) und „HA“ (unten rechts) bei unterschiedlichen Anströmungsgeschwindigkeiten mit dem Referenzlauf („rfz“) jeweils in der Mitte.

lagerung der Effekte durch die verringerte Umströmung und die verstärkte Überströmung des Südschwarzwalds sowie die Intensivierung der Schwerewellen dar (Abbildung 5.6 oben rechts).

Im Konvergenzgebiet nördlich der Schwäbischen Alb ist eine Veränderung der Muster erst ab einer Erhöhung der Windgeschwindigkeit um etwa $+100\% +4 \text{ m s}^{-1}$ ($Fr = 1,79$) zu erkennen. Ab dieser Erhöhung fallen die zusammenhängenden Konvergenzgebiete im westlichen Bereich etwas auseinander (Abbildung 5.5 mitte unten). Dies liegt an einer geringeren Ablenkung der Strömung an der Schwäbischen Alb und einer damit verbundenen Verringerung der Windkomponente senkrecht zu dieser (Abbildung 5.7 unten). Der Einfluss der Orografie auf das Windfeld verringert sich hier mit einer Erhöhung der Windgeschwindigkeit bei $Fr \gg 1$ deutlich. Die Überströmung des Mittelgebirgszugs nimmt damit im westlichen Bereich ab und es kommt vermehrt zu einer

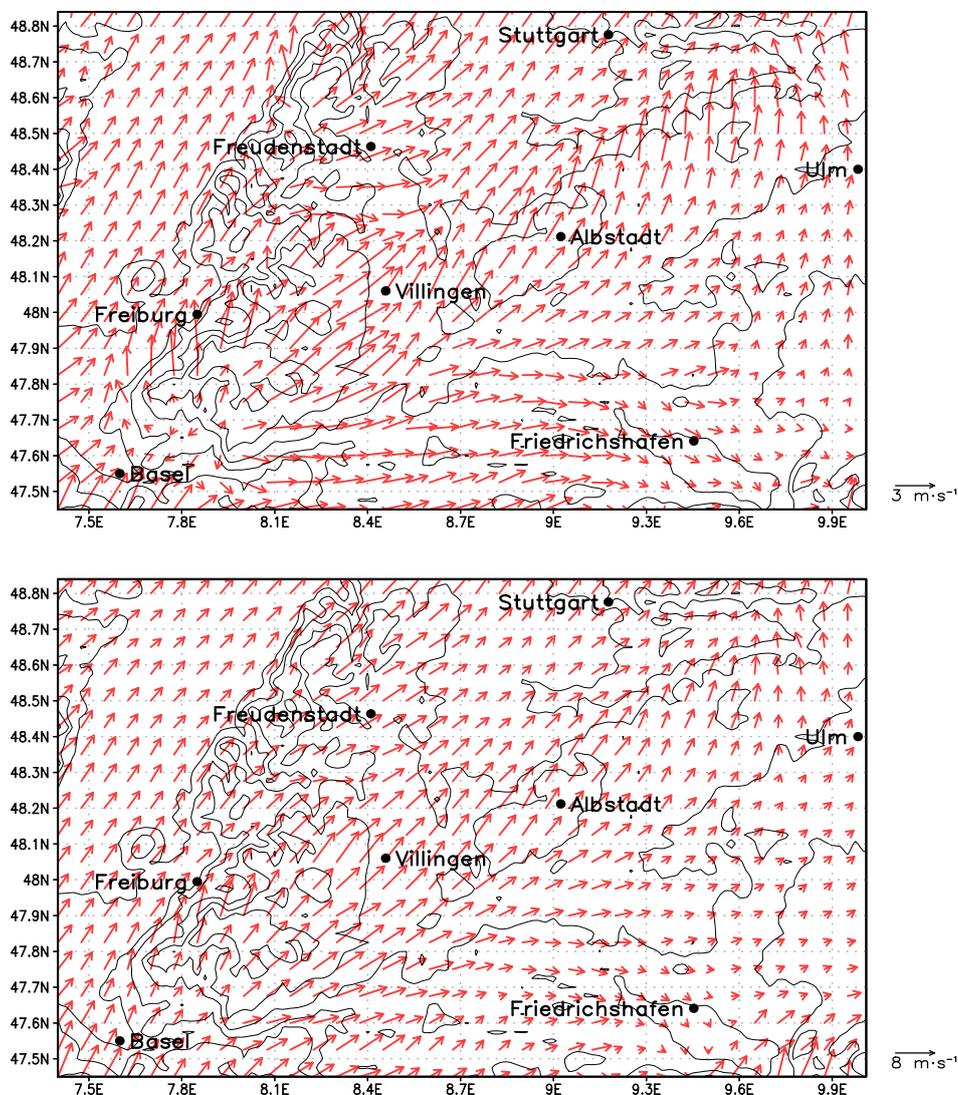


Abb. 5.7: Windvektoren in 10 m Höhe bei erhöhter Windgeschwindigkeit um $+50\%$ (oben) und $+100\% +4 \text{ m s}^{-1}$ (unten) gegenüber dem Referenzlauf. Es ist die unterschiedliche Skalierung der Vektoren zu beachten.

Umströmung, die hier mit einer geringeren Ablenkung der Strömung verbunden ist. Gleichzeitig nimmt die Konvergenz in einem großen Bereich nördlich des östlichen Teils der Schwäbischen Alb weiter zu. Die mittlere Divergenz resultiert aus einer leichten Abnahme der Konvergenz im westlichen Teil des Gebiets bei hohen Windgeschwindigkeiten und einer stetigen Zunahme der Konvergenz im östlichen Teil (Abbildung 5.6 oben links).

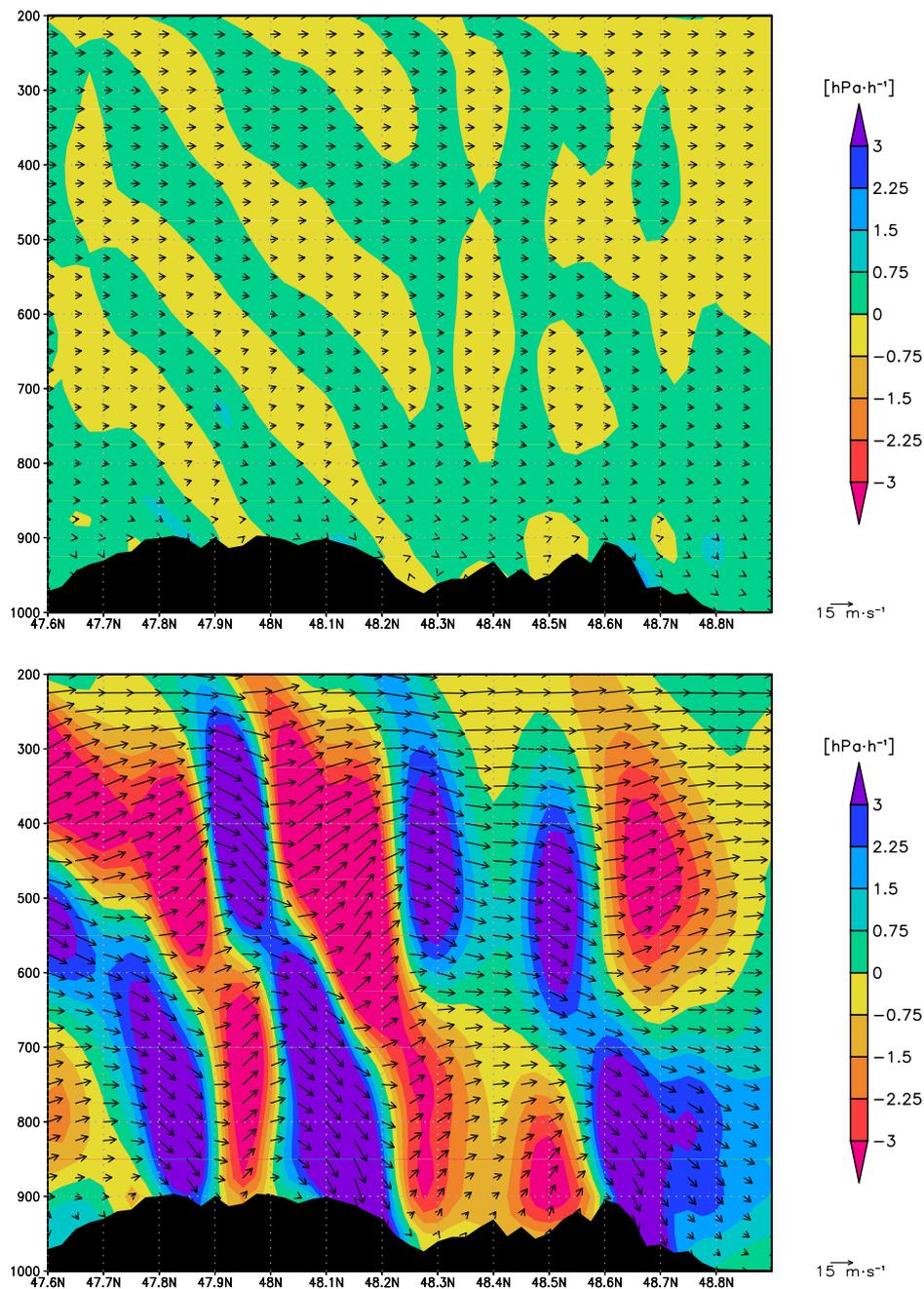


Abb. 5.8: Nord-Süd-Querschnitt der Vertikalgeschwindigkeit im p-System ω (Farbkontur) und der Orografie (schwarz) bei $8,2^\circ\text{O}$ (vgl. Abbildung 4.5) mit in diese Ebene projizierten Windvektoren bei veränderter Windgeschwindigkeit um -50% (oben) und +50% (unten) gegenüber dem Referenzlauf.

Die Verhältnisse im Kinzigtal sind von Schwerewellen dominiert, die über dem Nord- und Südschwarzwald ausgelöst werden (z.B. Abbildung 5.5 mitte unten). Je nach genauer Lage und Intensität der verschiedenen Wellen kommt es zu einer Zu- oder Abnahme der Konvergenz im entsprechenden Auswertebereich „KT“ (Abbildung 5.6 unten links).

Die Anströmungsgeschwindigkeit bestimmt folglich in einem großen Wertebereich ausschließlich die Intensität der Effekte. Erst bei sehr stark erhöhten Windgeschwindigkeiten kommt es zu einer signifikanten Veränderung der Strömungsregime. Der mögliche Antrieb für die Auslösung oder Verstärkung von Konvektion durch bodennahe Konvergenz ist damit weitgehend unabhängig von der Windgeschwindigkeit in allen betrachteten Gebieten außer dem Kinzigtal stets vorhanden.

Bei den Schwerewellen ist ebenfalls eine Veränderung mit der Anströmungsgeschwindigkeit zu erkennen. Eine Erhöhung der horizontalen Windgeschwindigkeit führt hier zu einer überproportionalen Erhöhung der Vertikalgeschwindigkeiten. Dies liegt an der geringeren Neigung der Phasenlinien der Wellen stromauf und einer damit verbundenen zunehmend horizontalen Ausbreitung, die allgemein mit einer höheren Phasengeschwindigkeit verbunden ist (vgl. Kapitel 2.3.3). Die am Südschwarzwald ausgelösten Wellen erreichen beispielsweise bei einer Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit um 50% maximale Vertikalgeschwindigkeiten von 7 hPa h^{-1} im Vergleich zu 3 hPa h^{-1} beim Referenzlauf (Abbildung 5.8 unten). Eine Reduzierung der Horizontalgeschwindigkeit um 50% führt dagegen zu einer signifikanten Reduzierung der maximalen Vertikalgeschwindigkeiten auf unter 1 hPa h^{-1} , da es damit zu einer zunehmend vertikalen Wellenausbreitung kommt (Abbildung 5.8 oben).

Die Abnahme der Neigung der Wellen stromabwärts mit zunehmender Windgeschwindigkeit ist in Übereinstimmung zur Linearen Theorie geschichteter Strömungen, nach der die Neigung der Schwerewellen durch das Verhältnis von Brunt-Väisälä-Frequenz N und Anströmungsgeschwindigkeit U bestimmt wird (Wurtele, 1957; vgl. dazu auch Gleichung 2.31). Im betrachteten Fall ändert sich nur U , und der Neigungswinkel nimmt somit bei zunehmender Windgeschwindigkeit ab.

5.3 Orografie und Strömungsfelder

Wie in den bisherigen Simulationen gezeigt, bestimmt die Orografie die bodennahen Strömungsverhältnisse maßgeblich. Den Einfluss der verschiedenen orografischen Erhebungen im Untersuchungsgebiet auf die Strömung abzuschätzen, ist das Ziel der folgenden Untersuchungen. Zu diesem Zweck wird die Modellorografie bei konstanten atmosphärischen Anfangs- und Randbedingungen entsprechend geändert. Damit ist es möglich einzelne Berge oder Täler mit bestimmten Strömungseffekten zu verknüpfen. Für die Anpassung der Orografie gibt es zahlreiche Möglichkeiten. Beispielsweise ist die Erniedrigung beziehungsweise Entfernung bestimmter Bereiche oder die Schließung einzelner Täler möglich. Im Folgenden werden unterschiedliche Veränderungen der Orografie und die daraus resultierenden Ergebnisse der entsprechenden Simulationen diskutiert.

5.3.1 Modifikation der Schwäbischen Alb

Für die folgenden Untersuchungen findet eine prozentuale Reduktion der Höhe der Schwäbischen Alb oberhalb einer Basishöhe von 500 m ü. NN in zwei Stufen statt. Bei der ersten Simulation wird ihre Höhe um 50% reduziert und bei einer zweiten um 95%. Die verbliebenen 5% werden so belassen, damit keine unnatürlich glatte Fläche in diesem Bereich entsteht. Des Weiteren wird jeweils eine weitere Simulation ohne die Täler nördlich der Schwäbischen Alb durchgeführt, um auch deren Einfluss beurteilen zu können. Hierfür werden alle Gebiete nördlich der Schwäbischen Alb mit einer Höhe von weniger als 450 m ü. NN aufgefüllt, was vor allem das Neckartal im Westen und das Filstal im Osten betrifft.

Schon das Entfernen der Täler nördlich der Schwäbischen Alb führt erstaunlicherweise zu einer deutlichen Reduktion der mittleren bodennahen Konvergenz des Strömungsfelds im Auswertebereich „SBA“ (Abbildung 5.10). Dies liegt offensichtlich am Wegfall des verstärkenden Effekts von Neckar- und Filstal bei der Verzögerung der Strömung nördlich der Schwäbischen Alb. Die Reduktion der Höhe der Schwäbischen Alb um 50% hat einen etwa doppelt so großen abschwächenden Effekt auf die betrachtete Konvergenzzone wie das Auffüllen der Täler. Ursache hierfür ist vor allem eine Abschwächung der beim Überströmen der Schwäbischen Alb ausgelösten Schwerewellen, die das bodennahe Strömungsfeld in diesem Bereich maßgeblich beeinflussen. Zu einer weiteren Reduktion der Konvergenz kommt es beim zusätzlichen Entfernen der oben angesprochenen Täler. Die daraus resultierende Konvergenz im Auswertebereich „SBA“ ergibt sich in diesem Fall aus der Summe der beschriebenen Effekte und entspricht dieser auch quantitativ (Abbildung 5.10).

Erwartungsgemäß nimmt mit dem Entfernen der Schwäbischen Alb (Reduktion ihrer Höhe um 95%) die Konvergenz nördlich des entfernten Bereichs weiter deutlich ab (Abbildung 5.9 oben und unten). Es bleibt jedoch noch ein nicht unbeträchtlicher Anteil der Konvergenz mit Werten bis über $1 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ erhalten. Wie bereits erwähnt, sind die Ursache hierfür die beiden Täler in diesem Bereich, durch welche die Strömung abgebremst wird (Abbildung 5.9 mitte). Außerdem bilden sich aufgrund des noch bestehenden Höhenunterschieds von rund 50 m mit schwacher Intensität noch immer Schwerewellen aus.

Neben den bereits in Kapitel 4.2 beschriebenen Ursachen für die Konvergenzzone nördlich der Schwäbischen Alb wirken Neckar- und Filstal folglich verstärkend darauf. Quantitativ kann dieses Zusammenspiel gut an der mittleren Divergenz im Auswertebereich „SBA“ der verschiedenen Szenarien festgemacht werden (Abbildung 5.10).

Die Strömungsverhältnisse im Bereich des Südschwarzwalds werden nur in geringer Weise von der Schwäbischen Alb beeinflusst. Eine Reduktion ihrer Höhe führt zu einem etwas verstärkten Umströmen sowie einer leichten Verstärkung der Überströmungseffekte östlich des Südschwarzwalds. Im Auswertebereich „SSW“ führt dies zu einer geringen Erhöhung der Konvergenz. Die Strömungsverhältnisse im Kinzigtal verändern sich nur unwesentlich. Im Gebiet „HA“ überwiegt der direkte Einfluss der Schwäbischen Alb sowie des Neckar- und Filstals. Daraus resultiert hier

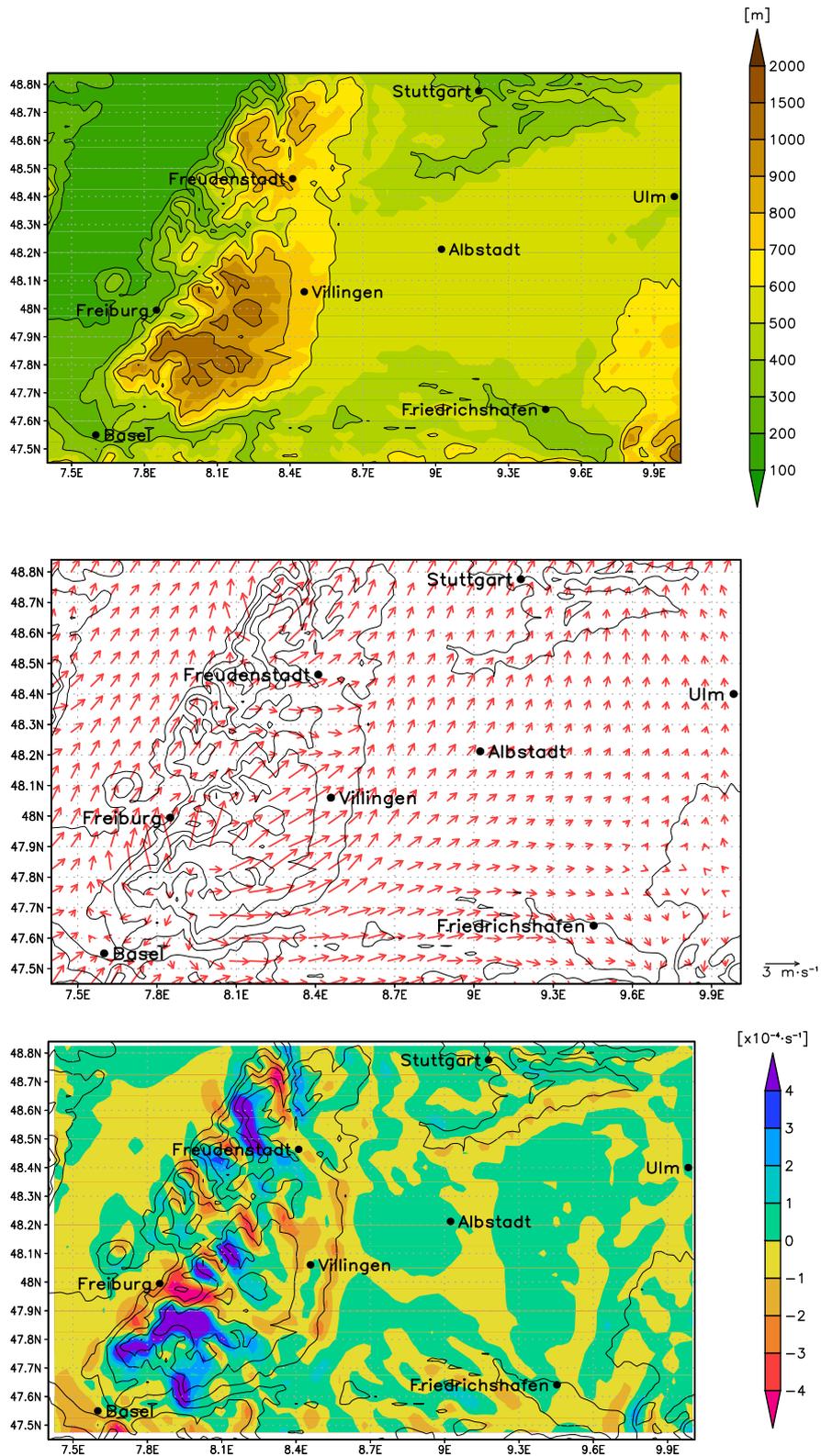


Abb. 5.9: Orographie des Untersuchungsgebiets mit um 95% reduzierter Höhe der Schwäbischen Alb (oben), resultierenden Windvektoren in 10 m Höhe (mitte) und Divergenz in 10 m Höhe (unten).

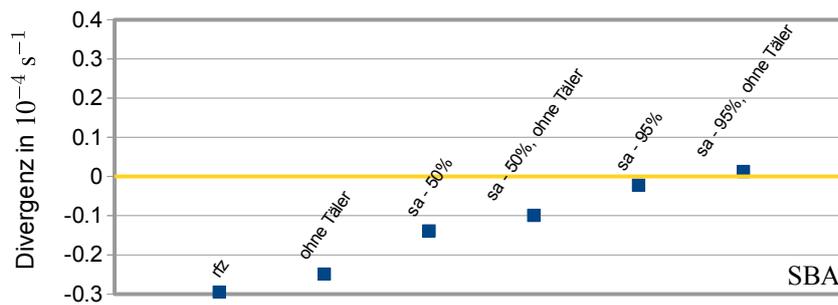


Abb. 5.10: Mittlere Divergenz in 10 m Höhe im Auswertebiet „SBA“ bei unterschiedlicher Höhe der Schwäbischen Alb und/oder Auffüllung der Täler nördlich davon mit dem Referenzlauf („rfz“) links.

bei einer Verringerung der Höhe der Schwäbischen Alb beziehungsweise einem Auffüllen der Täler eine Reduktion der mittleren Konvergenz des Strömungsfelds.

5.3.2 Modifikation des Schwarzwalds

Bei einer prozentualen Reduktion der Höhe des Schwarzwalds oberhalb einer Basishöhe von 500 m ü. NN resultiert die in Abbildung 5.11 (oben) gezeigte Orografie. Für die Froude-Zahl ergibt sich damit unter Annahme von $H = 500 \text{ m}$, $Fr = 1,27$. Die resultierende Strömung weist mehrere Veränderungen auf (Abbildung 5.11 mitte). Zum einen ist die Umströmung des Südschwarzwalds im Vergleich zum Referenzlauf vor allem im Südosten deutlich schwächer ausgeprägt, wobei der veränderte Verlauf der Strömung gut zur deutlich erhöhten Froude-Zahl passt. Außerdem ist eine geringere Beschleunigung der Strömung beim Überströmen des Südschwarzwalds zu beobachten, womit auch die anschließende Verzögerung derselben deutlich schwächer ausfällt. Dies hat zur Folge, dass bereits bei der betrachteten Verminderung der Gebirgshöhe um 50% im Auswertebiet östlich des Südschwarzwalds („SSW“) im Mittel fast keine Konvergenz mehr vorhanden ist (Abbildung 5.12 links).

Bei einer kompletten Entfernung des Schwarzwalds ergibt sich hier im Mittel sogar eine Divergenz, was jedoch auf die Umströmung des südwestlichen Teils der Schwäbischen Alb zurückzuführen ist. Bei Reduktion der Orografie um 50% verläuft die Strömung nach wie vor durch das Kinzigtal. Allerdings kommt es nordöstlich des Südschwarzwalds zu keiner nennenswerten Konvergenz mehr. Der aus Süden kommende Strömungsast weist hier eine deutlich verringerte Komponente in Richtung Norden auf und der aus dem Kinzigtal kommende Strömungsast hat eine etwas größere Komponente in diese Richtung. Die im Mittel im Auswertebiet „HA“ noch vorhandene Konvergenz wird von der Schwäbischen Alb und den am Südschwarzwald ausgelösten Wellen verursacht (Abbildung 5.11 unten und 5.12 rechts). Eine komplette Entfernung des Schwarzwalds lässt die mittlere Konvergenz in diesem Gebiet schließlich fast auf null zurückgehen, da sich nun auch keine Schwerewellen mehr bilden.

Wie im Kapitel 5.2 bereits erwähnt, sind die Strömungsverhältnisse im Kinzigtal auch stark durch die Wellenbildung am Nord- und Südschwarzwald dominiert. Im Auswertebiet „KT“ nimmt die

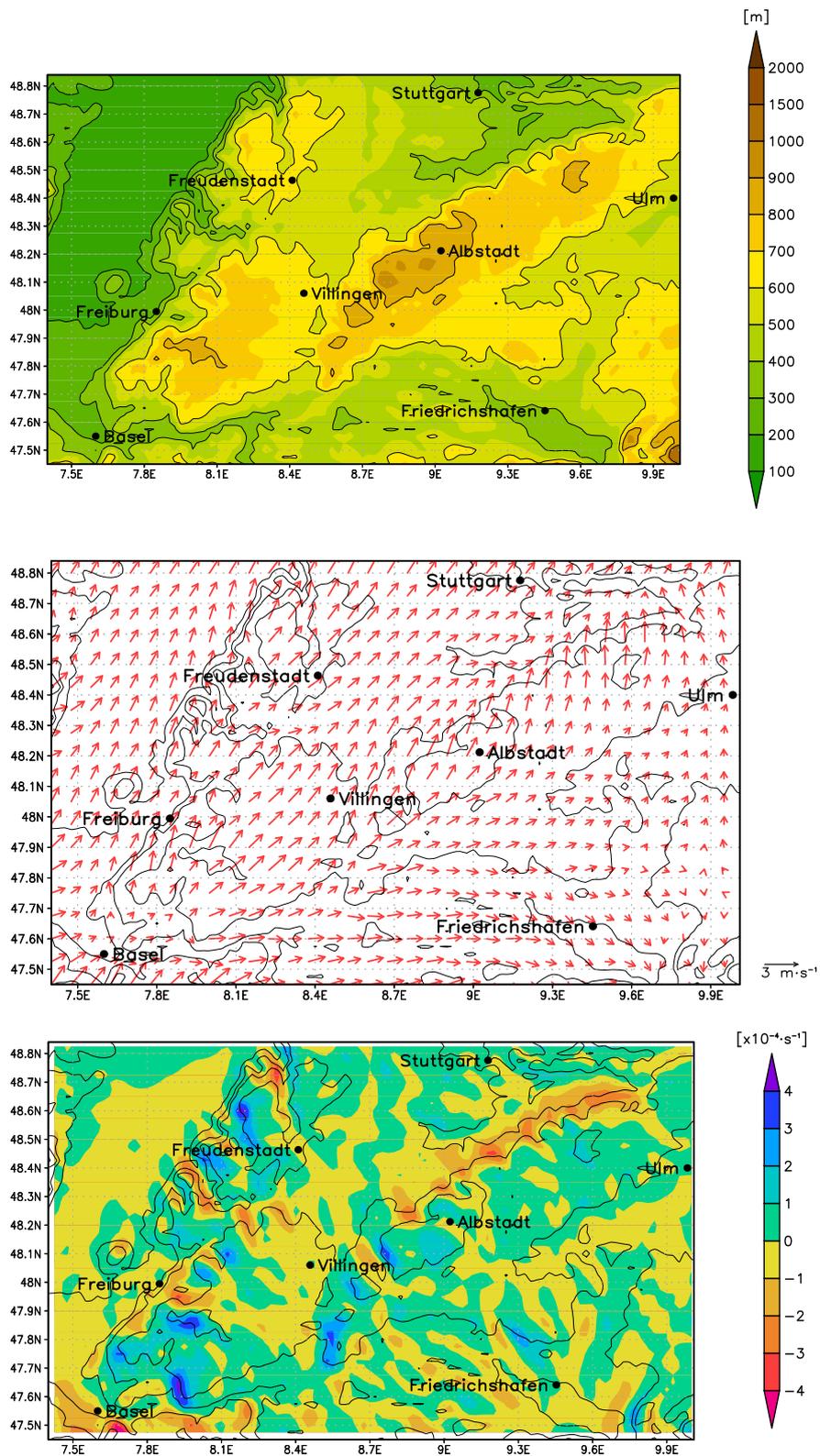


Abb. 5.11: Orografie des Untersuchungsgebiets mit um 50% reduzierter Höhe des Schwarzwalds (oben), resultierenden Windvektoren in 10 m Höhe (mitte) und Divergenz in 10 m Höhe (unten).

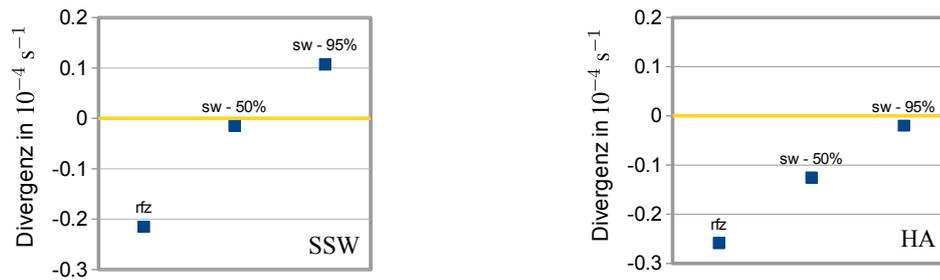


Abb. 5.12: Mittlere Divergenz in 10 m Höhe in den Auswertebereichen „SSW“ (links) und „HA“ (rechts) bei unterschiedlicher Höhe des Schwarzwalds mit dem Referenzlauf („rfz“) jeweils links.

Konvergenz mit Reduktion der Gebirgshöhe folglich ab, da damit auch eine Reduktion der Intensität der Wellen verbunden ist. Mit geringen Vertikalgeschwindigkeiten entstehen Schwerewellen im Bereich des Schwarzwalds jedoch sogar noch bei kompletter Entfernung desselben. Dies liegt an einem nach wie vor vorhandenen Anstieg der Orografie aus dem Rheintal heraus und dem noch verbliebenen Teil des Kinzigtals unterhalb von 500 m ü. NN.

Der Schwarzwald bestimmt damit die bodennahen Strömungsverhältnisse in den drei Gebieten „SSW“, „KT“ und „HA“ maßgeblich. Ohne diesen wird Konvektion dort nicht mehr begünstigt. Auf das Gebiet nördlich der Schwäbischen Alb hat der Schwarzwald allerdings keinen wesentlichen Einfluss. Die dort vorhandene bodennahe Konvergenz bleibt auch ohne diesen erhalten und kann Konvektion weiterhin begünstigen.

5.3.3 Auffüllen des Kinzigtals

Das Kinzigtal scheint vor allem bei der Umströmung des Südschwarzwalds eine wichtige Rolle zu spielen. Zur Überprüfung dieser Hypothese wird das Tal im Modell geschlossen, indem an entsprechender Stelle ein Bergrücken eingesetzt wird (Abbildung 5.13 oben). Dieser fällt, genau wie der restliche Schwarzwald, nach Westen hin etwas steiler ab als nach Osten und steigt nach Süden hin an, um einen kontinuierlichen Übergang vom niedrigeren Nordschwarzwald zum höheren Südschwarzwald zu gewährleisten. Zu beachten ist der tatsächliche Anstieg des Kinzigtals in Richtung Osten auf über 600 m ü. NN, was den Unterschied zur veränderten Orografie mit einer Höhe von maximal rund 900 m ü. NN etwas relativiert.

Die resultierende bodennahe Strömung im Bereich des aufgefüllten Tals lässt gegenüber dem Referenzlauf (mit Kinzigtal) eine etwas geringere Ablenkung der Strömung in Richtung Osten erkennen (Abbildung 5.13 mitte). Allerdings findet nach wie vor eine Umströmung des Südschwarzwalds auch auf seiner nördlichen Seite statt und es kommt kaum zu einer Verzögerung der Strömung durch den eingefügten Bergrücken. Dieser wird in ostnordöstlicher Richtung überströmt, wobei es zuerst zu einer Beschleunigung und anschließend zu einer Verzögerung der Strömung im Lee kommt. Genau wie im Lee der Schwäbischen Alb (Kapitel 4.2) resultiert daraus eine Strömungskonvergenz östlich des Rückens (Abbildung 5.13 unten). Dies führt zu einer leicht erhöhten mittleren Konvergenz im Auswertebereich „HA“ (Abbildung 5.14 rechts).

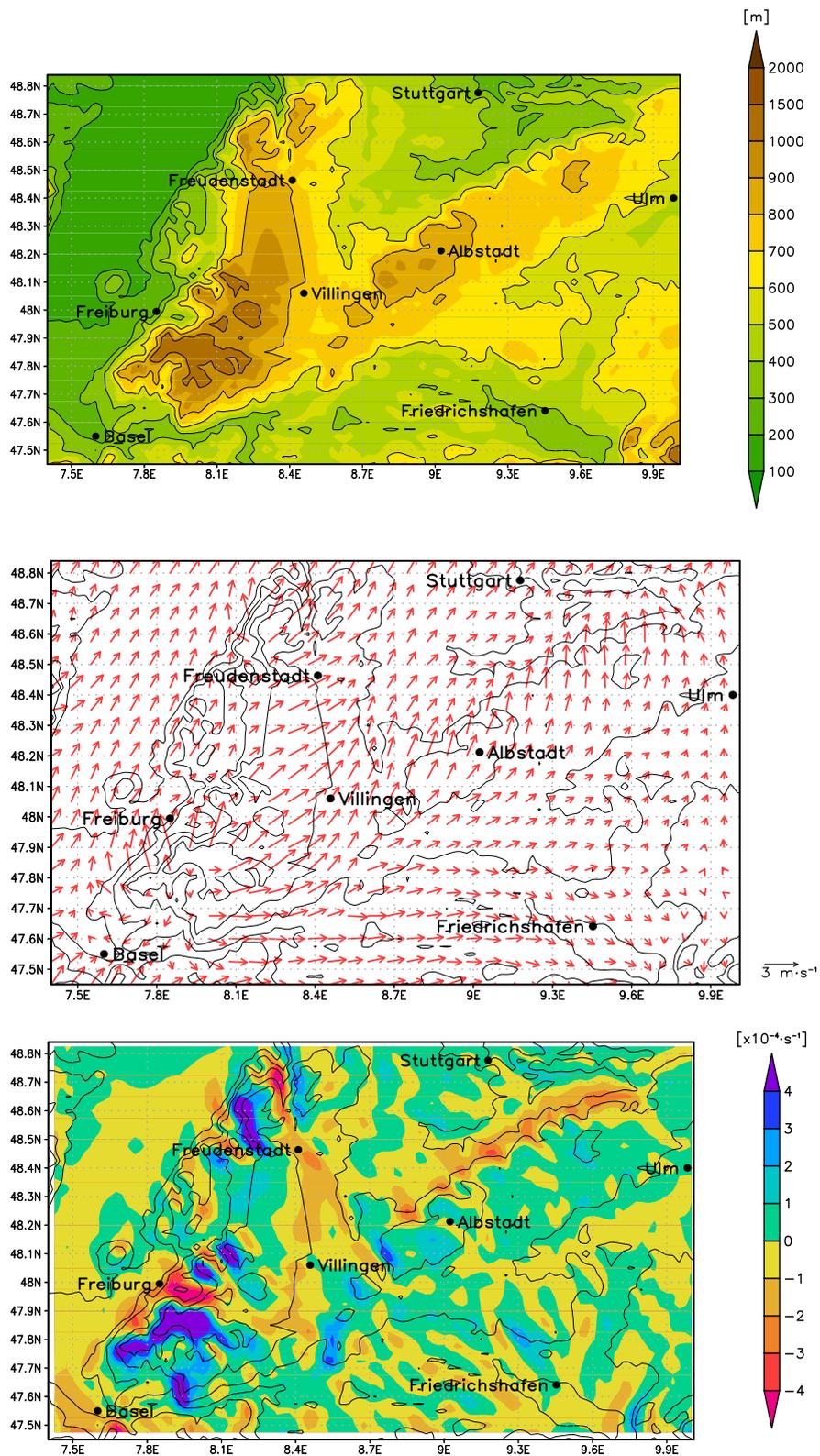


Abb. 5.13: Orografie des Untersuchungsgebiets mit aufgefülltem Kinzigtal (oben), resultierenden Windvektoren in 10 m Höhe (mitte) und Divergenz in 10 m Höhe (unten).

Außerdem kommt es im Bereich des ehemaligen Kinzigtals zu einer starken Dämpfung der am Südschwarzwald ausgelösten Schwerewellen. Die Folge ist eine deutliche Abnahme der Konvergenz im Auswertebiet „KT“, was im Mittel sogar zu einer leichten Divergenz führt (Abbildung 5.14 mitte). Östlich des Südschwarzwalds ergeben sich kaum Veränderungen der Strömung und der resultierenden Divergenz. Die mittlere Divergenz im Auswertebiet „SSW“ bleibt annähernd konstant, da die Abnahme der Konvergenz auf Grund einer starken Abschwächung der Schwerewellen im nördlichen Bereich durch eine höhere Konvergenz bei der Überströmung des eingefügten Rückens ausgeglichen wird (Abbildung 5.14 links).

Insgesamt begünstigt das Kinzigtal folglich eine Umströmung des Südschwarzwalds, ist dafür jedoch nicht notwendig. Der Einfluss des Tals auf die Auslösung und Erhaltung von Schwerewellen scheint eine größere Rolle bei der Modifikation der Strömung zu spielen.

5.3.4 Verbinden von Südschwarzwald und Schwäbischer Alb

Östlich des Südschwarzwalds verläuft ebenfalls ein Tal (Quellregionen von Neckar und Brigach bzw. Donau), welches mit knapp über 700 m ü. NN deutlich niedriger ist als die umgebenden Erhebungen des Schwarzwalds und der Schwäbischen Alb. Die Untersuchung der Relevanz dieses Einschnitts für die östliche Umströmung des Südschwarzwalds ist Gegenstand dieses Abschnitts. Der Südschwarzwald und die westlichen Erhebungen der Schwäbischen Alb werden im Modell durch einen Bergrücken verbunden (Abbildung 5.15 oben). Dieser folgt dem Verlauf der Schwäbischen Alb und fällt nach Norden hin etwas steiler ab als nach Süden. Die maximale Höhe orientiert sich mit knapp über 900 m ü. NN an den höchsten Erhebungen der Schwäbischen Alb.

Bezüglich der Umströmung des Südschwarzwalds führt der eingefügte Bergrücken dort zu keiner erkennbaren Veränderung des Strömungsfelds (Abbildung 5.15 mitte). Die Richtungskonvergenz der bodennahen Strömung südöstlich von Freudenstadt ist nach wie vor deutlich ausgeprägt. Des Weiteren tritt der schon mehrfach beschriebene Effekt bei der Überströmung des Rückens auf, mit einer ausgeprägten Konvergenz in dessen Lee. Dieser führt zu einer deutlichen Erhöhung der mittleren Konvergenz im Auswertebiet „HA“ (Abbildung 5.14 rechts). Ein Nebeneffekt dieser Verbindung von Schwarzwald und Schwäbischer Alb ist der Wegfall des Konvergenzgebiets südlich von Villingen. Das ist nicht verwunderlich, da auf Grund der veränderten Orografie eine

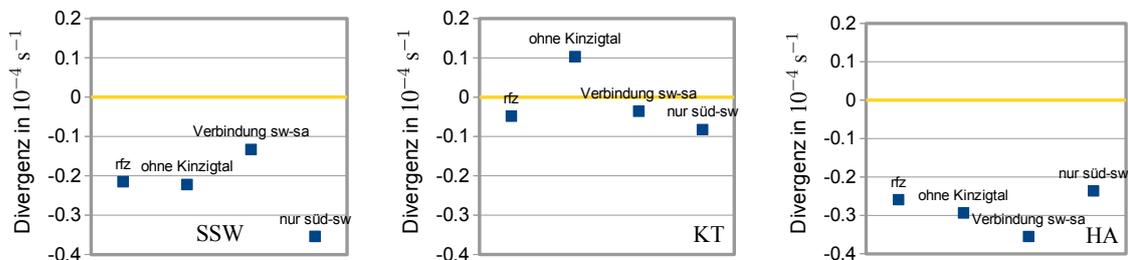


Abb. 5.14: Mittlere Divergenz in 10 m Höhe in den Auswertebieten „SSW“ (links), „KT“ (mitte) und „HA“ (rechts) für verschiedene Veränderungen der Orografie mit dem Referenzlauf („rfz“) jeweils links.

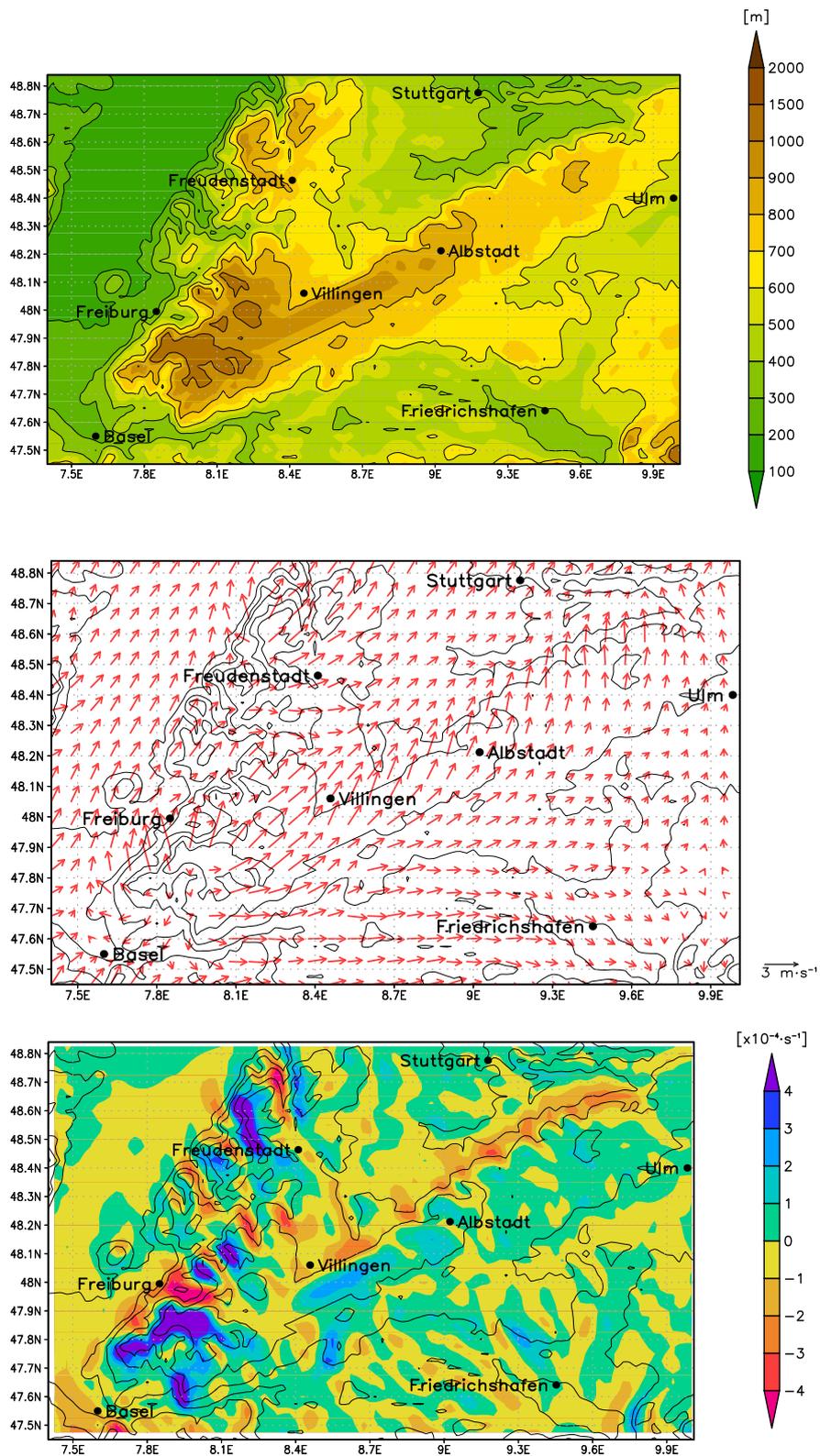


Abb. 5.15: Orografie des Untersuchungsgebiets mit Verbindung zwischen Südschwarzwald und Schwäbischer Alb (oben), resultierenden Windvektoren in 10 m Höhe (mitte) und Divergenz in 10 m Höhe (unten).

Verzögerung des über den Südschwarzwald verlaufenden Strömungsanteils hier nun nicht mehr möglich ist. Damit ist die Verringerung der Konvergenz im Auswertebereich „SSW“ zu erklären (Abbildung 5.14 links).

Insgesamt lässt sich sagen, dass auch der Einschnitt östlich des Südschwarzwalds keine Voraussetzung für eine Umströmung desselben ist. Bei einer Erhöhung der Orografie in diesem Bereich dominieren verstärkte Überströmungseffekte die Modifikation der Strömung. Die Auslösung oder Verstärkung von Konvektion ist dadurch im Gebiet „HA“ sogar begünstigt, wohingegen der Antrieb durch bodennahe Konvergenz östlich des Südschwarzwalds schwächer ist. In den beiden anderen Gebieten nördlich der Schwäbischen Alb und im Kinzigtal bewirkt diese Modifikation der Orografie keine Veränderung des Strömungsfelds beziehungsweise des Antriebs für Konvektion.

5.3.5 Der Südschwarzwald ohne Nordschwarzwald und Schwäbische Alb

Schließlich soll das Entfernen von Nordschwarzwald und Schwäbischer Alb im Modell Aufschluss über deren Einfluss auf die Strömung im Bereich des Südschwarzwalds geben. Die Höhe des Anteils der Orografie von Nordschwarzwald und Schwäbischer Alb oberhalb einer Basishöhe von 500 m ü. NN wird dazu um 95% reduziert (Abbildung 5.16 oben).

Die Wahrscheinlichkeit einer Umströmung des Südschwarzwalds ist nach dieser Veränderung der Orografie offensichtlich stark erhöht. Seine relative Höhe gegenüber den umliegenden Gebieten ist stark angewachsen und die Froude-Zahl damit deutlich kleiner geworden. In Abbildung 5.16 (mitte) ist zu erkennen, dass dies auch genau so eintritt. Die beiden Strömungsäste laufen nordwestlich und südöstlich am Südschwarzwald vorbei und treffen nordöstlich davon fast in einem rechten Winkel wieder aufeinander. Es resultiert eine verstärkte Konvergenz östlich und südöstlich von Freudenstadt (Abbildung 5.16 unten). Im Auswertebereich „HA“ kommt es trotzdem zu einer etwas geringeren mittleren Konvergenz, da deren Abnahme durch den Wegfall der Schwäbischen Alb hierdurch nicht kompensiert werden kann (Abbildung 5.14 rechts).

Eine weitere Auswirkung der veränderten Orografie ist eine stärkere Verzögerung der Strömung nach dem Überströmen des Südschwarzwalds. Dies liegt an der erniedrigten Orografie östlich des Südschwarzwalds und führt zu einer Verstärkung der Konvergenzzone in diesem Bereich. Die mittlere Konvergenz im Auswertebereich „SSW“ steigt damit gegenüber dem Referenzlauf um über 60% (Abbildung 5.14 links).

Die Bildung von Schwerewellen am noch verbleibenden Teil des Schwarzwalds bleibt weitgehend unbeeinflusst von der Veränderung der umgebenden Orografie. Die mittleren Verhältnisse im Kinzigtal ändern sich nur wenig. Die schwächere Wellenbildung am stark abgeflachten Nordschwarzwald wird durch eine erhöhte Konvergenz im östlichen Kinzigtal ausgeglichen und führt zu einer kaum veränderten mittleren Divergenz im Gebiet „KT“ (Abbildung 5.14 mitte).

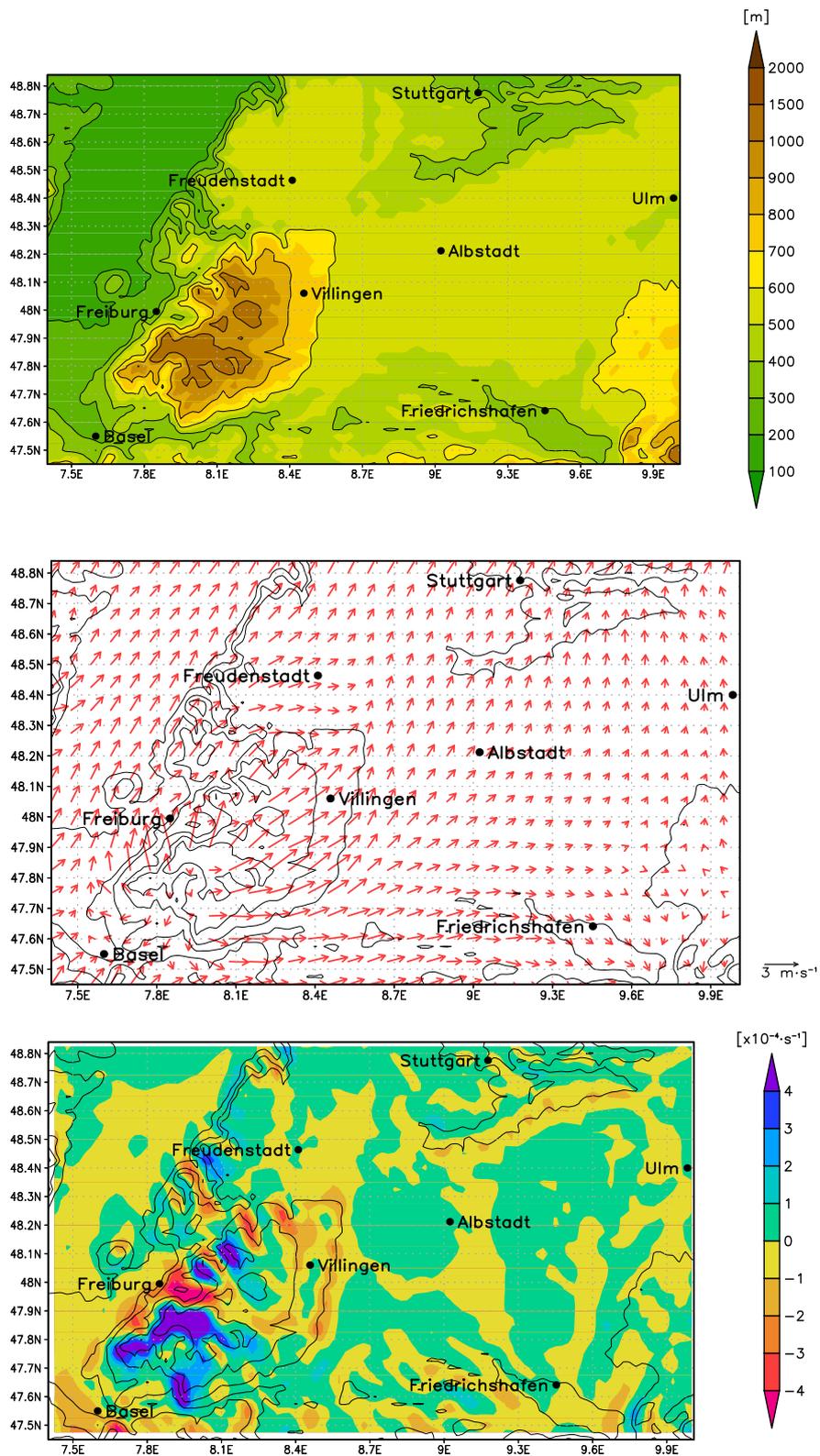


Abb. 5.16: Orografie des Untersuchungsgebiets ohne Nordschwarzwald und Schwäbische Alb (oben), resultierenden Windvektoren in 10 m Höhe (mitte) und Divergenz in 10 m Höhe (unten).

Die beschriebene Veränderung der Orografie führt insgesamt zu einer Verstärkung der Umströmung des Südschwarzwalds sowie einer stärkeren Verzögerung im Lee östlich davon nach der Überströmung, bringt hier ansonsten jedoch keine wesentlichen Veränderungen der Strömungsverhältnisse mit sich.

5.4 Oberflächenparameter und Strahlung

Die Rauigkeitslänge, die Bodenart und andere Oberflächenparameter wurden, wie in Kapitel 3.1.2 beschrieben, bei den bisher durchgeführten Simulationen über das gesamte Modellgebiet als konstant angenommen. Eine Variation einzelner Oberflächenparameter kann jedoch auch Aufschluss über deren Einfluss auf die bodennahen Strömungsverhältnisse geben. Die Rauigkeitslänge hat von den genannten Parametern den größten Einfluss auf die bodennahe Strömung. Daher werden bei deren Variation sowohl die konstanten Werte im gesamten Modellgebiet verändert als auch die realen Werte berücksichtigt, wie sie bei nicht-idealisierten Simulationen verwendet werden (siehe dazu Kapitel 3.4). Letzteres bedeutet eine teilweise Aufhebung der Idealisierung der Modellkonfiguration, so dass sich die Simulationen damit der Realität weiter annähern. Bei der Bodenart und dem Flächenanteil von Laub- und Nadelwald werden nur die konstanten Werte im gesamten Modellgebiet variiert, da deren Einfluss auf das Windfeld relativ gering ist.

5.4.1 Sensitivitätsstudie zur Rauigkeitslänge

Die Rauigkeitslänge im Modell bestimmt die turbulenten Flüsse von Impuls, Wärme und Feuchte zwischen Boden und Atmosphäre (Doms et al., 2011). Die größte Rolle spielt bei den in dieser Arbeit durchgeführten idealisierten Simulationen der Impulsfluss, welcher einen direkten Einfluss auf die bodennahe Windgeschwindigkeit hat. Die Variation des konstanten Werts der Rauigkeitslänge im Modellgebiet findet zwischen den bei den bisherigen Simulationen angenommenen Werten von $z_0 = 0,01$ m und $z_0 = 10$ m statt.

Die Simulationen zeigen einen deutlichen Einfluss der Rauigkeitslänge auf die Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe (Abbildung 5.17 oben). Je größer die Werte von z_0 , desto geringer sind die simulierten Windgeschwindigkeiten in den bodennahen Luftschichten. Dies führt auch zu einer Reduzierung der bodennahen Vergenzen gegenüber dem Referenzlauf (Abbildung 5.18). In sämtlichen Auswertebieten ist eine Abnahme der mittleren Konvergenz mit zunehmendem z_0 erkennbar. Im Bereich des Kinzigtals („KT“) ist das Strömungsfeld von Schwerewellen dominiert und es ergibt sich im Mittel sogar eine leichte Divergenz. Die räumliche Struktur der Vergenzen ist jedoch weitgehend unabhängig von z_0 (Abbildung 5.17 unten).

Die realen Werte der Rauigkeitslänge liegen zwischen knapp über 1 m (vor allem im Bereich des Schwarzwalds) und 0,1 m. Durch diese Inhomogenität der unteren Randbedingung kann es auch zu leichten Modifikationen der Windrichtung gegenüber den Simulationen mit konstantem z_0 kommen, welche allerdings nur geringfügige Auswirkungen auf die Divergenz in 10 m über Grund haben (Abbildung 5.18 für „ z_0 =real“). Daher können die bisherigen Modellsimulationen mit $z_0 = 0,01$ m als repräsentativ betrachtet werden.

5.4.2 Sensitivitätsstudie zur Bodenart und zum Flächenanteil von Wald

Die Einführung der realen Bodenarten und des Flächenanteils von Wald im Modell, wie sie bei nicht-idealisierten Simulationen verwendet werden, könnte ebenfalls eine Modifikation der bodennahen Strömung mit sich bringen. Die Bodenart bestimmt die Beschaffenheit des Bodens im Modell und damit beispielsweise dessen Wärmekapazität oder Wasseraufnahmefähigkeit. Über die vertikalen Flüsse führt dies auch zu einer Modifikation der Strömungsverhältnisse. Der Flächenanteil von Nadel- und Laubwald beeinflusst die Verdunstung sowie die Albedo von Schnee im Modell (Doms et al., 2011). Letzteres spielt bei den simulierten bodennahen Temperaturen von deutlich über 20°C allerdings keine Rolle. Ein Vergleich verschiedener Simulationen soll zeigen, ob es einen Einfluss dieser Größen auf die Strömungsverhältnisse gibt und wenn ja, wie groß dieser ist. Dafür wird eine Simulation mit realen Bodenarten durchgeführt, eine mit dem realen Flächenanteil von Nadel- und Laubwald und eine mit einer Kombination der beiden. Zusätzlich werden bei allen drei Simulationen die realen Werte von z_0 angenommen. Damit beschränkt sich

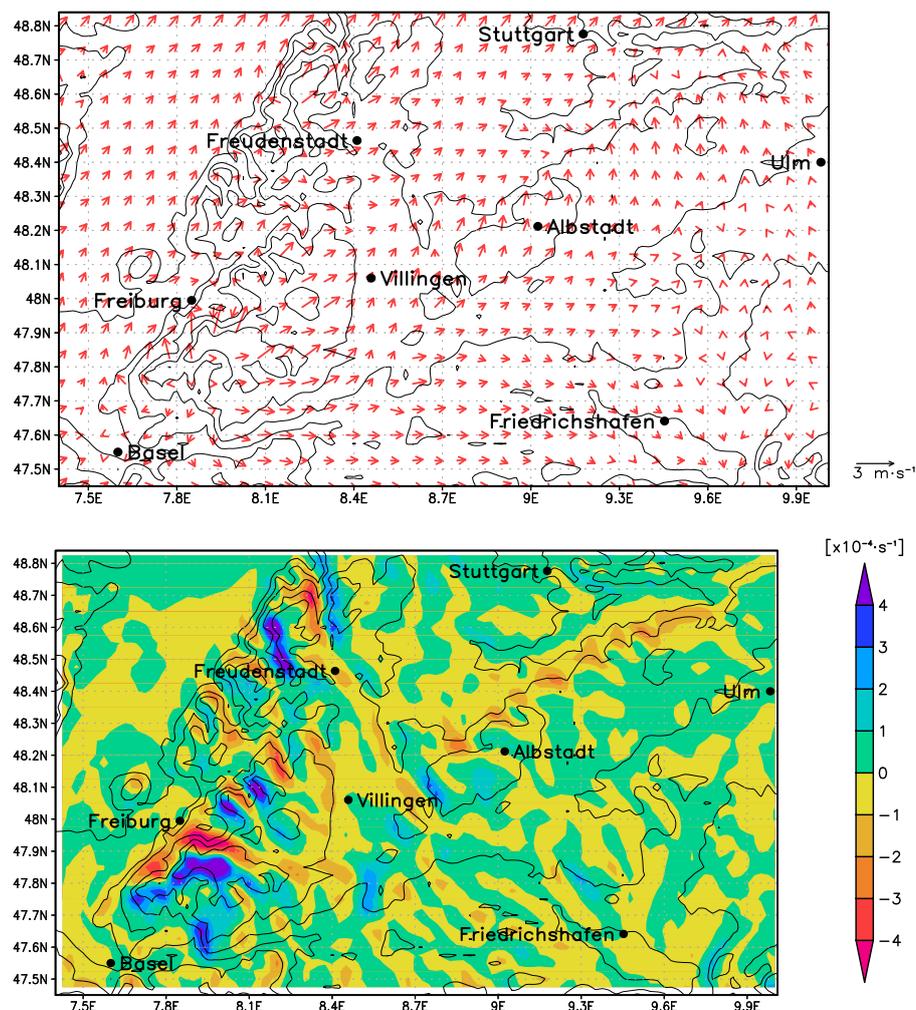


Abb. 5.17: Windvektoren in 10 m Höhe (oben) und Divergenz in 10 m Höhe (unten) bei einer konstanten Rauigkeitslänge von $z_0 = 1$ m.

im letzten Fall die Idealisierung der Modellkonfiguration nur noch auf die Strahlungsflüsse und die atmosphärischen Bedingungen.

Die Einführung der realen Bodenarten führt vor allem im Bereich des Rheintals westlich des Nordschwarzwalds zu einer Erhöhung der Konvergenz der bodennahen Strömung. Es bildet sich dort eine Konvergenzlinie aus und es kommt zu leichter Hebung in den darüber liegenden Atmosphärenschichten, die sich bis etwa 900 hPa durchsetzt. Die nähere Untersuchung dieser Konvergenzlinie in weiterführenden Forschungsarbeiten ist sicher lohnenswert, da sie ein zusätzlicher Auslösemechanismus für Konvektion sein kann. Außerdem kommt es durch die Einführung der realen Bodenarten zu einer leichten Erhöhung der durch die Schwerwellen induzierten Vertikal-

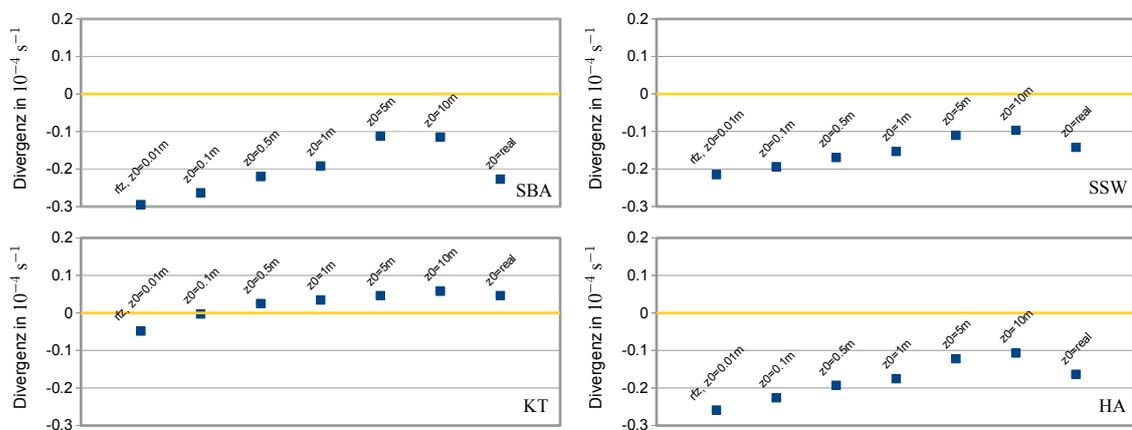


Abb. 5.18: Mittlere Divergenz in 10 m Höhe in den Auswertebieten „SBA“ (oben links), „SSW“ (oben rechts), „KT“ (unten links) und „HA“ (unten rechts) bei unterschiedlichen konstanten Rauigkeitslängen sowie der Simulation mit realen Werten für z_0 („ z_0 =real“) rechts und dem Referenzlauf („rfz, z_0 =0.01m“) jeweils links.

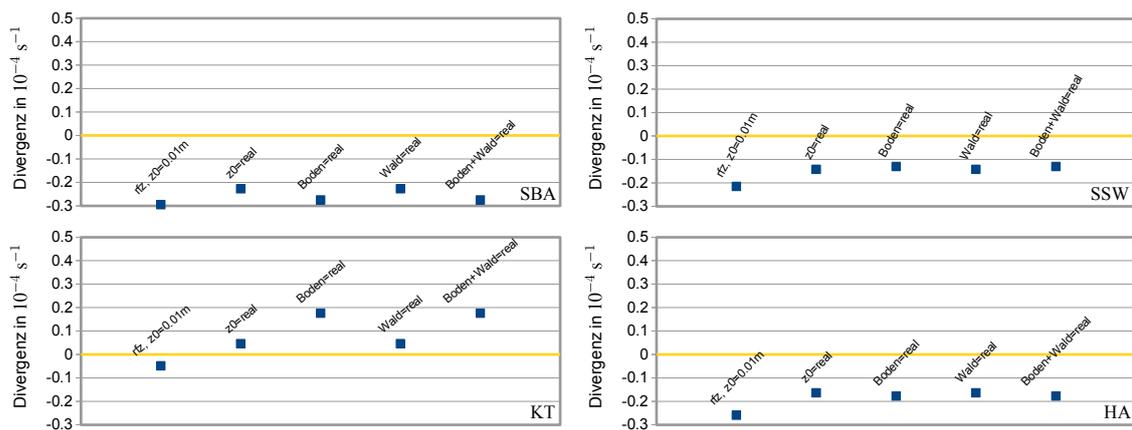


Abb. 5.19: Mittlere Divergenz in 10 m Höhe in den Auswertebieten „SBA“ (oben links), „SSW“ (oben rechts), „KT“ (unten links) und „HA“ (unten rechts) unter Annahme von realen Werten für z_0 („ z_0 =real“) sowie zusätzlich der realen Bodenarten („Boden=real“), eines realen Flächenanteils von Laub- und Nadelwald („Wald=real“) und einer Kombination der letzten beiden („Boden+Wald=real“) sowie dem Referenzlauf („rfz, z_0 =0.01m“) jeweils links.

geschwindigkeiten im Bereich des Schwarzwalds und der Schwäbischen Alb, welche jedoch nur zu unwesentlichen Modifikationen des Strömungsfelds führt. In den Gebieten „KT“ und „SBA“ verändert sich der Wert der mittleren Konvergenz dabei vor allem aufgrund der Modifikation der Schwerewellen. Im Gebiet „KT“ kommt es mit $0,13 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ zu einer sehr starken Abnahme der Konvergenz, die gegenüber der Simulation mit „z0=real“ rund 70% entspricht (Abbildung 5.19 links unten). Die Zunahme der Konvergenz im Gebiet „SBA“ ist mit etwa $0,05 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ und knapp 20% gegenüber der Simulation mit realen Werten von z_0 deutlich schwächer ausgeprägt (Abbildung 5.19 links oben). Die Veränderungen des Strömungsfelds durch die Einführung der realen Bodenarten sind in einer damit verbundenen Modifikation der turbulenten Flüsse begründet. Die genauen Zusammenhänge bedürfen hier jedoch noch weiteren Untersuchungen. Die Auswirkungen auf das Strömungsfeld insgesamt sind jedoch sehr gering. In den Gebieten „SSW“ und „HA“ ergeben sich praktisch keine Veränderungen der Strömungsmuster.

Die Einführung realer Werte des Flächenanteils von Nadel- und Laubwald führt zu keinerlei Veränderungen der bodennahen Strömung (Abbildung 5.19). Dies gilt sowohl gegenüber der Simulation mit realen Werten für z_0 als auch gegenüber der mit realen Bodenarten.

Die Begünstigung von Konvektion in den Gebieten „SBA“, „SSW“ und „HA“ durch eine bodennahe Konvergenz bleibt somit auch bei der beschriebenen weiteren Aufhebung der Idealisierung bestehen.

5.4.3 Sensitivitätsstudie zu Strahlung und Niederschlag

Mit der Berücksichtigung der Strahlungsflüsse wird eine weitere Idealisierung der Simulationen aufgehoben. Idealisiert sind damit nur noch die meteorologischen Randbedingungen mit dem konstanten mittleren Radiosondenprofil. Als obere Randbedingung für die Strahlungsflüsse wird die im Sommer im Untersuchungsgebiet maximal mögliche solare Einstrahlung am 21. Juni angenommen.

Unter Berücksichtigung der Strahlungsflüsse kühlen sich die bodennahen Luftschichten aufgrund der langwelligen Ausstrahlung über Nacht ab. Tagsüber kommt es durch die kurzwellige solare Einstrahlung zu einer starken bodennahen Erwärmung. In der Simulation ergeben sich damit keine stationären Verhältnisse mehr und der zeitliche Verlauf muss mit berücksichtigt werden. Die 36-stündige Simulation startet für den 20. Juni um 12 UTC, da die meteorologischen Randbedingungen die atmosphärischen Verhältnisse zu dieser Tageszeit repräsentieren. Die Auswertung findet für den 21. Juni statt.

Die Temperaturen in 2 m Höhe gehen am 21. Juni bis um 06 UTC auf rund 23°C im Rheintal und 18°C im Südschwarzwald zurück. Die Struktur der bodennahen Divergenz verändert sich dabei jedoch nur wenig (Abbildung 5.20). Lediglich das Konvergenzgebiet nördlich der Schwäbischen Alb intensiviert sich aufgrund einer verstärkten Bildung von Schwerewellen sowie einer leichten Winddrehung auf westlichere Richtungen in Neckar- und Filstal. Diese Winddrehung wird von einem Berg-Talwindssystem verursacht, das in der Nacht eine Strömung von der Schwäbischen

Alb in die Täler nördlich davon bewirkt. Ab den Morgenstunden kommt es zu einer Drehung der Windrichtung, die ab dem frühen Vormittag zu einer Strömung aus den Tälern in Richtung Schwäbischer Alb führt. Das gleiche Phänomen ist auch an der Westseite des Schwarzwalds in das Rheintal hinein zu beobachten. Bis zu den frühen Morgenstunden führt dies vor allem an der Ostseite des Nordschwarzwalds zur Ausbildung einer Konvergenzzone (Abbildung 5.20), die sich bis um 08 UTC jedoch wieder vollständig auflöst.

Im weiteren Verlauf steigen die Temperaturen in 2 m Höhe bis um 12 UTC durch die solare Einstrahlung um rund 10°C an und erreichen dabei Werte zwischen 26°C im Südschwarzwald und 35°C im Rheintal. Diese hohen bodennahen Temperaturen führen zu einer starken Labilisierung der atmosphärischen Schichtung. Um 10 UTC kommt es daher zur ersten Bildung von flachen Wolken nordöstlich des Südschwarzwalds (Abbildung 5.21 mitte). In der folgenden Stunde bilden sich auch nördlich der Schwäbischen Alb erste flache Wolken (Abbildung 5.21 unten).

Es ist dabei ein deutlicher Zusammenhang zwischen der bodennahen Strömungskonvergenz beziehungsweise den Schwerewellen und den Orten der ersten Wolkenbildung zu erkennen (Abbildung 5.21 oben). Diese Strömungseffekte begünstigen folglich, wie bereits mehrfach postuliert, die Auslösung von Konvektion sowie die damit verbundene Bildung von Wolken. Aufgrund der sehr labilen Schichtung der Atmosphäre breiten sich die Wolken im Folgenden sowohl horizontal als auch vertikal weiter aus. Zu ersten Niederschlägen kommt es gegen 13 UTC, unter anderem in den beschriebenen Bereichen der ersten Wolkenbildung nordöstlich des Südschwarzwalds und nördlich der Schwäbischen Alb (Abbildung 5.22). Im weiteren Verlauf breiten sich diese mit zunehmender Niederschlagsintensität über große Teile des Untersuchungsgebiets aus. Die Effekte der Strömungsmodifikation durch die Konvektion dominieren dabei die Strömungsverhältnisse und machen die Identifikation möglicher Auswirkungen der Berg-Talwindssysteme praktisch unmöglich. Die Ergebnisse ab den Mittagsstunden sind aufgrund ausgeprägter Randeffekte im Modell allerdings nicht mehr belastbar. Die Gradienten vor allem der bodennahen Temperatur

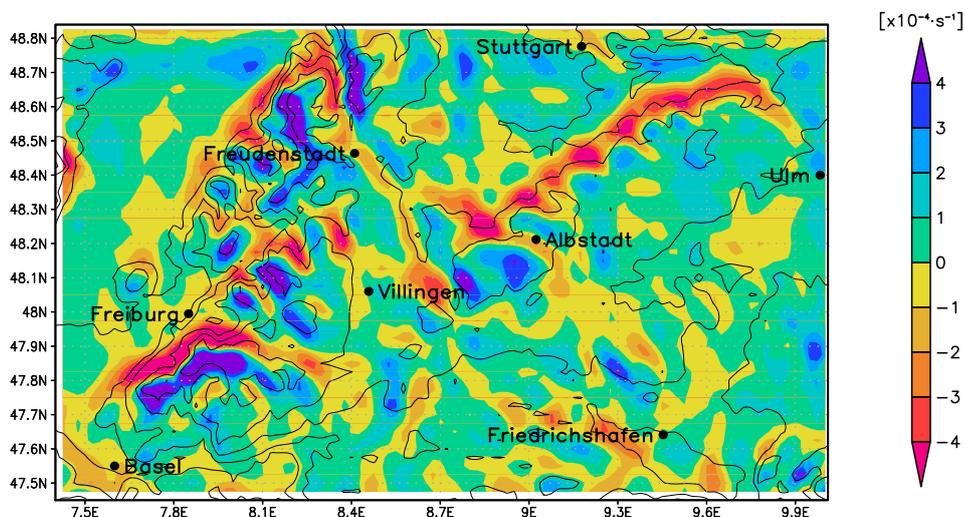


Abb. 5.20: Divergenz in 10 m Höhe der Simulation mit Strahlung um 06 UTC.

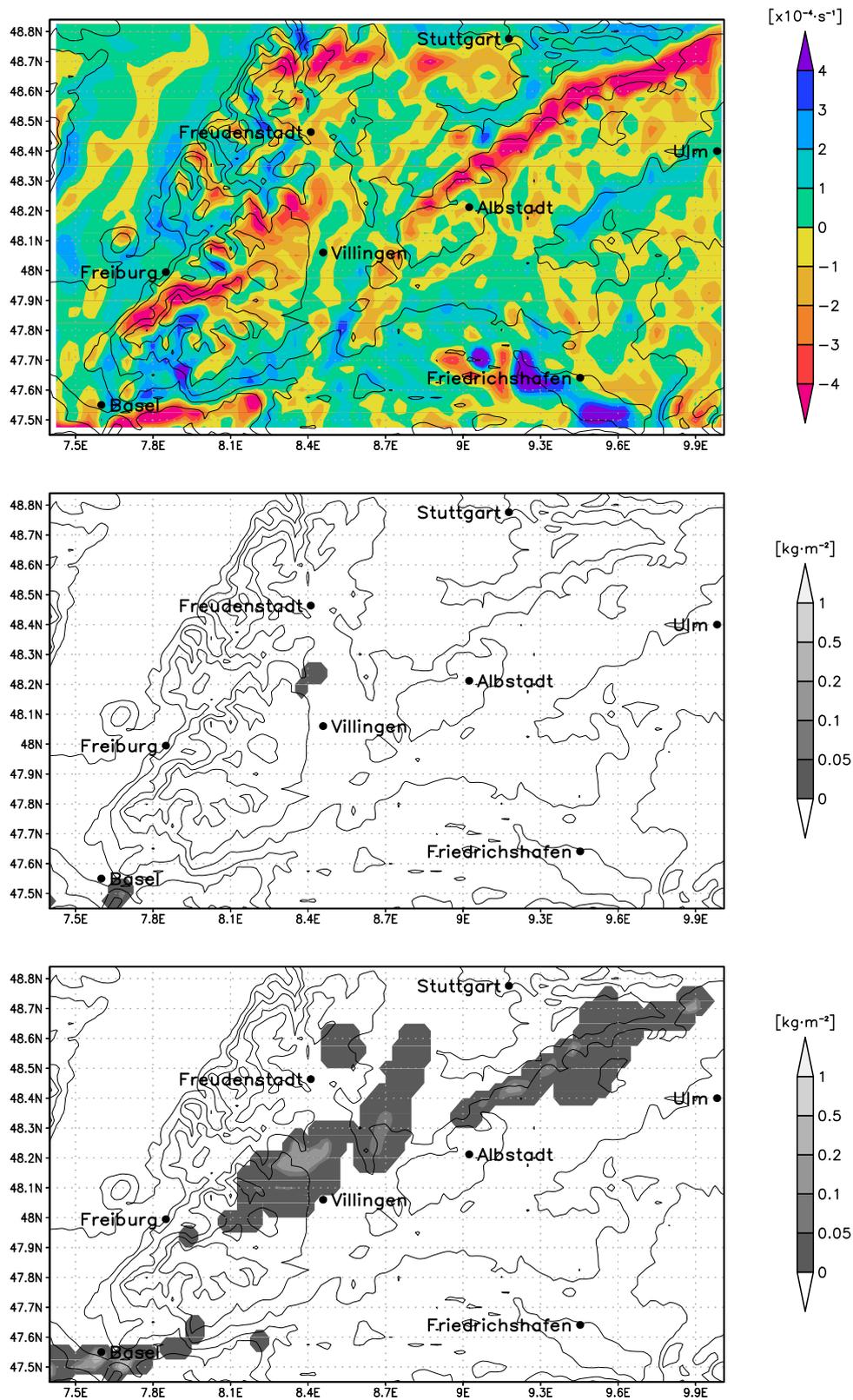


Abb. 5.21: Divergenz in 10 m Höhe (oben) und Wolken (mitte) um 10 UTC sowie Wolken um 11 UTC der Simulation mit Strahlung.

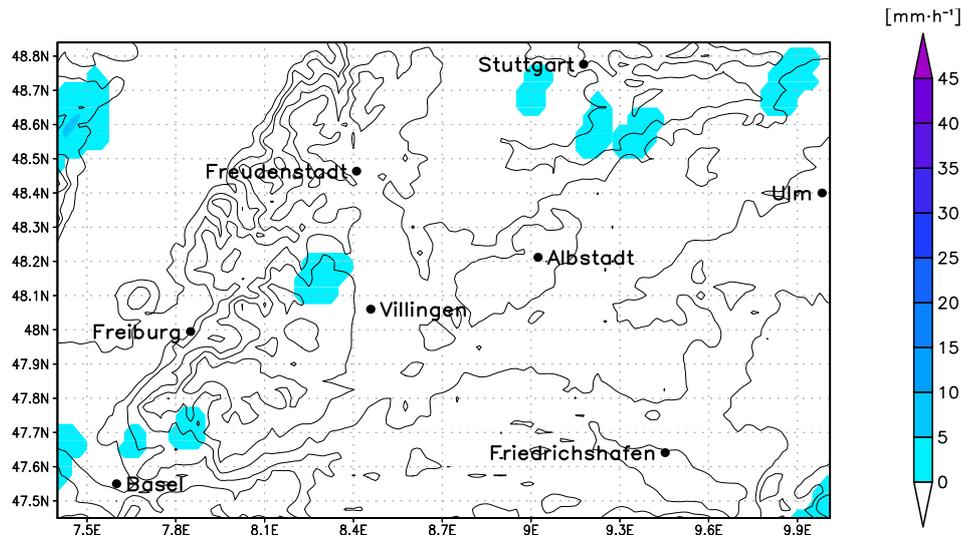


Abb. 5.22: Akkumulierter Niederschlag über 1 h der Simulation mit Strahlung um 13 UTC.

zwischen Modellrand und Untersuchungsgebiet werden hier zu groß. Für nähere Untersuchungen wäre ein größeres Modellgebiet in Richtung Norden und Osten notwendig, um die Verhältnisse realistisch simulieren zu können.

Festzuhalten bleibt, dass die bodennahe Konvergenz beziehungsweise die Schwerewellen offensichtlich einen entscheidenden Einfluss auf die Auslösung von Konvektion haben und damit die in den vorigen Kapiteln gefundenen Strukturen des Strömungsfelds für hochreichende Konvektion relevant sind.

5.5 Sensitivitätsstudie zu Feuchte und Niederschlag

Der Einfluss des Feuchtegehalts und damit der Stabilität der Atmosphäre wird mit Hilfe des in Kapitel 3.3 beschriebenen Weisman-Klemp-Profiles untersucht. Mit diesem werden realistische Vertikalprofile für verschiedene Werte der spezifischen Feuchte in der Grenzschicht berechnet. Die bodennahe spezifische Feuchte wird dabei zwischen 10 und 20 g kg^{-1} in Schritten von erst 2 und dann 1 g kg^{-1} variiert. Im Referenzlauf liegt der Wert der spezifischen Feuchte zwischen knapp 11 g kg^{-1} in 0 m ü. NN und 8 g kg^{-1} in Höhe des Hebungskondensationsniveaus, bis zu welchem der bodennahe Wert beim Weisman-Klemp-Profil konstant gehalten wird. Bei den Verhältnissen im Referenzlauf kommt es zu keiner Bildung von Wolken und damit auch zu keinen Niederschlägen.

Bei allen Simulationen in diesem Kapitel mit dem Weisman-Klemp-Profil kommt es im Bereich der Alpen stellenweise zur Bildung von Wolken. In eng begrenzten Gebieten sind diese mit sehr geringen Niederschlägen von meist weniger als $0,05 \text{ mm h}^{-1}$ verbunden. Dies hat jedoch keine Auswirkungen auf die Strömungsverhältnisse im Untersuchungsgebiet. Ab Werten der spezifischen Feuchte in der Grenzschicht von 14 g kg^{-1} ist eine erste Bildung von Wolken über dem südlichen Teil der Schwäbischen Alb und dem südlichen Schwarzwald zu beobachten. Diese lösen

sich allerdings schon nach weniger als 2 h Simulationszeit wieder auf. Niederschläge bleiben bis auf ein sehr eng begrenztes Ereignis über dem Südschwarzwald mit Intensitäten $< 0,05 \text{ mm h}^{-1}$ jedoch aus. Bei Werten der spezifischen Feuchte von 15 g kg^{-1} ist im Untersuchungsgebiet in den ersten 2 h der Simulation verbreitet die Bildung von Wolken zu beobachten, welche sich im weiteren Verlauf jedoch schnell wieder auflösen. Zu nennenswerten Niederschlägen kommt es nicht, und auch die Strömungsverhältnisse bleiben gegenüber dem Referenzlauf weitgehend unverändert (Abbildung 5.23).

Bei $q = 15 \text{ g kg}^{-1}$ in Bodennähe bewirkt allerdings schon eine Drehung des Winds um $+30^\circ$ die Auslösung von zwei konvektiven Zellen. An der mittleren bodennahen Divergenz in den Auswertebieten „SSW“ und „KT“ ist dieser Unterschied gut zu erkennen (Abbildung 5.25). Zu erstem Niederschlag kommt es bei der einen Zelle schon innerhalb der ersten Stunde der Simulation

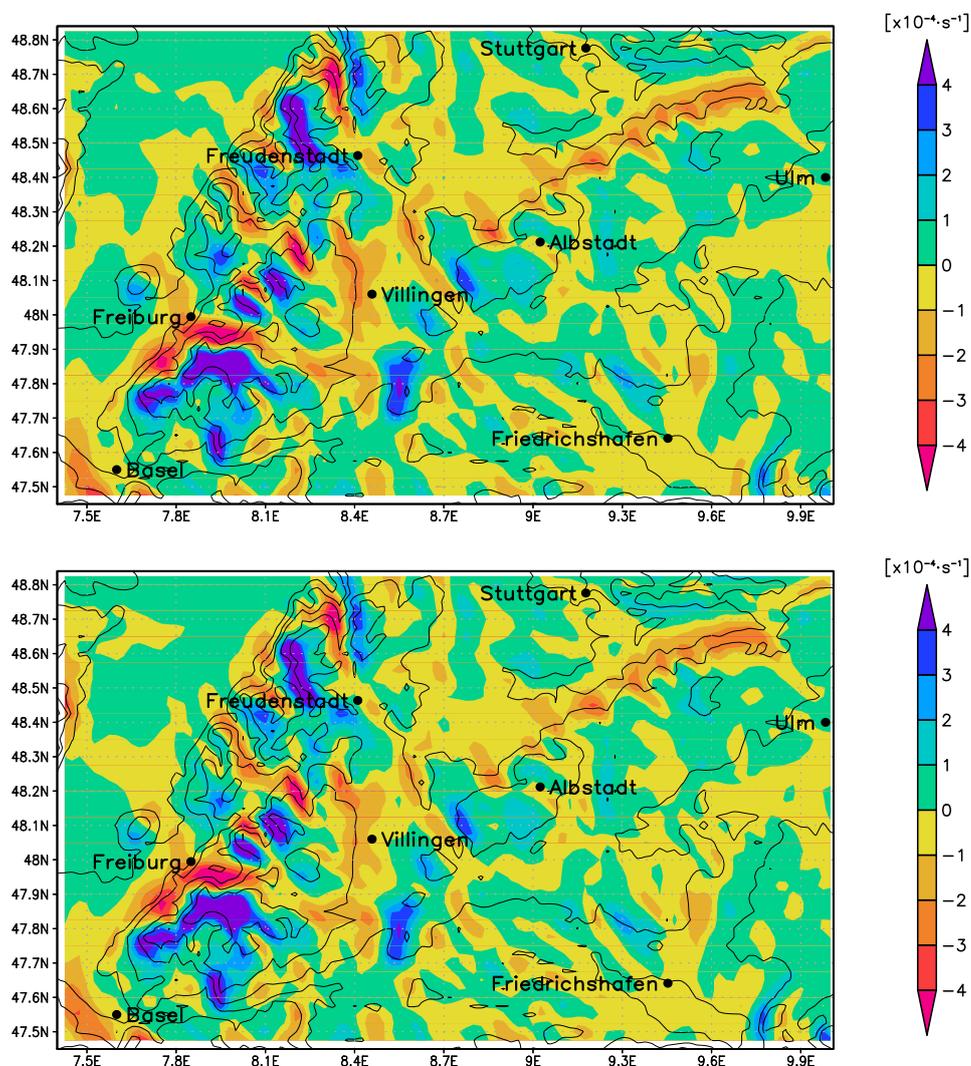


Abb. 5.23: Divergenz in 10 m Höhe bei erhöhtem Feuchtegehalt der Atmosphäre gegenüber dem Referenzlauf mit einer bodennahen spezifischen Feuchte von 12 g kg^{-1} (oben) und 15 g kg^{-1} (unten).

über den Vogesen und bei der anderen innerhalb von weniger als 2 h östlich des Südschwarzwalds (Abbildung 5.24 oben). Im weiteren Verlauf ziehen diese mit maximalen akkumulierten Niederschlagsmengen von rund 20 mm h^{-1} mit dem mittleren Wind in Richtung Nordosten. Dies bewirkt erwartungsgemäß auch große Veränderungen der Strömungsverhältnisse im Bereich der Zellen. Diese Effekte sind deutlich stärker als die im Referenzlauf beobachteten Modifikationen der Strömung durch die Orografie (Abbildung 5.24 unten). Nach Durchzug der Zellen stellen sich nach einigen Stunden im Wesentlichen jedoch wieder die Strömungsverhältnisse des Referenzlaufs ein. Nur im Bereich der Schwäbischen Alb reichen die 12 h Simulationszeit hierfür nicht aus, da die letzte konvektive Zelle erst nach etwa 10 h das Untersuchungsgebiet nördlich von Ulm verlässt.

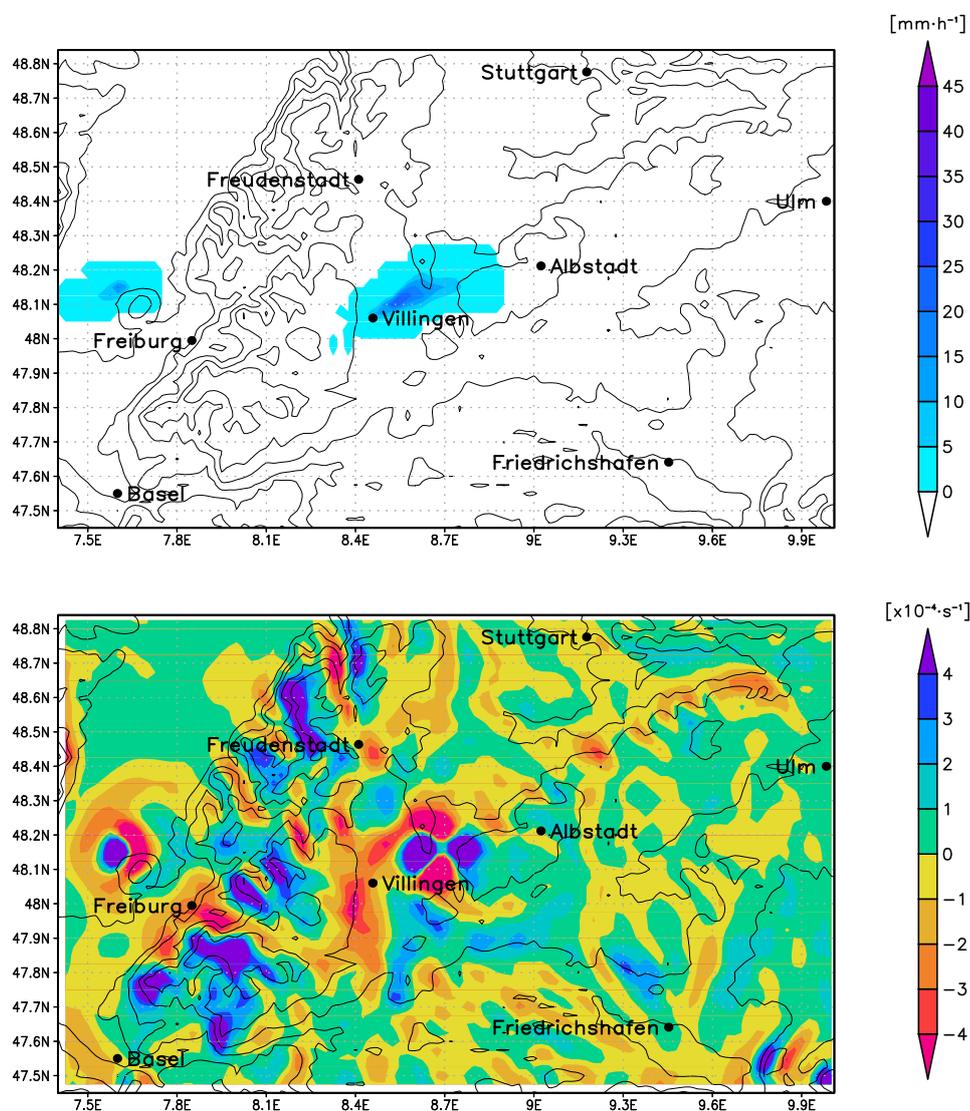


Abb. 5.24: Akkumulierter Niederschlag über 1 h (oben) und Divergenz in 10 m Höhe (unten) nach 3 h bei gedrehter Windrichtung um $+30^\circ$ gegenüber dem Referenzlauf und erhöhtem Feuchtegehalt der Atmosphäre mit einer bodennahen spezifischen Feuchte von 15 g kg^{-1} .

Bei einer spezifischen Feuchte von 16 g kg^{-1} in der Grenzschicht entstehen auch ohne Drehung des Winds mehrere Zellen an verschiedenen Stellen im Modellgebiet. Ausgelöst werden diese im Bereich des Schweizer Jura, der Vogesen, des Schwarzwalds sowie der Schwäbischen Alb. Sie erreichen bei ihrer weiteren Entwicklung akkumulierte Niederschlagsmengen bis über 40 mm h^{-1} .

Der Regimewechsel von Simulationen ohne Auftreten von Niederschlag zu solchen mit Niederschlag ist auch sehr gut an den Werten der mittleren Divergenz in den Auswertebereichen festzumachen (Abbildung 5.25). Bis zu einer spezifischen Feuchte in der Grenzschicht von $q = 15 \text{ g kg}^{-1}$ sind hier kaum Veränderungen der mittleren Divergenzwerte zu erkennen. Bei einer weiteren Erhöhung der Feuchte kommt es durch die Auslösung von Konvektionszellen zu starken Modifikationen der bodennahen Strömung und damit auch der mittleren Divergenz in den Auswertebereichen. Nach der Auslösung von Konvektion ist das Strömungsfeld nicht mehr stationär. Damit können die dargestellten Werte der Simulationen mit Konvektion und resultierendem Niederschlag nur einer prinzipiellen Einordnung des Einflusses dieser Ereignisse auf die bodennahen Strömungsverhältnisse und dessen Größenordnung dienen. Die quantitativen Unterschiede im Einzelnen können dabei zufällig sein.

Festzuhalten bleibt, dass eine Veränderung der Stabilität bzw. des Feuchtegehalts der Atmosphäre allein zu keinen Veränderungen der bodennahen Strömung führt. Erst mit der Bildung von konvektiven Zellen und damit verbundenem Niederschlag, kommt es zu einer maßgeblichen Veränderung der Strömungsverhältnisse.

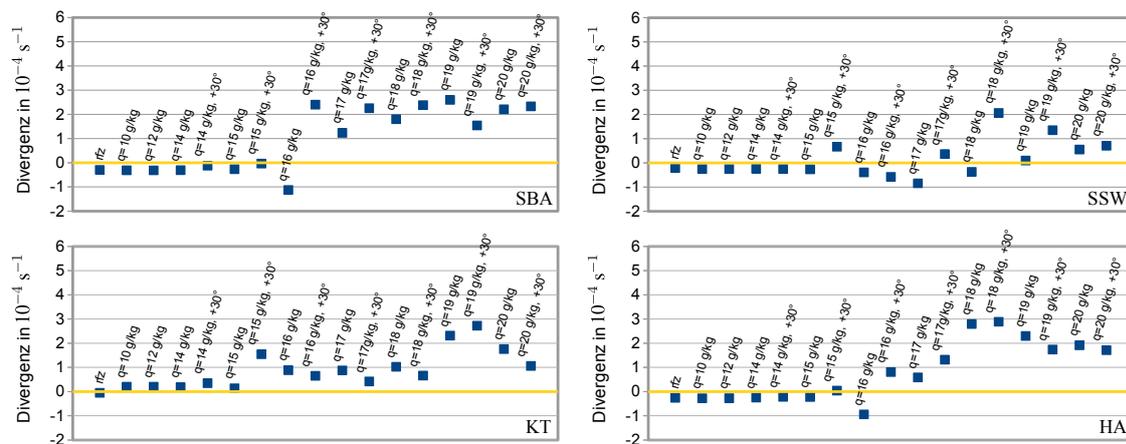


Abb. 5.25: Mittlere Divergenz in 10 m Höhe in den Auswertebereichen „SBA“ (oben links), „SSW“ (oben rechts), „KT“ (unten links) und „HA“ (unten rechts) bei erhöhtem Feuchtegehalt der Atmosphäre und teilweise gedrehter Windrichtung um $+30^\circ$ gegenüber dem Referenzlauf sowie dem Referenzlauf („rfz“) jeweils links.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war die systematische Identifikation von Strömungseffekten über Südwestdeutschland, die die Auslösung oder Verstärkung von Konvektion begünstigen können. Das Untersuchungsgebiet umfasste dabei große Teile Baden-Württembergs mit dem Schwarzwald und der Schwäbischen Alb als orografisch bestimmende Mittelgebirge. Zur Analyse der Strömungseffekte wurden semi-idealisierte Modellsimulationen mit dem Wettervorhersagemodell COSMO durchgeführt, die mit einem mittleren Vertikalprofil der atmosphärischen Bedingungen an Hageltagen initialisiert wurden. Dabei war gerade das bessere Verständnis dieser intensiven Ereignisse, die zu hohen Schäden führen können, von großem Interesse. Sensitivitätsanalysen mit Simulationen unter jeweils leicht veränderten Randbedingungen, vor allem der Anströmung, der Stabilität der atmosphärischen Schichtung sowie der Orografie, sollten zeigen in welchem Parameterbereich die identifizierten Strömungseffekte auftreten. Auf diese Weise konnten in Baden-Württemberg drei orographische Strömungseffekte identifiziert werden, die bei den betrachteten typischen atmosphärischen Verhältnissen an Hageltagen systematisch auftreten.

Zum einen kommt es durch die Umströmung des Südschwarzwalds zu einer bodennahen Konvergenz der Strömung im Lee nordöstlich davon. Außerdem ist eine Überströmung der Schwäbischen Alb von Süden her zu beobachten, die zur Ausbildung eines großräumigen Bereichs mit bodennaher Strömungskonvergenz nördlich der Schwäbischen Alb führt. Zusätzlich kommt es hier zur Auslösung von Schwerewellen, die die bodennahe Konvergenz verstärken. Am Nord- und Südschwarzwald werden ebenfalls Schwerewellen mit noch höheren Vertikalgeschwindigkeiten ausgelöst. Neben deren Auswirkungen auf die bodennahen Strömungskonvergenzen beispielsweise im Kinzigtal zwischen Nord- und Südschwarzwald können die Aufwindbereiche dieser Wellen auch in höheren Atmosphärenschichten Konvektion auslösen oder verstärken.

Die im Weiteren durchgeführten Sensitivitätsanalysen geben Aufschluss über den Einfluss verschiedener meteorologischer Parameter wie die Anströmungsrichtung- und geschwindigkeit sowie die spezifische Feuchte auf das Strömungsfeld und damit auch die bodennahe Konvergenz und die Schwerewellen. Außerdem kann mit diesen Analysen der Einfluss der Orografie und der Rauigkeitslänge auf die genannten Strömungsphänomene untersucht werden.

Die Anströmungsrichtung bestimmt demnach maßgeblich, wo es im Untersuchungsgebiet zu den entscheidenden Modifikationen der Strömung kommt. Im Fall der Konvergenzzone nördlich der Schwäbischen Alb bestimmt die Richtung der bodennahen Anströmung zusätzlich die Stärke der

Konvergenz in diesem Bereich, wobei die Windkomponente in nordwestlicher Richtung senkrecht zur Schwäbischen Alb hier entscheidend ist. Die Anströmungsgeschwindigkeit bestimmt über einen großen Wertebereich ausschließlich die Intensität der oben angesprochenen Strömungseffekte. Die Struktur des Strömungsfelds verändert sich erst ab einer Erhöhung der Windgeschwindigkeit um 50%, wobei dabei zunehmend auch im Fall des Schwarzwalds Überströmungseffekte und vor allem Schwerewellen die Strömungsverhältnisse dominieren. Die Umströmung des Südschwarzwalds verliert bei höheren Windgeschwindigkeiten an Bedeutung. Die Froude-Zahl hat sich dabei als geeignete Maßzahl für die grundsätzliche Charakterisierung der Strömungsregime gezeigt. Da im Bereich der Schwäbischen Alb eine Umströmung schon bei den ursprünglichen Bedingungen kaum eine Rolle spielt, kommt es hier erst ab einer Erhöhung der Windgeschwindigkeit um +100% $+4 \text{ m s}^{-1}$ zu einer Veränderung der Strömungsmuster, jedoch ausschließlich im westlichen Bereich. Dabei schwächt sich die Strömungskonvergenz im Bereich des Neckartals aufgrund einer geringeren Ablenkung der Strömung durch die Schwäbische Alb und einer damit verbundenen Verringerung der Überströmung ab. In einem großen Bereich nördlich des östlichen Teils der Schwäbischen Alb intensiviert sich die Konvergenz noch weiter. Grundsätzlich wirkt die Erhöhung der Windgeschwindigkeit über einen weiten Wertebereich überwiegend verstärkend auf die bodennahe Konvergenz. Außerdem intensivieren sich dabei die vorhandenen Schwerewellen sehr stark, wobei sich die Neigung ihrer Phasenlinien stromauf verringert. Die Aufwindbereiche der Wellen könnten ein entscheidender Mechanismus vor allem bei der Auslösung von Konvektion sein. Allerdings ist dieser Zusammenhang bisher noch wenig erforscht, da Schwerewellen von operationellen Messsystemen nicht erfasst werden können.

Der genaue Einfluss der verschiedenen orografischen Erhebungen im Untersuchungsgebiet wurde mit einer systematischen Veränderungen der Geländehöhe an verschiedenen Stellen bei konstanten atmosphärischen Randbedingungen untersucht.

Simulationen mit geringeren Höhen der Schwäbischen Alb sowie solche ohne die Täler nördlich der Schwäbischen Alb haben gezeigt, dass zusätzlich zu den Strömungseffekten durch das Mittelgebirge selbst, das Neckar- und Filstal verstärkend auf die Konvergenz des Strömungsfelds in diesem Bereich wirken, indem sie die Strömung dort zusätzlich verzögern. Eine Verringerung der Höhe des Schwarzwalds hingegen hat hier keinen Einfluss. Dieser bestimmt allerdings die bodennahen Strömungsverhältnisse im Kinzigtal sowie westlich der Schwäbischen Alb und südlich von Freudenstadt, wo es zu einer bodennahen Konvergenz der Strömung kommt und die Auslösung und Verstärkung von Konvektion damit begünstigt wird. Außerdem hat sich gezeigt, dass die Auslösung von Schwerewellen am Nordschwarzwald durch das Kinzigtal stark begünstigt wird. Für die Umströmung des Südschwarzwalds ist dieses genau wie der Taleinschnitt zwischen Schwäbischer Alb und Südschwarzwald allerdings nicht entscheidend. Diese findet unter leichter Abschwächung auch bei einer Auffüllung der beiden Täler statt. Eine Vertiefung dieser Täler führt dagegen zu einer etwas verstärkten Umströmung des Südschwarzwalds und damit zu einer erhöhten Strömungskonvergenz nordöstlich davon. Diese Effekte sind allerdings verhältnismäßig schwach ausgeprägt.

Eine Erhöhung der Rauigkeitslänge im Modellgebiet wirkt sich wie eine Verringerung der Windgeschwindigkeit aus und führt zu keiner entscheidenden Veränderung der Strömungsmuster. Die Einführung der in den operationellen Simulationen verwendeten Rauigkeitslänge sowie der entsprechenden Bodenarten und des realen Flächenanteils von Wald führt ebenfalls zu keinen wesentlichen Veränderungen der Strömungsverhältnisse. Die gefundenen Strömungseffekte treten folglich auch bei einer weiteren Aufhebung der Idealisierung der Simulationen auf und erweisen sich damit als systematisch auftretende Phänomene, die zur Auslösung oder Verstärkung von Konvektion beitragen können.

Die Berücksichtigung von sommerlichen Strahlungsverhältnissen führt aufgrund einer starken bodennahen Erwärmung zu einer starken Labilisierung der atmosphärischen Schichtung und es kommt ab den Mittagsstunden verbreitet zu Schauern im Modellgebiet. Bemerkenswert ist dabei ein offensichtlicher Zusammenhang zwischen der bodennahen Konvergenz der Strömung sowie den Schwerewellen und der Auslösung von Konvektion. Die ersten Wolken und nachfolgenden Schauer bilden sich in Bereichen mit einem starken Hebungsantrieb durch die genannten Strömungseffekte nordöstlich des Südschwarzwalds sowie nördlich der Schwäbischen Alb.

Eine schrittweise Erhöhung der spezifischen Feuchte in den Simulationen zeigt, dass diese kaum einen Einfluss auf die Strömung hat. Erst die Auslösung von Konvektion ab Werten der spezifischen Feuchte in der Grenzschicht von 15 g kg^{-1} führt erwartungsgemäß zu einer entscheidenden Veränderung der Strömung. Die erste Auslösung von konvektiven Zellen findet dabei unter anderem östlich des Südschwarzwalds im Bereich von bodennaher Konvergenz der Strömung statt.

Eine bodennahe Strömungskonvergenz ist dabei natürlich nicht der einzige Antrieb bei der Auslösung oder Verstärkung von Konvektion. Die Stabilität der atmosphärischen Schichtung und der Feuchtegehalt in der Grenzschicht sind hier ebenfalls sehr wichtig. Die räumliche Variabilität der Stabilität der atmosphärischen Schichtung in Baden-Württemberg wurde auf Grundlage von ERA40-Reanalysen bereits von Brombach (2010) mithilfe von Konvektionsindizes, die ein Maß für das Konvektionspotential in der Atmosphäre sind, untersucht. Dabei zeigen die Indizes an Gewitter- und Hageltagen eine sehr geringe räumliche Variabilität. Einige Indizes zeigen lediglich eine direkte Abhängigkeit von der Geländehöhe mit einem geringeren Potential für hochreichende Konvektion in höher gelegenen Regionen. Gleiches gilt für die räumliche Verteilung der bodennahen spezifischen Feuchte. Dies steht der aus verschiedenen zuverlässigen und unabhängigen Datensätzen ermittelten hohen räumlichen Variabilität in der Auftretenswahrscheinlichkeit von Gewittern entgegen, die beispielsweise aus Radardaten (Puskeiler, 2009) oder Blitzdaten (Damian, 2011) abgeleitet werden. In vielen Regionen ist die beobachtete Auftretenswahrscheinlichkeit von Gewittern sogar in Bereichen erhöht, in denen das mittlere Konvektionspotential sowie die bodennahe spezifische Feuchte an Hagel- und Gewittertagen niedriger ist als in angrenzenden Gebieten. Die bodennahe Strömungskonvergenz ist hier ein möglicher Mechanismus, der eine entsprechende räumliche Variabilität aufweist und die Auslösung der Konvektion begünstigen könnte.

Dieser Zusammenhang bedarf jedoch noch weiteren anschließenden Forschungsarbeiten. So sollte die Rolle der Schwerewellen bei der Auslösung oder Verstärkung von Konvektion noch näher untersucht werden. Hierzu bieten sich beispielsweise Fallstudien einzelner Konvektionszellen in idealisierten Simulationen an, um die einzelnen Mechanismen, die zur Bildung und Entwicklung der Zellen beitragen, ermitteln zu können.

Außerdem wäre mithilfe idealisierter Modellstudien die Untersuchung weiterer Regionen interessant, in denen ebenfalls eine große räumliche Variabilität in der Auftretenswahrscheinlichkeit von Gewittern vorliegt, um herauszufinden ob dort ähnliche Strömungseffekte identifiziert werden können. Anbieten würde sich hier beispielsweise die Region rund um das Erzgebirge im Osten Deutschlands, in der Damian (2011) eine stark erhöhte jährliche Blitzdichte festgestellt hat.

Literaturverzeichnis

- Auer, A. H., 1972: Distribution of graupel and hail with size. *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 325–328. 16
- Barthlott, C., J. W. Schipper, N. Kalthoff, B. Adler, K. C., A. Blyth, und S. Mobbs, 2010: Model representation of boundary-layer convergence triggering deep convection over complex terrain: A case study from COPS. *Atmos. Res.*, **95**, 172–185. 27
- Barthlott, C., et al., 2011: Initiation of deep convection at marginal instability in an ensemble of mesoscale models: A case-study from COPS. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 118–136. 34
- Bartholomé, E., et al., 2002: GLC 2000 Global Land Cover mapping for the year 2000: Project status november 2002. Technische Dokumentation, Joint Research Centre, European Commission, Ispra, Italy. 44
- Beheng, K. D., 2010: Hagelentstehung und Hagelabwehr - Ein wissenschaftlicher Überblick über den derzeitigen Kenntnisstand -. Wissenschaftlicher Bericht, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 89 S. 1
- Blahak, U., 2011: New implementation of idealized cases in the COSMO-model. Technische Dokumentation, Deutscher Wetterdienst, 30 S. 34
- Brombach, J., 2010: Analyse der räumlichen Variabilität der Konvektionsbedingungen aus hochaufgelösten Reanalysedaten. Seminararbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 64 S. 1, 89
- Browning, K. A., et al., 1976: Structure of an evolving hailstorm, Part V: Synthesis and implications for hail growth and hail suppression. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 603–610. 13
- Byers, H. R. und H. R. Rodebush, 1948: Causes of thunderstorms of the Florida peninsula. *J. Meteorol.*, **5**, 275–280. 27
- Chu, C.-M. und Y.-L. Lin, 2000: Effects of orography on the generation and propagation of mesoscale convective systems in a two-dimensional conditionally unstable flow. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 3817–3837. 27
- Crook, N., 1996: Sensitivity of moist convection forced by boundary layer processes to low-level thermodynamic fields. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 1767–1785. 16

- Damian, T., 2011: Blitzdichte im Zusammenhang mit Hagelereignissen in Deutschland und Baden-Württemberg. Seminararbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 65 S. 2, 29, 89, 90
- David, F. und C. Kottmeier, 1986: Ein Beispiel für eine Hügelüberströmung mit nahezu kritischer Froudezahl. *Meteorol. Rdsch.*, **39**, 133–138. 9, 20
- Doms, G., 2011: A description of the nonhydrostatic regional COSMO model, Part I: Dynamics and numerics. Technische Dokumentation, Consortium for Small-Scale Modelling, 147 S. 31
- Doms, G., et al., 2011: A description of the nonhydrostatic regional COSMO model, Part II: Physical parameterization. Technische Dokumentation, Consortium for Small-Scale Modelling, 154 S. 45, 77, 78
- Doswell III, C. A., 1982: *The operational meteorology of convective weather, Volume I: Operational mesoanalysis*. NOAA Technical Memorandum NWS NSSFC-5, 102 S. 10
- Etling, D., 2008: *Theoretische Meteorologie - Eine Einführung*. Springer-Verlag, 376 S. 8, 17, 20
- Gölz, I., 2011: Analyse der vorkonvektiven Strömungsbedingungen an Hagelschadentagen über Süddeutschland. Seminararbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 57 S. 19, 21, 50, 51
- Groenemeijer, P., 2009: Convective storm development in contrasting thermodynamic and kinematic environments. Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe (TH), 92 S. 27
- Gysi, H., 1998: Orographic influence on the distribution of accumulated rainfall with different wind directions. *Atmos. Res.*, **47-48**, 615–633. 2
- Häckel, H., 1999: *Meteorologie*. Ulmer, Stuttgart, 448 S. 16
- Hagen, M., J. van Baelen, und E. Richard, 2011: Influence of the wind profile on the initiation of convection in mountainous terrain. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 224–235. 27
- Hauck, C., C. Barthlott, L. Krauss, und N. Kalthoff, 2011: Soil moisture variability and its influence on convective precipitation over complex terrain. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 42–56. 27
- Houze, R. A. J., 1993: *Cloud dynamics*. Academic Press, 573 S. 13, 16, 26
- Hunt, J. C. R. und W. H. Snyder, 1980: Experiments on stably and neutrally stratified flow over a model three-dimensional hill. *J. Fluid Mech.*, **96**, 671–704. 21
- Jiang, Q., 2003: Moist dynamics and orographic precipitation. *Tellus*, **55A**, 301–316. 23
- Kalthoff, N., et al., 2009: The impact of convergence zones on the initiation of deep convection: A case study from COPS. *Atmos. Res.*, **93**, 680–694. 27

- Kirshbaum, D. J., 2011: Cloud-resolving simulations of deep convection over a heated mountain. *Amer. Meteor. Soc.*, **68**, 361–378. 2
- Kirshbaum, D. J. und R. B. Smith, 2008: Temperature and moist-stability effects on midlatitude orographic precipitation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 1183–1199. 26
- Knight, C. A. und N. C. Knight, 2001: Hailstorms. *Severe Convective Storms, Meteor. Monogr. No. 50, Amer. Meteor. Soc.*, **28**, 223–249. 15
- Knight, N. C. und A. J. Heymsfield, 1983: Measurement and interpretation of hailstone density and terminal velocity. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1510–1516. 16
- Kottmeier, C. und F. Fiedler, 2006: Vertikaler Austausch über Mittelgebirgen. *promet*, **32**, 25–33. 17
- Kottmeier, C., et al., 2008: Mechanisms initiating deep convection over complex terrain during COPS. *Meteorol. Z.*, **17**, 931–948. 27
- Kunz, M., 2003: Simulation von Starkniederschlägen mit langer Andauer über Mittelgebirgen. Dissertation, Wiss. Berichte d. Instituts für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH), Nr. 31, 170 S. 26
- Kunz, M., 2007: The skill of convective parameters and indices to predict isolated and severe thunderstorms. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **7**, 327–342. 38
- Kunz, M., 2011: Amplification of atmospheric processes over low mountain ranges and their relevance for severe weather events. Habilitationsschrift, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 184 S. 22
- Kunz, M., C. Hauck, und C. Kottmeier, 2006: Skript Meteorologische Naturgefahren WS 2007/08. *Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Uni Karlsruhe*, 105 S. 7, 13
- Kunz, M. und M. Puskeiler, 2010: High-resolution assessment of the hail hazard over complex terrain from radar and insurance data. *Meteorol. Z.*, **19**, 427–439. 2, 27, 28
- Kunz, M., J. Sander, und C. Kottmeier, 2009: Recent trends of thunderstorm and hailstorm frequency and their relation to atmospheric characteristics in southwest Germany. *Int. J. Climatol.*, **29**, 2283–2297. 1, 38
- Kurz, M., 1990: *Synoptische Meteorologie*. Deutscher Wetterdienst, 197 S. 10
- Lozowski, E. P. und A. G. Beattie, 1979: Measurements of the kinematics of natural hailstones near the ground. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **105**, 453–459. 16
- Maddox, R. A., 1980: Mesoscale convective complexes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **61**, 1374–1387. 13

- Matson, R. J. und A. W. Huggins, 1980: The direct measurement of the sizes, shapes and kinematics of falling hailstones. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1107–1125. 16
- Münchner Rück, 2008: Highs and lows - weather risks in central europe. Knowledge Series, Münchner Rückversicherungs-Gesellschaft, München, Deutschland. Artikelnummer 302-05482. 1
- Normand, C., 1938: On instability from water vapour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **64**, 47–69. 8
- Orlanski, I., 1975: A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **56**, 527–530. 31
- Pichler, H., 1997: *Dynamik der Atmosphäre*. Spektrum Akademischer Verlag GmbH, 572 S. 18, 19, 25
- Pruppacher, H. R. und J. D. Klett, 1997: *Microphysics of clouds and precipitation*. Springer, 954 S. 15
- Puskeiler, M., 2009: Analyse der Hagelgefährdung durch Kombination von Radardaten und Schadendaten für Südwestdeutschland. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe (TH), 106 S. 2, 28, 38, 58, 89
- Queney, P., 1948: The problem of airflow over mountains: A summary of theoretical studies. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **29**, 16–26. 8
- Rossby, C.-G., 1932: Thermodynamics applied to air mass analysis. *Meteorological Papers, Massachusetts Institute of Technology*, **Vol. I, No. 3**. 5
- Royal Aeronautical Society, 1972: *Characteristics of wind speed in the lower layers of the atmosphere near the ground: Strong winds (neutral atmosphere)*. Eng. Sci. Data Unit, 35 S. 17
- Schipper, J., 2008: Documentation for generating external parameter fields for the COSMO model. Technische Dokumentation, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Forschungszentrum Karlsruhe und Universität Karlsruhe (TH), 28 S. 36, 45
- Schultz, D., P. Schumacher, und C. A. Doswell III, 2000: The intricacies of instabilities. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 4143–4148. 8
- Simmons, A. J. und J. K. Gibson, 2000: The ERA-40 projekt plan. Technische Dokumentation, ERA-40 Project Report Series No. 1, European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, Reading, UK, 60 S. 20
- Smith, R. B., 1979: The influence of mountains on the atmosphere. *Adv. Geophys.*, **21**, 87–230. 17, 22
- Smith, R. B., 1989: Hydrostatic airflow over mountains. *Adv. Geophys.*, **31**, 1–41. 22, 24

- Snyder, W. H., R. S. Thompson, R. E. Eskridge, R. E. Lawson, I. P. Castro, J. T. Lee, J. C. R. Hunt, und Y. Ogawa, 1985: The structure of strongly stratified flow over hills: Dividing-streamline concept. *J. Fluid Mech.*, **152**, 249–288. 21
- Stull, R. B., 1988: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers, 666 S. 9, 18
- Tiedtke, M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1779–1799. 33
- Ulanski, S. L. und M. Garstang, 1978: The role of surface divergence and vorticity in the life cycle of convective rainfall. Part I: Observations and analysis. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1047–1062. 27
- Wang, J. J., R. M. Rauber, H. T. Ochs, und R. E. Carbone, 2000: The effects of the island of Hawaii on offshore rainband evolution. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 1052–1069. 22
- Weisman, M. L. und J. B. Klemp, 1982: The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 504–520. 43, 44
- Wilson, J. W. und W. E. Schreiber, 1986: Initiation of convective storms at radarobserved boundary-layer convergence lines. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 2516–2536. 27
- World Meteorological Organization, 1956: *International Cloud Atlas - Volume 1*. World Meteorological Organization, 155 S. 16
- Wurtele, M., 1957: The three-dimensional lee wave. *Beitr. Phys. Atmos.*, **29**, 242–252. 22, 66
- Xu, K.-M. und D. A. Randall, 2001: Updraft and downdraft statistics of simulated tropical and midlatitude cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1630–1649. 16
- Zängl, G., 2002: An improved method for computing horizontal diffusion in a sigma-coordinate model and its application to simulations over mountainous topography. *Amer. Meteor. Soc.*, **130**, 1423–1432. 34

Danksagung

Gleich zu Beginn gilt mein Dank Prof. Dr. Christoph Kottmeier für die Übernahme des Referats und die Ermöglichung dieser Arbeit sowie das aufmerksame Lesen vor deren Abschluss.

Mein besonderer Dank gilt PD Dr. Michael Kunz für die Betreuung der Arbeit, die Übernahme des Korreferats sowie das ausführliche Korrekturlesen vor Abschluss der Arbeit. Die Zusammenarbeit mit ihm war sehr angenehm und er hatte immer ein offenes Ohr und hilfreiche Hinweise für mich, ohne mir dabei die Freiheit zur Umsetzung eigener Ideen zu nehmen.

Den weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe „Atmosphärische Risiken“, namentlich Martin Busch, Sandra Freudenstein, Petra Kugel, Dipl.-Met. Susanna Mohr, Dipl.-Met. Bernhard Mühr, Dipl.-Met. Marc Puskeiler, Dipl.-Met. Manuel Schmidberger und Gerrit Wörner danke ich sehr herzlich vor allem für die sehr gute Arbeitsatmosphäre. Sehr geholfen haben mir außerdem Anregungen zu meiner Arbeit in der wöchentlichen Arbeitsgruppenbesprechung sowie technische Unterstützung beim Umgang mit COSMO, GrADS und den Radiosondendaten.

Große Unterstützung habe ich im Weiteren von Dr. Ulrich Blahak vom Deutschen Wetterdienst (DWD) bekommen, der das Modul für die idealisierten Studien mit COSMO entwickelt hat. Von ihm kamen stets zeitnah hilfreiche Antworten auf meine Fragen und entsprechende Hilfestellungen bei der Lösung von Problemen, wofür ich mich herzlich bedanke. Ohne ihn wäre meine Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen.

Außerdem gilt mein Dank Prof. Dr. Klaus Dieter Beheng für seine sehr guten Skripte zur theoretischen Meteorologie, die mir oft beim Verständnis der Theorie weitergeholfen haben, sowie für einige gute Literaturhinweise.

Im Weiteren danke ich den Organisatoren des COSMO/CLM Training Course 2011 in Langen, der vor Beginn meiner Diplomarbeit für mich ein hilfreicher Einstieg in die Arbeit mit COSMO war.

Ganz herzlich bedanke ich mich auch bei Dr. Ingeborg Bischoff-Gauß vom Steinbuch Centre for Computing (SCC) für ihre Hilfe beim Ausführen von COSMO auf den Großrechnern des KIT, was zu Beginn meiner Arbeit große Probleme mit sich brachte.

Danken möchte ich außerdem Dr. Hans Schipper für die Bereitstellung von Daten zur Geländehöhe und zu verschiedenen Oberflächenparametern sowie der passenden Routine zur Umrechnung dieser Daten auf das Modellgitter meiner COSMO-Simulationen.

Mein Dank gilt auch Dr. Christian Barthlott für ein interessantes Gespräch über Forschungsergebnisse im Zusammenhang mit meiner Arbeit und die Zurverfügungstellung entsprechender Daten sowie Hilfestellungen beim Umgang mit GrADS.

Außerdem möchte ich mich ganz herzlich bei Janina Badey, Martin Busch, Annette Förster, Sandra Freudenstein, Petra Kugel, Daniel Landvogt, Julian Quinting, Andrea Richter und Gerrit Wörner bedanken für die angenehme Atmosphäre und gute Gesellschaft im Diplomandenraum sowie das gemeinsame Lösen der täglichen Probleme beim Schreiben einer wissenschaftlichen Arbeit. Ich bin immer gern dorthin gekommen! Auch das tägliche gemeinsame Mittagessen in wechselnder Gesellschaft war stets sehr unterhaltsam.

Ganz besonders danke ich auch allen, die mich während des Studiums begleitet haben und dieses für mich zu einem schönen Lebensabschnitt gemacht haben, den ich unter keinen Umständen missen will! Ich verzichte hier auf eine namentliche Nennung, da dies den Rahmen der Danksagung überschreiten würde. Es gibt einfach sehr viele Personen mit denen ich teilweise von Anfang an meine Zeit verbracht habe und bei denen ich sehr froh bin, dass es sie gibt. Und zum Glück bedeutet das Ende des Studiums nicht auch zwingend das Ende dieser Freundschaften!

Sehr große Unterstützung während des gesamten Studiums habe ich immer von meinen Eltern bekommen. Zum einen haben sie mir mein Studium finanziell überhaupt erst ermöglicht und zum anderen haben sie mich ideell stets bedingungslos unterstützt und mir dabei viele Freiräume gelassen, was ich sehr zu schätzen weis und wofür ich mich sehr herzlich bedanke!

An dieser Stelle möchte ich auch meiner Schwester ganz herzlich danken, da sie einfach immer zu mir hält! In ihrer Gesellschaft fühle ich mich stets sehr wohl und habe oft sehr gute Gespräche.

Meiner erweiterten Familie danke ich ebenfalls sehr herzlich für den guten familiären Zusammenhalt und die schönen gemeinsamen Zeiten.

Last but really not least, gilt ein großer und herzlicher Dank Sarah, die mich über einen Großteil meines Studiums begleitet hat und einfach immer für mich da war. Danken möchte ich ihr auch für das Korrekturlesen dieser Arbeit und die Unterstützung bei der Lösung einiger Probleme mit Latex.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbst verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Ich bin damit einverstanden, dass diese Arbeit in Bibliotheken eingestellt wird und vervielfältigt werden darf.

Karlsruhe, den 15. März 2012

Joris Brombach