

---

Universität Leipzig  
Fakultät für Physik und Geowissenschaften  
Leipziger Institut für Meteorologie (LIM)

# Implementierung eines Bodenmodells in das Atmosphärenmodell ASAM

Diplomarbeit  
Studiengang Diplom-Meteorologie

angefertigt am  
Leibniz-Institut für Troposphärenforschung (IfT)

von

**Ulrike Vogelsberg**

Betreuer: Dr. Oswald Knoth (IfT)  
Erstgutachter: Prof. Dr. Eberhardt Renner (IfT)  
Zweitgutachter: Dr. Armin Raabe (LIM)

Leipzig, 25. Januar 2011

---



# Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	III
Tabellenverzeichnis	V
<b>1. Die Atmosphärische Grenzschicht</b>	<b>1</b>
1.1. Eigenschaften und Aufbau der AGS . . . . .	1
1.2. Strahlungsbilanz am Boden . . . . .	3
1.3. Die potentielle virtuelle Temperatur . . . . .	5
1.4. Die turbulenten Eigenschaftsflussdichten . . . . .	6
1.5. Das Schließungsproblem . . . . .	7
1.5.1. Die Boussinesq-Approximation . . . . .	8
1.5.2. Der Gradientansatz und die Theorie des Mischungsweges . . . . .	8
1.5.3. Der Bulk-Ansatz . . . . .	10
1.6. Monin-Obukhovsche Ähnlichkeitstheorie . . . . .	11
1.7. Die Methode nach Louis . . . . .	13
1.8. Turbulenzkriterien und Stabilitätsmaße . . . . .	14
1.8.1. Die turbulente kinetische Energie . . . . .	14
1.8.2. Die Fluss-Richardson-Zahl . . . . .	15
1.8.3. Die Gradient-Richardson-Zahl . . . . .	15
1.8.4. Die Bulk-Richardson-Zahl . . . . .	17
<b>2. Modellbeschreibung</b>	<b>19</b>
2.1. ASAM . . . . .	19
2.1.1. Geometrie und Gittergenerierung von Cut Cells . . . . .	19
2.1.2. Abschattungsverfahren im Strahlungsmodell . . . . .	20
2.1.3. Die virtuelle potentielle Temperatur . . . . .	21
2.2. Das Bodenmodell . . . . .	22
2.2.1. Die turbulenten Flüsse am Boden . . . . .	24
2.2.2. Die Temperaturgleichungen . . . . .	26
2.2.3. Der volumetrische Bodenwassergehalt . . . . .	30
2.2.4. Der Feuchtefluss am Boden . . . . .	33

<b>3. Modellrechnungen</b>	<b>37</b>
3.1. Zwei einfache Beispielrechnungen . . . . .	37
3.2. Beispielrechnung einer mit Wald umrandeten ebenen Grasfläche . . . . .	45
3.3. Beispielrechnung Tal-Ebene . . . . .	45
<b>A. Symbolverzeichnis</b>	<b>51</b>
<b>B. Parameter zur Bodencharakteristik</b>	<b>57</b>
<b>C. Landnutzungsparameter</b>	<b>59</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>61</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1. Aufbau und Tagesgang der AGS während einer stabilen Hochdrucklage (nach Stull [1988]) . . . . .	2
1.2. Beispielhafter Plot eines Tagesganges der Windgeschwindigkeit über verschiedene Höhen, gemessen in Melpitz am 10.Juni 2008 während einer Hochdruckwetterlage . . . . .	3
2.1. Schematische Darstellung der Arakawa-Gittertypen A bis E . . . . .	19
2.2. Beispielhafte zweidimensionale Abbildung eines Tales mit CutCells (schwarz) und die der Geometrie angepasste Gitterzellen für die 7 Schichten des Bodenmodell (braun gestrichelt) . . . . .	20
2.3. Vereinfachte Darstellung der Abschattung bei Orografie unter einem freigeählten Sonnenwinkel . . . . .	21
2.4. Schematische Darstellung der Transportprozesse innerhalb und oberhalb des Bodens . . . . .	23
2.5. Die Stabilitätsfunktionen in Abhängigkeit von $Ri_B$ unter Verwendung eines Rauigkeitsparameters von $h/z_0 = 10^2$ . . . . .	25
2.6. Vergleich der Matrixpotentiale nach Van Genuchten und Campbell für Sand und Lehm mit Bodenkennwerten nach Rawls . . . . .	30
2.7. Vergleich der hydraulischen Leitfähigkeit nach Van Genuchten und Campbell für Sand und Lehm mit Bodenkennwerten nach Rawls . . . . .	32
3.1. Temperaturprofil (a) und Profil der relativen Feuchte (b) in Lindenberg am 6.Juni 2010 um 6Uhr . . . . .	37
3.2. Temperaturverlauf über 48 Stunden von (a) Lehmboden / Nadelwald, (b) sandigem Lehmboden / Nadelwald, (c) Lehmboden / Graslandschaft, (d) sandigem Lehmboden / Graslandschaft . . . . .	39
3.3. Verlauf der Bodenfeuchte über 48 Stunden von (a) Lehmboden / Nadelwald, (b) sandigem Lehmboden / Nadelwald, (c) Lehmboden / Graslandschaft, (d) sandigem Lehmboden / Graslandschaft . . . . .	40

---

3.4. Evaporation aus der ersten Bodenschicht für die Bodenklasse 'Lehm' (S5) und 'sandiger Lehm' (S4), vergleichend für die Landklassen 'Nadelwald' (L4) und 'Graslandschaft' (L8), beginnend um 06.00Uhr des 7.Juni nach simulierten 24 Stunden . . . . .	41
3.5. Widerstandsbeiwert (oben), mittlere horizontale Windgeschwindigkeit am Boden (mitte) und atmosphärischer Widerstand (unten) für die Bodenklasse 'Lehm' (S5) und 'sandiger Lehm' (S4), vergleichend für die Landklassen 'Nadelwald' und 'Graslandschaft', beginnend um 06.00Uhr des 7.Juni nach simulierten 24 Stunden . . . . .	42
3.6. Temperaturprofil (a), Profil der relativen Feuchte (b), Windprofil der x-Komponente (c) und Profil der turbulenten kinetischen Energie (d) im Verlauf von 12 Stunden, beginnend um 06.00Uhr . . . . .	47
3.7. Temperaturprofil (a), Profil der relativen Feuchte (b), Windprofil der x-Komponente (c) und Profil der turbulenten kinetischen Energie (d) im Verlauf von 12 Stunden, beginnend nach simulierten 12 Stunden ( $\hat{=}$ 18.00Uhr)	48
3.8. Zuordnung der Landklassen und Bodenklassen für ein $45 \times 45$ km großes Modellgebiet . . . . .	49
3.9. Mittleres Temperaturprofil in einem 1-Stunden-Intervall aus der Mitte des Modellgebietes, beginnend mit den Startwerten um 08.00Uhr . . . . .	49
3.10. Mittleres Profil der turbulenten kinetischen Energie in einem 1-Stunden-Intervall aus der Mitte des Modellgebietes, beginnend mit den Startwerten um 08.00Uhr . . . . .	50
3.11. Dreidimensionale Darstellung eines Tals mit Übergang in eine Ebene . . .	50

# Tabellenverzeichnis

1.1. TKE in Abhängigkeit der Richardson-Zahl und der Schichtungsstabilität unter Vernachlässigung von Dissipation und Energiedivergenz . . . . .	16
A.1. Symbolverzeichnis . . . . .	55
B.1. Bodenkennwerte nach Doms et al. [2007] . . . . .	57
B.2. Bodenkennwerte nach Pielke [1984] . . . . .	57
B.3. Bodenkennwerte nach Rawls . . . . .	58
B.4. Rückstreuverhalten verschiedener Bodenarten aus Braun [2002] nach Pielke [1984] . . . . .	58
C.1. Pflanzenparameter nach Doms et al. [2007] und <sup>a</sup> Zeng [2001] . . . . .	59



# 1. Die Atmosphärische Grenzschicht

Die Atmosphäre teilt sich in mehrere Schichten, ausgehend von ihren Eigenschaften wie beispielsweise dem Temperaturgradienten. Die untersten Schicht, in der die Pedosphäre auf die Atmosphäre trifft, ist die Troposphäre, die sich bis in eine Höhe von etwa 8km an den Polen und 16km in den Tropen erstreckt. Das Wettergeschehen findet größtenteils in ihr statt, die Energieumsätze wiederum vorwiegend in der unteren Troposphärenschicht, der atmosphärischen Grenzschicht, kurz AGS. Diese Grenze zwischen Gas und Festkörper bzw. Gas und Flüssigkeit ist Auslöser vieler Austauschprozesse und Wechselwirkungen.

## 1.1. Eigenschaften und Aufbau der AGS

Die Atmosphärische Grenzschicht erstreckt sich bis in eine Höhe von etwa 1 bis 2km über Land und etwa 0.5 bis 1km über dem offenen Meer und ist charakterisiert durch die durch Reibungs- und Strahlungseinflüsse der Erdoberfläche hervorgerufene Turbulenz und den damit verbundenen vertikalen turbulenten Eigenschaftsflussdichten, wie die der latenten und fühlbaren Wärme, des Impulses oder den Stoffkonzentrationen. An ihre grenzt die Freie Atmosphäre, welche definiert ist als die Schicht, die frei von den Einflüssen der Erdoberfläche ist und somit in der Höhe beginnt, in der die vertikalen Gradienten der jeweils betrachteten Größe verschwinden.

Eine wichtige Charakteristik der AGS (in Gebieten mit stabiler Hochdrucklage) ist die Zunahme des Windbetrages mit der Höhe und seine Richtungsänderung. So weicht der Wind am Boden etwa  $30 - 45^\circ$  (Foken [2006]) von dem vom Boden unbeeinflussten Wind in der Höhe, dem geostrophischen Wind, ab. Diese Winddrehung wird durch die nach seinem Entdecker benannte Ekman-Spirale beschrieben. In der Freien Atmosphäre halten sich die Druckgradientkraft und die Corioliskraft im Gleichgewicht, während mit zunehmender Nähe zum Boden die Reibungskraft als Komponente hinzukommt und somit die Richtungsänderung und Abbremsung des Windes bewirkt. Diese Schicht wird als Ober-schicht bzw. Ekmanschicht bezeichnet.

Die mit dem Tagesgang verbundene veränderliche Strahlungsintensität, die von der Sonne ausgeht, hat ebenfalls entscheidenden Einfluss auf den Wind. Während sich tagsüber aus

den strahlungsbedingten turbulenten Wärmeflüssen eine *Mischungsschicht* bildet, nimmt die Windstärke in den bodennahen Luftschichten aufgrund turbulenter Impulsaustausches mit dem betragsmäßig stärkeren Wind aus höheren Luftschichten zu. Bei Sonnenuntergang beginnen die Flüsse sich allmählich umzukehren. Es bildet sich eine *nächtliche stabile Grenzschicht* aus, die jedoch im Vergleich zur Grenzschichthöhe am Tag von geringerer Ausprägung ist. Über dieser Schicht befinden sich die Reste der Mischungsschicht vom Tag, auch *Restschicht* genannt, an deren Oberseite die *freie Inversion* grenzt. Infolge schwacher bis fehlender Turbulenz verringert sich der Vertikalaustausch in der stabilen Grenzschicht und der bodennahe Wind schwächt sich ab, der Wind in höheren Schichten hingegen nimmt betragsmäßig wieder an Stärke zu. Bei Sonnenaufgang kehren sich die nächtlichen Flüsse um, die aufsteigende Turbulenz löst die stabile Grenzschicht und die Restschicht wieder auf und der Geschwindigkeitsbetrag des bodennahen Windes nimmt wieder zu. Über der Mischungsschicht am Tag grenzt eine stabile Schicht, die *Entrainment-Zone*, die ein weiteres Aufsteigen der Turbulenz unterdrückt (Stull [1988]).

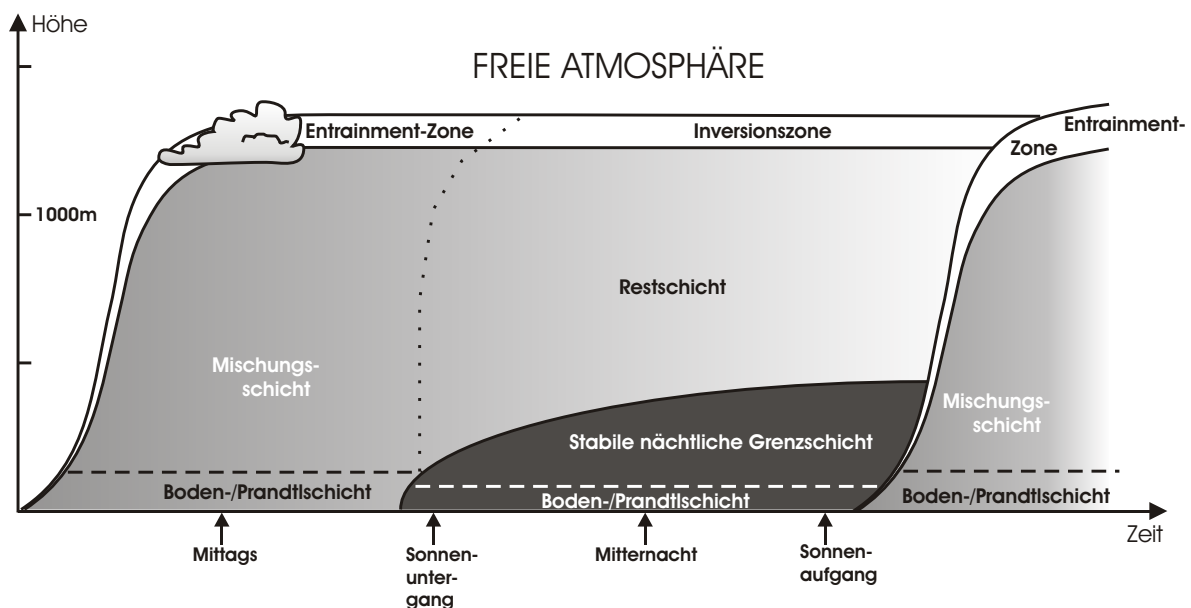


Abbildung 1.1.: Aufbau und Tagesgang der AGS während einer stabilen Hochdrucklage (nach Stull [1988])

Die unteren 10% der Grenzschicht, die als *Boden-* oder *Prandtlischiicht* bezeichnet wird, sind gekennzeichnet durch annähernd höhenkonstante turbulente Eigenschaftsflüsse, während in der untersten wenige Millimeter bis Zentimeter an Dicke ausmachenden Schicht der turbulenter Transport nur noch eine minimale bis garkeine Rolle gegenüber dem molekularen Transport spielt.

Bei Vorherrschen einer neutralen Schichtung wird der mittlere horizontale Wind in der

Prandtlschicht über das logarithmische Windgesetz wie folgt beschrieben:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \quad (1.1)$$

Dabei sind  $\bar{u}(z)$  der mittlere Horizontalwind in der Höhe  $z$ ,  $u_*$  die Schubspannungsgeschwindigkeit,  $\kappa = 0.4$  die dimensionslose von-Kármán-Konstante und  $z_0$  die Höhe in der der mittlere Wind aufgrund der Bodenrauigkeit verschwindet.

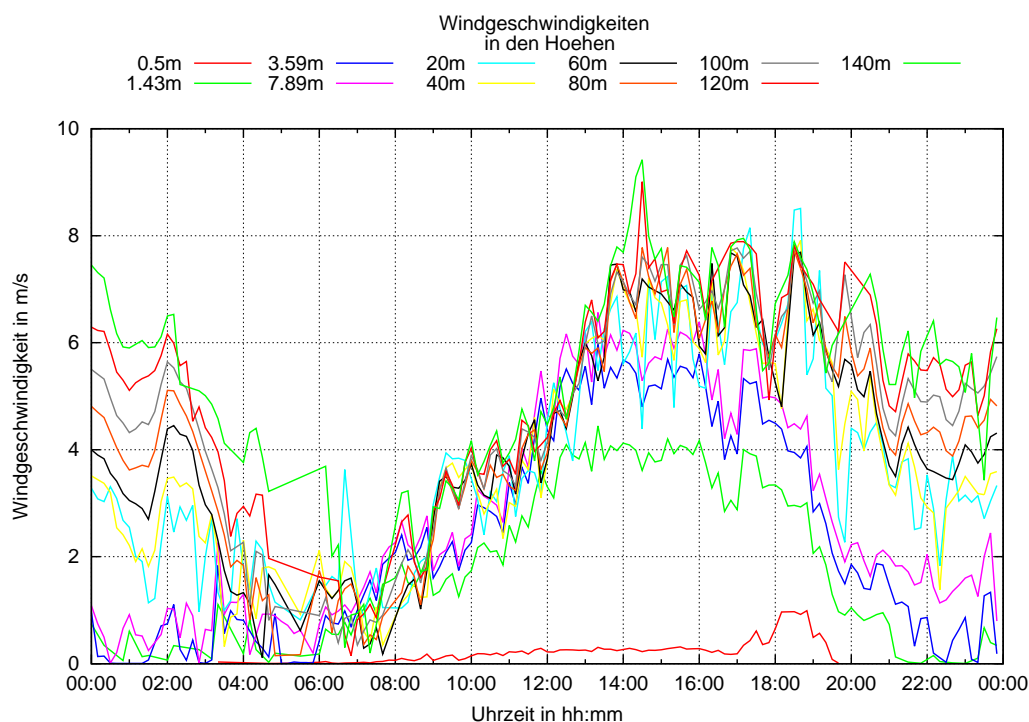


Abbildung 1.2.: Beispielhafter Plot eines Tagesganges der Windgeschwindigkeit über verschiedene Höhen, gemessen in Melpitz am 10. Juni 2008 während einer Hochdruckwetterlage

## 1.2. Strahlungsbilanz am Boden

Die einfallende Sonnenstrahlung ist der Hauptmotor für viele Prozesse und Reaktionen in der Atmo- und Pedosphäre, die das Wettergeschehen bestimmen. In Abhängigkeit von den physikalischen Eigenschaften der Oberfläche und der Strahlungsintensität gibt es unterschiedliche Erwärmungsraten am und im Boden.

Die Erdoberfläche wird dabei vor allem durch die Direktstrahlung ( $S_{\downarrow}$ ) in Form von kurz-

welliger und damit energiereicherer Strahlung erwärmt, sowie durch die Diffusstrahlung ( $L_{\downarrow}$ ), die sich durch Streuung an atmosphärischen Partikeln und Gasen ergibt. Zusammen ergeben die Direkt- und die Diffusstrahlung die Globalstrahlung ( $Q_{Global}$ ).

Im Zusammenhang mit der Bodenbeschaffenheit wird die absorbierte Wärmestrahlung in den Boden weitergeleitet und zum Teil, in Abhängigkeit des Rückstreuerverhaltens der Erdoberfläche, als (kurzwellige) Reflexstrahlung ( $S_{\uparrow}$ ) und als (langwellige) Wärmestrahlung ( $L_{\uparrow}$ ) wieder an die Atmosphäre abgegeben. Aufgrund der unterschiedlichen Wärmekapazitäten zwischen Feststoffen, Flüssigkeiten und Gasen und den damit verbundenen unterschiedlichen Erwärmungsraten, kommt es zwischen der Erdoberfläche und der Atmosphäre zu thermischen Austauschprozessen. Der sensible Wärmestrom ( $Q_{SH}$ ) gleicht die Temperaturunterschiede zwischen beiden Schichten aus, der latente Wärmestrom ( $Q_{LH}$ ) führt zum Energieaustausch durch die durch Verdunstung freigewordene Energie.

Für eine infinitesimal dünne Bodenschicht ergibt sich folgende Energiebilanzgleichung:

$$\begin{aligned} Q_S &= Q_{global} - S_{\uparrow} - L_{\uparrow} - Q_{SH} - Q_{LH} \\ &= (1 - \alpha) S_{\downarrow} + L_{\downarrow} - \varepsilon \sigma T_B^4 - Q_{SH} - Q_{LH} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Das Rückstreuerverhalten am Boden wird durch seinen Albedo  $\alpha$  bestimmt, der das Verhältnis von kurzwelliger Ausstrahlung zu kurzwelliger Einstrahlung darstellt. Die langwellige Ausstrahlung des Bodens wird über das Stefan-Boltzmann-Gesetz beschrieben, das aussagt, wie hoch die Ausstrahlleistung eines (grauen) Körpers, in diesem Fall des Bodens mit der Temperatur  $T_B$  und dem Emissionsgrad  $\varepsilon$ , ist.

Betrachtet man noch weitere Prozesse wie beispielsweise, die der Energiespeicherung durch Pflanzen, Gebäude, Fels, etc. oder der Transpiration durch Pflanzen, erweitert sich Gleichung (1.2) um einen Speicherterm  $+\Delta Q_{store}$  (Stull [1988]).

Die vom Sonnenstand abhängige Strahlungsintensität erwärmt den Boden im Tagesverlauf unterschiedlich stark. Die Amplitude des Temperaturverlaufs in den obersten Bodenschichten wird kurze Zeit nach Sonnenhöchststand erreicht. Während des Sonnenuntergangs kehren sich die Strahlungsflüsse um, da der Boden eine größere Wärmekapazität besitzt, als Luft. Für die obersten wenigen Millimeter Bodenschicht ergeben sich somit über den Tag große Temperaturvariationen. Betrachtet man die Temperatur über alle Schichten im Boden, stellt man fest, dass mit der Tiefe die tageszeitlichen Variationen schnell abnehmen. Bereits in einer Tiefe von 1 bis 2 Meter sind fast keine Tagesschwankungen mehr zu erkennen, eine Schwankung zeigt sich erst über Monate oder das Jahr betrachtet.

Die Wärmeleitung zwischen den Bodenschichten erfolgt dabei vorwiegend über molekularen Transport. Der Wärmefluss im Boden ist dabei proportional zum Temperaturgradienten. Die Bodentemperatur lässt sich dabei über die Wärmeleitungsgleichung bestimmen.

$$\frac{\partial T_B}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 T_B}{\partial z^2} = -\frac{1}{C_B} \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T_B}{\partial z} \right) \quad (1.3)$$

$T_B$  steht für die Bodentemperatur,  $\nu$  für die Temperaturleitfähigkeit durch Diffusion,  $\lambda$  ist die thermische Leitfähigkeit durch molekularen Transport und  $C_B$  die Wärmekapazität des Bodens.

### 1.3. Die potentielle virtuelle Temperatur

In der AGS beeinflussen Auftriebsprozesse weitgehend die turbulente Entwicklung einer Strömung. Daher spielt die Feuchte eine maßgebliche Rolle in der Untersuchung und Modellierung atmosphärischer Prozesse. Aufgrund des geringeren Molekulargewichts von Wasserdampf gegenüber trockener Luft und der daraus resultierenden geringeren Dichte feuchter Luft, hat der Feuchteinhalt eines Luftpaketes entscheidenden Einfluss darauf, ob ein Luftpaket aufsteigt oder absinkt.

Der Einfachheit halber wurde eine Größe definiert, die virtuelle Temperatur  $T_v$ , die es vor allem bei numerischen Modellen ermöglicht, Berechnungen der feuchten Atmosphäre mit Formeln der trockenen Luft durchzuführen. So kann man die variable Feuchte in den Formeln umgehen. Die virtuelle Temperatur ist dabei die Temperatur, die ein trockenes Luftpaket annehmen muss, damit es bei gleichem Druck dieselbe Dichte wie feuchte Luft hat. Daraus ergibt sich, dass die virtuelle Temperatur immer wärmer ist, als die reale Temperatur.

Die virtuelle Temperatur kann man aus der allgemeinen Gasgleichung für feuchte Luft und unter Einbeziehung des Daltonschen Gesetzes und einigem Umformen herleiten.

$$p = \rho_m R_d \left( q \left[ \frac{R_v}{R_d} - 1 \right] + 1 \right) T = \rho_m R_d (0.608q + 1) T$$

$R_d = 287 \frac{J}{kgK}$  steht für die individuelle Gaskonstante von trockener Luft und  $R_v = 461 \frac{J}{kgK}$  steht für die individuelle Gaskonstante von Wasserdampf. Die virtuelle Temperatur bildet sich aus dem im letzten Klammerterm stehenden virtuellen Temperaturzuschlag multipliziert mit der absoluten Temperatur.

$$T_v = (0.608q + 1) T \quad (1.4)$$

Eine weitere Größe, die bei Auftriebsprozessen Verwendung findet, stellt die potentielle Temperatur dar, da sie eine **konservative Größe ist, also mit der Höhe konstant bleibt**. Sie stellt die Temperatur dar, die ein Teilchen bei trockenadiabatischem Aufsteigen oder Absinken auf das Standarddruckniveau  $p_0$  annimmt.

$$\Theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_d}{c_p}} \quad (1.5)$$

Die die potentielle Temperatur  $\Theta$  beschreibende Formel wird auch als Poissongleichung bezeichnet.

Die potentielle Temperatur für feuchte Luft, die virtuelle potentielle Temperatur  $\Theta_v$ , erhält man durch Einsetzen der virtuellen anstelle der absolute Temperatur in (1.5).

$$\Theta_v = T_v \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_d}{c_p}} \quad (1.6)$$

## 1.4. Die turbulenten Eigenschaftsflussdichten

Als Eigenschaftsflussdichte bezeichnet man die durch den Massenstrom der Teilchen  $\rho u_k$  (mit den Raumrichtungen  $k = 1, 2, 3$ ) in einem Fluid transportierte Eigenschaft  $\mathcal{E}$ .

Einige wichtige Eigenschaftsflüsse sind die bereits in Kapitel 1.1 erwähnten latenten und fühlbaren Wärmeströme, Impulsstrom und Flussdichten diverser Stoffkonzentrationen. Durch die raue Untergrenze der AGS besitzen diese Eigenschaftsflussdichten oft turbulenten Charakter, d.h. es treten kleine Fluktuationen in der Strömung auf, die im Vergleich zur charakteristischen Längenskala des zu untersuchenden Systems sehr klein sind. Reynolds unterteilte dabei eine betrachtete Größe in die über Raum- und Zeitintervall gemittelte Größe und deren räumlichen und zeitlichen Schwankungsanteil.

$$X(x, y, z, t) = \bar{X} + X'(x, y, z, t)$$

Will man die Summe über zwei Größen  $X$  und  $Y$  mitteln, so erhält man über die Integrationsregeln, dass dies gleich die Summe der jeweils gemittelten Größen ist.

$$\overline{X + Y} = \frac{1}{z} \int_{z_0}^z \overline{X + Y} dz = \frac{1}{z} \int_{z_0}^z \bar{X} dz + \frac{1}{z} \int_{z_0}^z \bar{Y} dz = \bar{X} + \bar{Y}$$

Analog zum obigen Vorgehen ergeben sich für weitere Mittelungen folgende Rechenregeln:

$$\overline{const. X} = const. \bar{X} \quad , \quad \overline{\bar{X}} = \bar{X} \quad , \quad \overline{\bar{X}Y} = \bar{X}\bar{Y} \quad (1.7)$$

Aus der Reynoldsmittelung  $\overline{X} = \overline{\overline{X} + X'} = \overline{\overline{X}} + \overline{X'} = \overline{X} + \overline{X'}$  resultiert, dass die Mittelung über dem Schwankungsanteil verschwindet ( $\overline{X'} = 0$ ).

Für die mittlere Eigenschaftsflussdichte, die sich aus einem transportierendem Massenstrom  $\rho u_k$ , ( $k = 1, 2, 3$ ), und seiner transportierten Eigenschaft  $\mathcal{E}$  zusammensetzt, erhält man:

$$\overline{\rho u_k \mathcal{E}} = \overline{\{\overline{\rho u_k} + (\rho u_k)'\} \{\overline{\mathcal{E}} + \mathcal{E}'\}}$$

Hierbei verschwinden die Produkte, die eine gemittelte Schwankungsgröße besitzen, die Mittelung über mehrere Schwankungsgrößen bleiben jedoch erhalten. Bei Annahme, dass die Dichteschwankung  $\rho'$  annähernd Null sei und bei Anwendung obiger Regeln (1.7), ergibt sich als mittlere Eigenschaftsflussdichte:

$$\overline{\rho u_k \mathcal{E}} = \overline{\rho} \overline{u_k} \overline{\mathcal{E}} + \overline{\rho u_k'} \overline{\mathcal{E}'}$$

Setzt man für die Eigenschaft  $\mathcal{E}$  in analoger Weise nun die spezifische Größe ein, erhält man den entsprechenden Fluss. Die wichtigsten Flüsse zur Charakterisierung der AGS, sind die folgenden vertikalen turbulenten Flussdichten, die den Austausch der jeweiligen Eigenschaften zwischen verschiedenen Höhen beschreiben.

a) der vertikale turbulente Transport von latenter Wärme

$$H_z = c_p \overline{(\rho w')} \overline{\Theta'} \quad c_p \dots \text{spezifische Wärmekapazität} \quad (1.8)$$

$\Theta \dots$  potentielle Temperatur

b) der vertikale turbulente fühlbarer Wärmestrom

$$F_z = L \overline{(\rho w')} q' \quad L \dots \text{Verdampfungswärme} \quad (1.9)$$

$q \dots$  spezifische Feuchte

c) die vertikale turbulente Impulsflussdichte / der vertikale Schubspannungstensor

$$\tau_{z,i} = -\overline{(\rho w')} u_i' \quad u_i \dots \text{transportierter Impuls. } i = 1, 2, 3 \quad (1.10)$$

## 1.5. Das Schließungsproblem

Will man den mittleren Zustand der AGS beschreiben, so müssen deren Haushaltsgleichungen unter Anwendung der bereits erwähnten Rechenregeln 1.7 gemittelt werden.

Hierfür ergeben sich acht mittlere Haushaltsgleichungen mit den mittleren Größen für die absolute und potentielle Temperatur, den Druck, die Dichte, die Feuchte und den drei Windkomponenten. Zusätzlich treten aber noch 31 weitere (aus den bereits genannten Größen bestehende) Varianzen, Kovarianzen, turbulente Flussdichten und weitere mittlere Produkte aus Fluktuationstermen auf (Kraus [2008]). Das Problem besteht nun darin, dass die Anzahl der neuen Variablen die Anzahl der zur Verfügung stehenden Gleichungssysteme übersteigt. Das System ist somit nicht geschlossen und es müssen Lösungen gefunden werden, um die unbekannt Variablen zu beschreiben. Die Anzahl der Gleichungen und ihrer Unbekannten kennzeichnet dabei den Schließungsgrad des Systems. Der Schließungsgrad nullter Ordnung beschreibt die mittleren betrachteten Größen ohne zusätzlich vorkommender Turbulenzterme. Für Schließungen erster Ordnung treten zusätzliche mittlere Produkte aus zwei Schwankungstermen, die Momente zweiter Ordnung, auf. Um das System zu schließen, bedarf es prognostischer Gleichungen für die Momente zweiter Ordnung, welche jedoch zu neuen unbekannt Größen, den Momenten dritter Ordnung, führen. Da dieses Vorgehen nicht zur Lösung sondern zu immer weiteren neuen Variablen führt, muss ein anderer Lösungsansatz für die unbekannt Größen gefunden werden.

### 1.5.1. Die Boussinesq-Approximation

In einem Fluid werden Fluktuationen des Druckes in Bezug auf die Dichte- und Temperaturschwankungen als sehr klein angenommen,

$$\frac{p'}{\bar{p}} \ll \frac{T'}{\bar{T}}, \quad \frac{\rho'}{\bar{\rho}},$$

und damit vernachlässigt, wodurch auch die mit den Druckschwankungen einhergehenden Dichteschwankungen nicht berücksichtigt werden müssen. Für diesen Fall ergibt sich für die Kontinuitätsgleichung, dass die Geschwindigkeitsdivergenz verschwindet und somit die Strömung inkompressibel sei.

Dichteschwankungen, die durch Temperaturfluktuationen auftreten und dabei direkt den Auftrieb in einer Strömung bestimmen, dürfen hingegen nicht vernachlässigt werden. Tritt also  $\rho'$  mit der Schwerebeschleunigung  $g$  als Produkt auf wie im Auftriebsterm der Bewegungsgleichung, muss dieser Term berücksichtigt werden.

### 1.5.2. Der Gradientansatz und die Theorie des Mischungsweges

Der Gradientansatz beschreibt die Proportionalität einer turbulenten Eigenschaftsflussdichte zu dem Gradienten der gemittelten Eigenschaft. Als Proportionalitätsfaktor wirkt der turbulente Diffusionskoeffizient  $K_{\mathcal{E}}$ , welcher von Variable zu Variable verschieden ist

und multipliziert mit der Dichte einen Austauschkoeffizienten ergibt.

$$\overline{u'_k \mathcal{E}'} = -K_\varepsilon \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x_k}$$

Damit schreiben sich die vertikalen turbulenten Impulsflüsse, der turbulente Fluss latenter und sensibler Wärme wie folgt:

$$\begin{aligned} -\rho \overline{w' u'} &= \rho K_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad , \\ -\rho \overline{w' v'} &= \rho K_M \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \quad , \\ -\rho c_p \overline{w' \theta'_v} &= \rho c_p K_H \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \quad , \\ -\rho L \overline{w' q'} &= \rho L K_E \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \end{aligned}$$

Für positive Diffusionskoeffizienten ist die turbulente Strömung dem Gradienten entgegen gerichtet.

Begründet wird dieser Ansatz dabei über die Theorie des Mischungsweges. So erhält man folgende Beziehung für Teilchen, die sich bezogen auf eine Höhe  $z$  durch Turbulenz um eine Schwankungshöhe  $l'$  bewegen und somit auch kleine Eigenschaftsänderungen hervorrufen.

$$\mathcal{E}' = l' \frac{\partial \bar{\mathcal{E}}}{\partial z}$$

Voraussetzung ist, dass die Änderung linear verläuft und ihrerseits keine Änderungen durch Vermischungen oder andere Störeinflüsse erfährt. Zur Umschreibung der turbulenten Vertikalgeschwindigkeit  $w'$  kann man laut Stull [1988] und Foken [2006] annehmen, dass  $w'$  proportional zur Horizontalgeschwindigkeit  $u'$  ist, also  $w' = \text{const. } u'$ . Nach Kraus [2008] ist dies jedoch nicht so einfach möglich. So schreibt dieser, dass man über die Bildung der Streuung sowie bei Vorhandensein von isotroper Turbulenz in der Prandtl-schicht, die Streuung für den Vertikalwind  $\sigma_w = \sqrt{w'^2}$  proportional zu der Streuung des horizontalen Windes  $\sigma_u = \sqrt{u'^2} = \sqrt{l'^2} \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|$  in Abhängigkeit eines Stabilitätskoeffizienten  $s_{stab}$  setzen kann. Unter Verwendung eines Korrelationskoeffizienten  $r_{corr}^{wl}$  für die Kovarianz der Windgeschwindigkeit zum Mischungsweg erhält man eine neue Länge  $\ell$  für den Mischungsweg

$$-\overline{w' l'} = r_{corr}^{wl} s_{stab} \sigma_u \sigma_l = \ell_\varepsilon^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|, \quad \text{mit } \sigma_l = \sqrt{l'^2}$$

wodurch man den Diffusionskoeffizienten in folgender Form schreiben kann:

$$K_{\mathcal{E}} = -\overline{w'l'} = \ell_{\mathcal{E}}^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|$$

Prandtl beschrieb als einer der Ersten die Theorie des Mischungsweges und fand heraus, dass für eine Strömung in der Nähe einer Wand der Mischungsweg  $\ell_M$  um den Faktor 0.4 proportional zum Abstand zur Wand ist. Dieser Faktor ist die von-Kármán-Konstante  $\kappa$ . Unter Einbeziehung des in Kapitel 1.1 bereits erwähnten, in einer neutralen Prandtl-Schicht geltenden logarithmischen Windgesetzes (1.1) ergibt sich der Diffusionskoeffizient für den Impulsaustausch zu:

$$K_M = \ell_M^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| = \kappa^2 z^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| = \kappa z u_*$$

Die turbulenten Flüsse schreiben sich damit nun:

$$-\overline{w'u'} = \kappa u_* \frac{\partial \bar{u}}{\partial \ln z} = u_*^2, \quad (1.11a)$$

$$-\overline{w'\theta'_v} = \frac{K_H}{K_M} \kappa u_* \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial \ln z}, \quad (1.11b)$$

$$-\overline{w'q'} = \frac{K_E}{K_M} \kappa u_* \frac{\partial \bar{q}}{\partial \ln z} \quad (1.11c)$$

Da  $\ell = \kappa z$  nur für neutrale Schichtungen gilt, folgt für nicht-neutrale Verhältnisse folgende Stabilitätsbeziehung:

$$\ell_M < \kappa z \quad \text{stabil geschichtet}$$

$$\ell_M > \kappa z \quad \text{labil geschichtet}$$

### 1.5.3. Der Bulk-Ansatz

Eine einfachere Möglichkeit die turbulenten Flüsse zu parametrisieren ist das Bulk-Verfahren, bei welchem man die Gradienten durch Differenzen und die Diffusionskoeffizienten durch Bulk-Transfer-Koeffizienten ersetzt. Die Flüsse zwischen Boden  $z_0$  und der Höhe  $z_h$  in Bulk-Form lauten:

$$(\bar{u}(z_h) - \bar{u}(z_0)) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{z_h}{z_0} \right), \quad \text{mit } \bar{u}(z_0) = 0 \quad (1.12a)$$

$$(\bar{\theta}_v(z_h) - \bar{\theta}_v(z_{0T})) = \frac{-\overline{w'\theta'_v} K_M}{u_* \kappa K_H} \ln \left( \frac{z_h}{z_{0T}} \right), \quad (1.12b)$$

$$(\bar{q}(z_h) - \bar{q}(z_{0q})) = \frac{-\overline{w'q'} K_M}{u_* \kappa K_E} \ln \left( \frac{z_h}{z_{0q}} \right) \quad (1.12c)$$

Hierbei entsprechen  $z_0$ ,  $z_{0T}$  und  $z_{0q}$  den Rauigkeitshöhen für die jeweilige Eigenschaft, mit den Werten die sie am Boden annehmen würde.  $\frac{K_M}{K_H}$  entspricht der Prandtl-Zahl und nimmt einen Wert von etwa 0.74 an. Die Proportionalitätsfaktoren zu (1.12) sind die Bulk-Transferkoeffizienten, auch als Widerstandsbeiwerte bezeichnet. Diese sind von der Stabilität der Schichtung abhängig. Die folgenden Formulierungen gelten hierbei nur für neutrale Schichtungen und laut Foken [2006] bei nicht-neutralen Verhältnissen ausschließlich für die unterste dynamische Randschicht.

$$C_D^n = \frac{\kappa^2}{\left[ \ln \left( \frac{z_h}{z_0} \right) \right]^2} , \quad (1.13a)$$

$$C_H^n = \frac{\frac{K_H}{K_M} \kappa^2}{\ln \left( \frac{z_h}{z_0} \right) \ln \left( \frac{z_h}{z_{0T}} \right)} , \quad (1.13b)$$

$$C_W^n = \frac{\frac{K_E}{K_M} \kappa^2}{\ln \left( \frac{z_h}{z_0} \right) \ln \left( \frac{z_h}{z_{0q}} \right)} \quad (1.13c)$$

$C_H^n$  und  $C_W^n$  heißen auch in dieser Reihenfolge Stantonzahl und Daltonzahl. Diese werden meist gleichgesetzt ( $C_W^n = C_H^n$ ). Der Kehrwert aus den Widerstandskoeffizienten und der Windgeschwindigkeit beschreibt den atmosphärischen Widerstand.

Die turbulenten Flüsse für Impuls, Wärme und Feuchte schreiben sich nun in folgender Form:

$$\tau_{zx} = \rho C_D^n \bar{u}(z_h)^2 , \quad (1.14a)$$

$$-\rho c_p \overline{w'\theta'_v} = \rho c_p C_H^n \bar{u}(z_h) (\bar{\theta}_v(z_h) - \bar{\theta}_v(z_{0T})) , \quad (1.14b)$$

$$-\rho L \overline{w'q'} = \rho L C_W^n \bar{u}(z_h) (\bar{q}(z_h) - \bar{q}(z_{0q})) \quad (1.14c)$$

## 1.6. Monin-Obukhovsche Ähnlichkeitstheorie

Um die bisher betrachteten turbulenten Flüsse sowie deren Transferkoeffizienten berechnen zu können, ist man auf den neutralen Fall angewiesen, da es für nicht-neutrale Fälle bislang keine Lösung gab. Über die von A.S. Monin und A.M. Obukhov entwickelte Ähnlichkeitstheorie ist es jedoch gelungen Stabilitätsmaße zu finden um die Zustandsgrößen auch für stabile und labile Verhältnisse zu ermitteln. Mittels einiger vereinfachender Annahmen kann man den mittleren Zustand in der Prandtl-Schicht über die fünf voneinander unabhängigen Variablen Höhe  $z$ , Rauigkeitshöhe  $z_0$ , Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ , dem turbulenten Wärmefluss  $H\rho_0^{-1}c_p^{-1} = \overline{w'\theta'_v}$  und dem Auftriebsparameter  $g/\theta_{v0}$  beschreiben. Das Buckingham-Theorem ermöglicht es wiederum, die Anzahl der fünf Varia-

blen auf die zwei dimensionslosen, voneinander unabhängigen Variablen  $\zeta = z/L_*$  und  $\zeta_0 = z_0/L_*$  zu verringern.  $L_*$  ist hierbei die dimensionslose Obukhov-Länge.

$$L_* := -\frac{u_*^3}{\kappa \frac{g}{\theta_{v0}} w' \theta'_v} \quad (1.15)$$

Die Ähnlichkeitstheorie besagt nun, dass ”‘alle dimensionslosen Kenngrößen der Prandtl-Schicht [...] nur von  $z/L_*$  und  $z_0/L_*$  abhängig (sind)’” (Kraus [2008]). Nach Anwendung dieser Theorie schreiben sich die dimensionslosen Gradienten der Zustandsgrößen für den Impuls, die Wärme und die Feuchte (aus 1.11) über die universellen Funktionen wie folgt:

$$\varphi_M(\zeta) := \frac{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}{\frac{u_*}{\kappa z}} \quad , \quad \varphi_H(\zeta) := \frac{K_H}{K_M} \frac{\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}}{\frac{\theta_{v*}}{\kappa z}} \quad , \quad \varphi_E(\zeta) := \frac{K_E}{K_M} \frac{\frac{\partial \bar{q}}{\partial z}}{\frac{q_*}{\kappa z}} \quad (1.16)$$

Dabei geht man meist von  $\varphi_H = \varphi_E$  aus und schreibt für  $\theta_{v*} = -\frac{w' \theta'_v}{u_* \kappa}$  und  $q_* = -\frac{w' q'}{u_* \kappa}$ . In verschiedenen Experimenten wurden die universellen Funktionen, die als Dyer-Businger-Gleichung bezeichnet werden, zu

$$\left. \begin{array}{l} \varphi_M(\zeta) = (1 + \beta \zeta) \\ \varphi_H(\zeta) = \varphi_M \end{array} \right\} \text{stabile Schichtung, } \zeta > 0$$

$$\left. \begin{array}{l} \varphi_M(\zeta) = (1 - \alpha \zeta)^{-\frac{1}{4}} \\ \varphi_H(\zeta) = (1 - \alpha \zeta)^{-\frac{1}{2}} \end{array} \right\} \text{labile Schichtung, } \zeta < 0$$

bestimmt. Für den Koeffizienten  $\alpha$  wurde ein Wert von 16, für  $\beta$  ein Wert von 5 ermittelt. Unter Verwendung des Bulk-Ansatzes in den Gleichungen (1.16) ergeben sich neue stabilitätsabhängige Funktionen aus der Integration von  $\varphi_M$  und  $\varphi_H$  zu

$$\Phi_M(\zeta, \zeta_0) = \int_{z_0}^{z_h} \frac{1 - \varphi_M}{z} dz \quad , \quad (1.17a)$$

$$\Phi_H(\zeta, \zeta_0) = \int_{z_0}^{z_h} \frac{1 - \varphi_H}{z} dz \quad (1.17b)$$

und unter stabilitätsabhängiger Betrachtung zu

$$\left. \begin{array}{l} \Phi_M(\zeta, \zeta_0) = -\beta(\zeta - \zeta_0) \\ \Phi_H(\zeta, \zeta_0) = \Phi_M \end{array} \right\} \text{stabile Schichtung,} \\ \left. \right\} \zeta > 0$$

$$\left. \begin{aligned} \Phi_M(\zeta, \zeta_0) &= \ln \frac{\left[1 + (1 - \alpha\zeta)^{\frac{1}{4}}\right]^2 \left[1 + (1 - \alpha\zeta)^{\frac{1}{2}}\right]}{\left[1 + (1 - \alpha\zeta_0)^{\frac{1}{4}}\right]^2 \left[1 + (1 - \alpha\zeta_0)^{\frac{1}{2}}\right]} \\ &\quad - 2 \arctan(1 - \alpha\zeta)^{\frac{1}{4}} + 2 \arctan(1 - \alpha\zeta_0)^{\frac{1}{4}} \\ \Phi_H(\zeta, \zeta_0) &= 2 \ln \frac{1 + (1 - \alpha\zeta)^{\frac{1}{2}}}{1 + (1 - \alpha\zeta_0)^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{labile Schichtung,} \\ \zeta < 0 \end{array}$$

Aus  $\varphi_H = \varphi_E$  folgt auch  $\Phi_H = \Phi_E$ .

Für die dimensionslosen, stabilitätsabhängigen Transferkoeffizienten erhält man die neue Formulierung:

$$C_D^\Phi = \frac{\kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{z_h}{z_0}\right) - \Phi_M(\zeta_h, \zeta_0)\right]^2}, \quad (1.18a)$$

$$C_H^\Phi = \frac{\frac{K_H}{K_M} \kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{z_h}{z_0}\right) - \Phi_M(\zeta_h, \zeta_0)\right] \left[\ln\left(\frac{z_h}{z_{0T}}\right) - \Phi_H(\zeta_h, \zeta_{0T})\right]} \quad (1.18b)$$

## 1.7. Die Methode nach Louis

Da die Flüsse  $u_*$  und  $\overline{w'\theta'_v}$  implizit durch die von den Flüssen abhängige Obukhov-Länge  $L_*$  festgelegt sind, entwickelte Louis [1979] ein Verfahren, die vertikalen turbulenten Oberflächenflüsse über einen anderen Stabilitätsparameter in der Monin-Obukhov-Theorie zu parametrisieren. Setzt man hierbei die Gleichungen (1.14) mit den Transferkoeffizienten aus (1.18) in Gleichung 1.15, erhält man die Obukhov-Länge in veränderter Form:

$$\begin{aligned} L_* &= \frac{\overline{u}^2(z_h) \left[\ln\left(\frac{z_h}{z_{0T}}\right) - \Phi_H(\zeta_h, \zeta_{0T})\right]}{\frac{g}{\overline{\theta}_v(z_{0T})} \left[\ln\left(\frac{z_h}{z_0}\right) - \Phi_M(\zeta_h, \zeta_0)\right]^2 (\overline{\theta}_v(z_h) - \overline{\theta}_v(z_{0T})) \frac{K_H}{K_M}} \\ &= \frac{\left[\ln\left(\frac{z_h}{z_{0T}}\right) - \Phi_H(\zeta_h, \zeta_{0T})\right]}{Ri_B \left[\ln\left(\frac{z_h}{z_0}\right) - \Phi_M(\zeta_h, \zeta_0)\right]^2 \frac{K_H}{K_M}} \quad \text{mit } Ri_B = \frac{g (\overline{\theta}_v(z_h) - \overline{\theta}_v(z_{0T}))}{\overline{\theta}_v \overline{u}^2(z_h)} \end{aligned}$$

$Ri_B$  ist die Bulk-Richardson-Zahl und wird anstelle der Obukhov-Länge als Stabilitätsparameter verwendet. Die Funktionen  $\Phi_M$  und  $\Phi_H$  werden durch die entsprechenden Stabilitätsfunktionen  $F$  ersetzt. Die Flüsse für den Impuls und der Wärme ergeben sich nun aus den Transferkoeffizienten für die neutrale Schichtung und den Stabilitätsfunktionen

$F$ . In Louis [1979] wird dazu die Annahme getroffen, dass  $z_0$  und  $z_{0T}$  gleich seien und somit für den Transferkoeffizienten des Wärmeflusses  $C_H^n = \frac{K_H}{K_M} C_D^n$  resultiert.

$$\tau_{zx} = \rho C_D^n \bar{u}(z_h)^2 F_M(Ri_B, z_h/z_0) \quad , \quad (1.19a)$$

$$-\rho c_p \overline{w'\theta'_v} = \rho c_p C_H^n \bar{u}(z_h) (\bar{\theta}_v(z_h) - \bar{\theta}_v(z_{0T})) F_H(Ri_B, z_h/z_0) \quad (1.19b)$$

Bei Betrachtung labiler bis fast neutraler Verhältnisse ( $Ri_B \leq 0$ ), unter Berücksichtigung, dass für sehr kleine Werte von  $\bar{u}$   $Ri_B$  nicht zu groß wird, ergibt sich nach Louis [1979] folgende Formulierung für die Stabilitätsfunktionen.

$$F_{M/H}(Ri_B, z_h/z_0) = 1 - \frac{b' Ri_B}{1 + c' |Ri_B|^{1/2}} \quad \text{mit } c' = C^* C_{M/H}^n b' \left( \frac{z_h}{z_0} \right)^{1/2}$$

Für  $F_M$ , die Stabilitätsfunktion des Impulsflusses, wurde  $C^* = 7.4$  ermittelt und für  $F_H$ , die Stabilitätsfunktion des Wärmeflusses, ergab sich  $C^* = 5.3$ . Für  $b'$  wurde ein Wert von 9.4 bestimmt. Unter stabilen Bedingungen gilt für die  $F$ -Funktion folgende Beziehung:

$$F_{M/H} = (1 + b'' Ri_B)^{-2} \quad \text{mit } b'' = \frac{b'}{2}$$

## 1.8. Turbulenzkriterien und Stabilitätsmaße

Um die Stabilität einer Schichtung zu untersuchen, ist es nützlich Stabilitätsmaße zu finden. Hierbei wird das Verhalten turbulenter kinetischer Energie einer Strömung in Bezug auf ihre thermische Produktion/Vernichtung zu ihrer dynamischen Erzeugung/Vernichtung untersucht.

### 1.8.1. Die turbulente kinetische Energie

Die Haushaltsgleichung für die turbulente kinetische Energie erhält man aus der Differenz der gemittelten kinetischen Energie der gesamten Strömung und der kinetischen Energie der gemittelten Strömung. Die Haushaltsgleichung der TKE ergibt sich zu

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \bar{u}_k \bar{E} + \overline{u'_k E} - \nu \frac{\partial \bar{E}}{\partial x_k} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{u'_k p'}}{\partial x_k} = -\overline{u'_k u'_i} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \overline{w' \theta'_v} \frac{g}{\theta_v} - \nu \overline{\left( \frac{\partial u'}{\partial x_k} \right)^2}$$

Diese Gleichung beschreibt hierbei das Zusammenwirken verschiedener Einflussfaktoren auf die turbulente Entwicklung einer Strömung.

### 1.8.2. Die Fluss-Richardson-Zahl

Im Folgenden wird horizontale Homogenität für eine horizontale Grundströmung angenommen und der Dissipations- und Divergenzterm aus der TKE-Haushaltsgleichung vernachlässigt. Aufgrund sehr kleiner Werte wird auch der Druckschwankungsterm außer acht gelassen. Die Haushaltsgleichung der TKE kürzt sich damit zu folgender Gleichung:

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = - \left( \overline{w'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{w'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \left( 1 - \frac{\frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v}}{\overline{w'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{w'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}} \right)$$

Das Verhältnis von Produktion/Vernichtung von Energie durch thermischen Auftrieb zur Produktion/Vernichtung von Turbulenz durch Schubspannungskräfte wird durch die Fluss-Richardson-Zahl wiedergegeben.

$$Ri_F = \frac{\frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v}}{\overline{w'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{w'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}}$$

Aufgrund der positiven Definitheit des Schubspannungsterm bestimmt der Auftriebsterm das Vorzeichen der Richardson-Zahl.

Sind Auftriebsterm und Schubspannungsterm im Gleichgewicht, so ist  $Ri_F = 1$ . Dieses Maß wurde von Richardson als kritischer Wert betrachtet wurde. So besagt das Turbulenzkriterium von Richardson, dass für  $Ri_F < 1$  die Strömung turbulent ist, und für  $Ri_F > 1$  die Strömung laminar wird (Stull [1988]). Allerdings ergaben Messungen, dass bereits ab einem Wert von  $Ri_F \approx 0.25$  Turbulenz in der Atmosphäre an Stärke abnimmt. Hervorgehoben wird dies durch die zusätzliche reibungsbedingte Unterdrückung von Turbulenz, die allerdings als Dissipationsterm  $\varepsilon$  vernachlässigt wurde. Der mechanischen Produktion von TKE wirkt jedoch immer die Dissipationsenergie entgegen. Ebenso dürfe nach Kraus [2008] bei labiler Schichtung der Divergenzterm  $D$  nicht vernachlässigt werden.

Der Zusammenhang zwischen Energieerzeugung und der Fluss-Richardson-Zahl wird in Tabelle 1.1 noch einmal übersichtlich wiedergegeben.

### 1.8.3. Die Gradient-Richardson-Zahl

Verbreitet wird die Gradient-Richardson-Zahl als thermischer Stabilitätsparameter in der AGS eingesetzt (Garratt [1992]). Diese erhält man mittels der Gradient-Ansätze und einer vereinfachenden Annahme, dass eine stabile Schichtung vorliegt und somit die Diffusionskoeffizienten  $K_M$  (für den Transport von Impuls) und  $K_H$  (für den thermischen Transport)

$\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \left( = -\frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'} \right)$	$Ri_F$	$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t}$	Beschreibung
$< 0$ labile Schichtung	$< 0$	$> 0$	thermische und mechanische Produktion von TKE
$= 0$ neutrale Schichtung	$= 0$	$> 0$	reine mechanische Produktion von TKE
$> 0$ stabile Schichtung	$0 < Ri_F < 1$	$> 0$	mechanische Produktion von TKE, $\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} < \overline{w'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{w'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$
	$Ri_F = 1$	$= 0$	TKE verändert Intensität nicht, $\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \overline{w'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{w'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$
	$Ri_F > 1$	$< 0$	Vernichtung von TKE durch negativen Auftrieb, $\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} > \overline{w'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{w'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$

Tabelle 1.1.: TKE in Abhängigkeit der Richardson-Zahl und der Schichtungsstabilität unter Vernachlässigung von Dissipation und Energiedivergenz

gleich seien ( $K_M = K_H$ ).

$$Ri_G = \frac{\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}{\left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2}$$

Für den labilen Fall ( $K_H > K_M$ ) hingegen kann man die Gradient-Richardson-Zahl nicht mehr für die Stabilitätsbetrachtung heranziehen. Es muss die Prandtl-Zahl  $\frac{K_M}{K_H}$  hinzugezogen werden, so dass sich wieder die Fluss-Richardson-Zahl ergibt:

$$Ri_F = \frac{K_H}{K_M} Ri_G$$

#### 1.8.4. Die Bulk-Richardson-Zahl

Die Bulk-Richardson-Zahl findet oft in numerischen Modellen Verwendung, da man anstelle der Differentialquotienten Differenzenquotienten benutzt, welches die Berechnung durch Einfügen diskreter Messwerte vereinfacht.

$$Ri_B = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\Delta \bar{\theta}_v \Delta z}{(\Delta \bar{u})^2 + (\Delta \bar{v})^2}$$



## 2. Modellbeschreibung

### 2.1. ASAM

ASAM steht für die Abkürzung von *All Scale Atmospheric Model* und ist ein numerisches Modell zur Simulation atmosphärischer Prozesse auf globaler bis einschließlich lokaler Skala. Modelliert werden zum Beispiel das Strömungsverhalten in Straßenschluchten, Transportprozesse oder chemische Prozesse. Entwickelt wurde das Programm am Leibniz-Institut für Troposphärenforschung in Leipzig und befindet sich zur Zeit noch in ständiger Weiterentwicklung. Es bietet verschiedene Auswahlmöglichkeiten an physikalischen Prozessen, Variablen und numerischen Berechnungsmethoden.

#### 2.1.1. Geometrie und Gittergenerierung von Cut Cells

Physikalische Größen werden im ASAM über ein kartesisches Gitter diskretisiert. Dabei handelt es sich um ein verschobenes Arakawa C-Gitter (Horn [2006]), in welchem die Vektorgrößen in der Mitte der Randflächen berechnet werden und Größen wie die Temperatur, der Druck oder die turbulente kinetische Energie, im Zentrum der Gitterzelle. Gegenüber den anderen Arakawa-Gittern werden laut Horn [2006] für Rechnungen in einem Arakawa C-Gitter realistischere Ergebnisse erzielt.

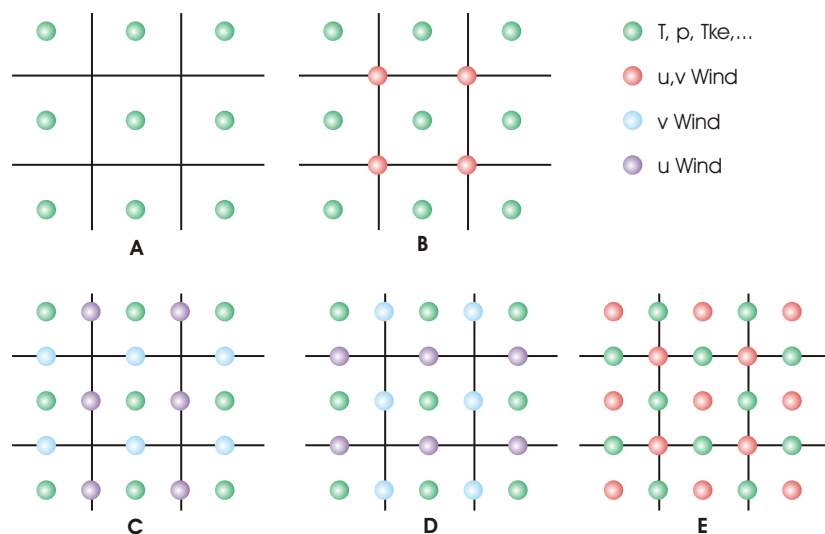


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung der Arakawa-Gittertypen A bis E

Außerdem lässt sich im ASAM die Auflösung der Gitter erhöhen oder herabsetzen und die Gitter selbst in Blöcke einteilen. Dies ermöglicht bei sehr rechenaufwändigen Prozessen ein paralleles Rechnen über verschiedene Prozessoren.

Zur Generierung einer Geometrie über ein Gitter gibt es verschiedene Verfahren. Einerseits können die Gitterzellen in ihrer Form der Geometrieform angepasst werden, andererseits können die Zellen der Geometrie entsprechend geschnitten werden. Letztere ist das Cutcell-Verfahren, in welchem die Schnittstellen zwischen Geometrie und Gitterzellen ermittelt werden und die sich daraus ergebende gemeinsame Schnittmenge "herausgeschnitten" wird. Bei diesem Verfahren müssen daher die Volumina und Flächen der angeschnittenen Zellen erneut ermittelt werden.

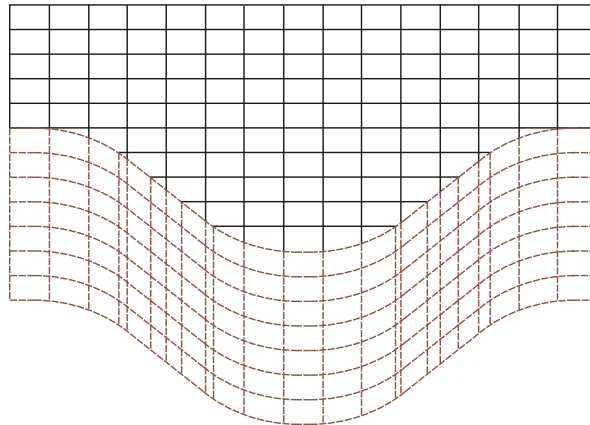


Abbildung 2.2.: Beispielfähige zweidimensionale Abbildung eines Tales mit CutCells (schwarz) und die der Geometrie angepasste Gitterzellen für die 7 Schichten des Bodenmodell (braun gestrichelt)

Ein Algorithmus berechnet dabei die Volumina, Flächen sowie Flächennormalen der angeschnittenen Gitterzellen in einem rekursiven Verfahren. Hierbei werden die Zellen, die an die Geometrie angrenzen in kleinere Subzellen unterteilt. Danach wird unterschieden, welche Zellen innerhalb oder außerhalb der Geometrie liegen, wobei die Außenliegenden herausgeschnitten werden. Die Subzellen, welche immer noch durch die Geometrie geschnitten werden, werden erneut in kleinere Subzellen geteilt und erneut auf ihre relative Lage zur Geometrie untersucht. Dieser Vorgang wiederholt sich so oft, wie die maximale Rekursionstiefe festgelegt ist. Schließlich werden die Volumina und Flächen der jeweiligen Gitterzelle durch Integration über die Subzellen berechnet, wobei die berechneten Größen entsprechend der Rekursionstiefe mit Fehlern behaftet sind.

### 2.1.2. Abschattungsverfahren im Strahlungsmodell

Horn [2006] implementierte ein Strahlungsmodell in das ASAM, welches unter anderem neben dem tageszeitlichen Sonnenstand auch die durch die Topographie oder anderwei-

tig festgelegte Geometrien hervorgerufene Abschattung berechnet. Das implementierte Verfahren nennt sich *Raytracing*, in dem für jede an die Geometrie grenzende Zelle ein Strahl in Richtung Sonne geschickt wird. Trifft der Strahl jedoch vorher auf eine andere **Gitterzelle**, wird die Zelle von der der Strahl ausging als schattiert markiert, indem der ihr zugeordneten Variable *'shad'* der Wert Null zugewiesen wird. Ebenso verhält es sich, wenn der Strahl keine der benachbarten Zellen trifft, sondern direkt in den Boden verläuft. Ansonsten wird der Zelle der Wert *'shad' = 1* zugeordnet, wenn der Strahl ungehindert bis zur Blockgrenze verläuft.

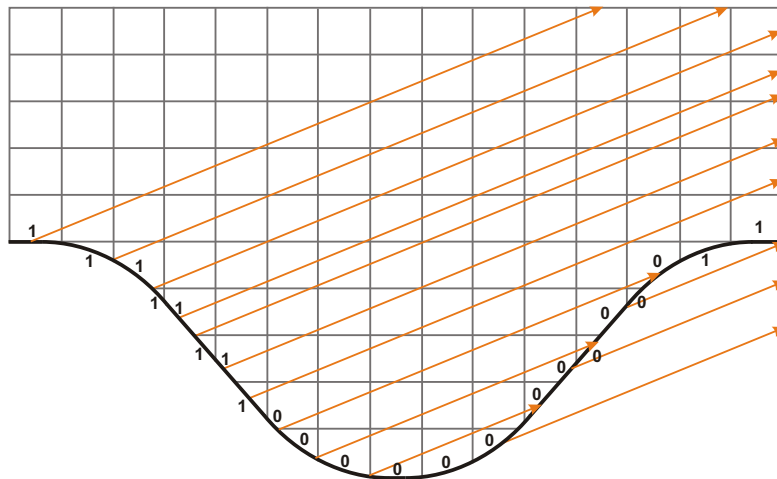


Abbildung 2.3.: Vereinfachte Darstellung der Abschattung bei Orografie unter einem frei gewählten Sonnenwinkel

Ist ein Modellgebiet in mehrere Blöcke unterteilt, so werden die Strahlen, die nicht auf die Geometrie treffen, sondern auf direktem Weg die Blockgrenze erreichen, markiert, um an den entsprechenden Nachbarblock weiterverschickt zu werden. Diese Information wird in einer Variablen gespeichert. Sobald alle Blöcke diesen Prozess beendet haben, werden die Informationen ausgetauscht, welcher Block von seinen Nachbarblöcken Strahlen erhält. Dieser Nachrichtenaustausch wird realisiert via MPI (*Message Passing Interface*). Eine genauere Erläuterung findet man in Horn [2006].

### 2.1.3. Die virtuelle potentielle Temperatur

Im ASAM wird anstelle der potentiellen Temperatur die virtuelle potentielle Temperatur nach Bryan und Fritsch [2002] verwendet. In Ermangelung einer allgemein verwendeten Formulierung, die die Feuchte in numerischen Modellen berücksichtigt, entwickelten Bryan und Fritsch [2002] ein Modell, das als Maßstab dienen soll für andere Modelle, welche die Feuchte in ihre Prozesse einbeziehen. Der Unterschied zu den meisten numerischen Modellen besteht darin, dass man in den thermodynamischen Gleichungen bisher die spezifische Wärmekapazität von Wasser und Wasserdampf vernachlässigt hat, indem man die spezifi-

sche Wärmekapazität feuchter Luft der Wärmekapazität trockener Luft gleichgesetzt hat ( $c_{pml} \approx c_p$ ,  $c_{vml} \approx c_v$  und damit  $R_m \approx R_d$ ). Um eine möglichst genaue Annäherung an die realen thermodynamischen Verhältnisse zu schaffen, werden die sonst ignorierten Terme nun in den Berechnungen beibehalten. Für die trocken-potentielle Temperatur ergibt sich daraus folgende Form:

$$\tilde{\Theta} = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_m}{c_{pml}}} .$$

Dabei sind  $c_{pml}$  und  $c_{vml}$  die spezifischen Wärmekapazitäten und  $R_m$  die individuellen Gaskonstante feuchter Luft.

$$\begin{aligned} c_{vml} &= c_v + c_{vv} \frac{\rho_v}{\rho_d} + c_{pl} \frac{\rho_l}{\rho_d} , \\ c_{pml} &= c_p + c_{pv} \frac{\rho_v}{\rho_d} + c_{pl} \frac{\rho_l}{\rho_d} , \\ R_m &= R_d + R_v \frac{\rho_v}{\rho_d} = c_{pml} - c_{vml} \end{aligned}$$

Die virtuelle potentielle Temperatur definiert sich nach dieser Methode folgendermaßen:

$$\theta_p = \tilde{\theta} \left[ \frac{1 + \frac{R_v \rho_v}{R_d \rho_d}}{1 + \frac{\rho_v}{\rho_d} + \frac{\rho_l}{\rho_d}} \right] = \tilde{\theta} R_p$$

Über die Erhaltungsgleichung der spezifischen Enthalpie und einigen Umformungen gelangt man zur Erhaltungsgleichung für den Wärmefluss in Bezug auf die Gesamtdichte.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \theta_p}{\partial t} + \frac{\partial \rho \theta_p u}{\partial x} &= -\theta_p \frac{\rho}{\rho_d} \left\{ \frac{L_v Q_{ph} - Q_{LH}}{c_{pml} T} + \ln \tilde{\pi} \left[ \frac{c_{pv}}{c_{pml}} (Q_{SH} + Q_{ph}) - \frac{c_{pl}}{c_{pml}} Q_{ph} \right] \right. \\ &\quad \left. - (1 + \ln \tilde{\pi}) \frac{R_v}{R_m} (Q_{SH} + Q_{ph}) \right\} \end{aligned}$$

$Q_{ph}$  steht für die Wärme, die für eine Phasenumwandlung aufgebracht werden muss und ist in diesem Fall Null, da Phasenumwandlungen, wie bereits früher erwähnt, nicht einbezogen werden.

## 2.2. Das Bodenmodell

Das Bodenmodell für das ASAM orientiert sich am *Nonhydrostatic Regional Model LM* Doms et al. [2007]. So wurden die Bodentiefen  $z_k$  (in [m]) der  $k$ -ten Schicht ( $k = 1, \dots, k_{Soil}$ )

analog zum Bodenmodell TERRA\_ML über die folgende Gleichung gewählt:

$$z_k = 0.01 \cdot 3^{(k-1)} \quad ,$$

mit der Anzahl der klimatologisch aktiven Bodenschichten  $k_{Soil} = 7$  und der Schichtdicke  $\Delta z_k = z_k - z_{k-1}$ . Unterhalb der siebten Schicht wird angenommen, dass keine relevanten Temperaturänderungen stattfinden und die Bodentemperatur in dieser Tiefe als konstant angesehen werden kann. Weiterhin wird angenommen, dass ab der sechsten Schicht die Diffusionskraft gegenüber der Schwerkraft verschwindend gering ist und somit der Wassertransport nur noch über die Schwerkraft stattfindet. Flüsse, die durch horizontale Gradienten zwischen benachbarten Gitterzellen auftreten, finden in diesem Bodenmodell noch keine Berücksichtigung. Dieses Modell beschreibt somit vorerst nur vertikale Flüsse im Boden.

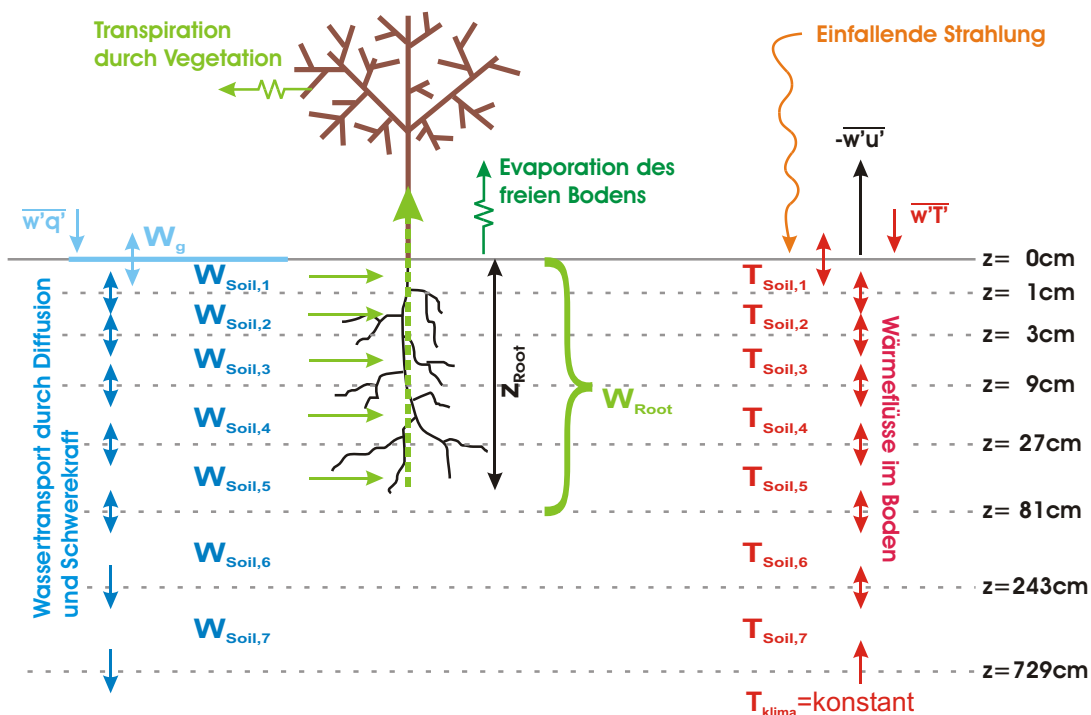


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung der Transportprozesse innerhalb und oberhalb des Bodens

Zur vereinfachten Betrachtung der physikalischen Vorgänge am Boden werden vorerst Niederschlagsprozesse ebenso wie Phasenumwandlungen nicht in das Bodenmodell einbezogen. Verdunstung findet somit nur über den Boden statt und über die Blattflächen der Vegetation, die die Feuchte aus dem Boden über die Wurzeln aufnimmt. Die Eisphase wird ebenfalls nicht betrachtet, da dies Phasenumwandlung einschließen würde.

### 2.2.1. Die turbulenten Flüsse am Boden

Die Formulierung der Flüsse am Boden erfolgt nach den Gleichungen von Louis (1.19) mit den Widerstandskoeffizienten aus (1.13) und der Voraussetzung, dass  $z_0 \neq z_{0T}$  sei.

$$\tau_{zx} = \rho C_m^n F_m (Ri_B, h/z_0) |\mathbf{v}_h| u(h) \quad (2.1a)$$

$$-\rho c_p \overline{w'\theta'_v} = \rho c_p C_h^n F_h (Ri_B, h/z_0, h/z_{0T}) |\mathbf{v}_h| (\theta_v(h) - \theta_v(z_{0T})) \quad (2.1b)$$

$$-\rho L \overline{w'q'} = \rho L C_q^n F_q (Ri_B, h/z_0, h/z_{0q}) |\mathbf{v}_h| (q(h) - q(z_{0q})) \quad (2.1c)$$

$|\mathbf{v}_h| = \sqrt{u^2 + v^2}$  ist der Horizontalwind und es gilt  $C_q^n F_q = C_h^n F_h$ .

$Ri_B$  ist die dimensionslose Bulk-Richardson-Zahl in der Form:

$$Ri_B = \frac{g}{\theta_{sfc}} \frac{(\theta - \theta_{sfc})(h - z_0)}{u^2 + v^2}$$

$F_m$  und  $F_h$  sind die von der Bulk-Richardson-Zahl abhängigen Stabilitätsfunktionen, basierend auf der Formulierung des ECMWF-Modells (ECMWF [1991]).

$$F_m = \begin{cases} \frac{1}{1 + \frac{2b Ri_B}{\sqrt{1 + d Ri_B}}} & , \text{für } Ri_B \geq 0 \\ 1 + \frac{2b |Ri_B|}{1 + 3bc C_m^n \left[ \left( \frac{h}{z_0} \right)^{1/3} - 1 \right]^{3/2} \sqrt{|Ri_B|}} & , \text{für } Ri_B < 0 \end{cases}$$

$$F_h = \begin{cases} \frac{1}{1 + 3b Ri_B \sqrt{1 + d Ri_B}} & , \text{für } Ri_B \geq 0 \\ 1 + \frac{3b |Ri_B|}{1 + 3bc C_h^n \left[ \left( \frac{h}{z_h} \right)^{1/3} - 1 \right]^{3/2} \sqrt{|Ri_B|}} & , \text{für } Ri_B < 0 \end{cases}$$

Dabei sind  $b = c = d = 5.0$  freie Parameter und  $z_h = \max(z_0, z_{h,max})$  die Rauigkeitshöhe, die zur Vermeidung eines übermäßigen Wärmeaustausches bei zu großen Rauigkeitslängen auf einen Maximalwert von  $z_{h,max} = 0.1\text{m}$  begrenzt ist (Doms et al. [2007]).

Für den stationären Fall mit  $|\mathbf{v}_h| \rightarrow 0$  und der damit verbundenen negativ anwachsenden Bulk-Richardson-Zahl ( $Ri_B \rightarrow -\infty$ ) resultieren für die Stabilitätsparameter der Ober-

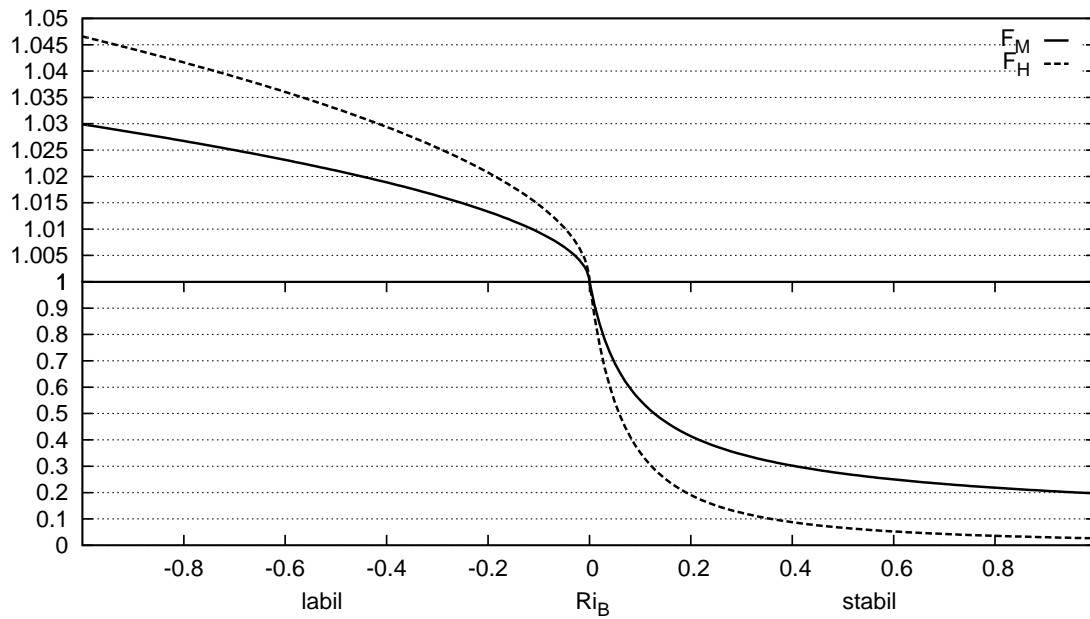


Abbildung 2.5.: Die Stabilitätsfunktionen in Abhängigkeit von  $Ri_B$  unter Verwendung eines Rauigkeitsparameters von  $h/z_0 = 10^2$

flächenflüsse

$$C_m^n F_m |\mathbf{v}_h| = C_m^n |\mathbf{v}_h| + \frac{2 b C_m^n |\mathbf{v}_h|^2 \left| \frac{g}{\theta_{sfc}} \frac{(\theta - \theta_{sfc})(h - z_0)}{u^2 + v^2} \right|}{|\mathbf{v}_h| + 3 b c C_m^n \left[ \left( \frac{h}{z_0} \right)^{1/3} - 1 \right]^{3/2} \sqrt{|\mathbf{v}_h|^2 \left| \frac{g}{\theta_{sfc}} \frac{(\theta - \theta_{sfc})(h - z_0)}{u^2 + v^2} \right|}},$$

$$C_h^n F_h |\mathbf{v}_h| = C_h^n |\mathbf{v}_h| + \frac{3 b C_h^n |\mathbf{v}_h|^2 \left| \frac{g}{\theta_{sfc}} \frac{(\theta - \theta_{sfc})(h - z_0)}{u^2 + v^2} \right|}{|\mathbf{v}_h| + 3 b c C_h^n \left[ \left( \frac{h}{z_h} \right)^{1/3} - 1 \right]^{3/2} \sqrt{|\mathbf{v}_h|^2 \left| \frac{g}{\theta_{sfc}} \frac{(\theta - \theta_{sfc})(h - z_0)}{u^2 + v^2} \right|}}$$

folgende Grenzwerte

$$\lim_{|\mathbf{v}_h| \rightarrow 0} C_m^n F_m |\mathbf{v}_h| = \frac{2 \left| \frac{g}{\theta_{sfc}} (\theta - \theta_{sfc})(h - z_0) \right|^{1/2}}{3c \left[ \left( \frac{h}{z_0} \right)^{1/3} - 1 \right]^{3/2}},$$

$$\lim_{|\mathbf{v}_h| \rightarrow 0} C_h^n F_h |\mathbf{v}_h| = \frac{\left| \frac{g}{\theta_{sfc}} (\theta - \theta_{sfc})(h - z_0) \right|^{1/2}}{c \left[ \left( \frac{h}{z_h} \right)^{1/3} - 1 \right]^{3/2}}.$$

Somit verschwinden die Wärme- und Feuchteflüsse am Boden bei reiner Konvektion nicht. Der Impulsfluss jedoch wird aufgrund des zusätzlichen Geschwindigkeitsterms Null.

### 2.2.2. Die Temperaturgleichungen

Im tageszeitlichen Verlauf ergeben sich für die Temperaturkurven der bodennahen Luftschicht und den Bodenschichten unterschiedlich hohe Amplituden. Die Erwärmungsrate in der obersten Bodenschicht besteht tagsüber vor allem aus der durch die Sonnenstrahlung zugeführten Energie. Mit zunehmender Tiefe nimmt der Einfluss der Wärmeenergie aus der solaren Einstrahlung ab. Ab einer bestimmten Tiefe überwiegt die Wärmeenergie aus dem Erdinneren der durch Wärmeleitung zugeführten Energie soweit, dass man ab dieser Schicht von einer konstanten Temperatur ausgehen kann. Für das in dieser Arbeit betrachtete Bodenmodell entspricht die Tiefe, ab welcher eine konstante Bodentemperatur herrscht, unterhalb der Tiefe der siebten Schicht. Als konstanter Wert wird eine in diesen Breitengraden ( $50^\circ$ ) vorherrschende durchschnittliche Temperatur von etwa 280K gewählt.

#### Obere Randbedingung

Die oberste Bodenschicht ist der direkten solaren Strahlung ausgesetzt und besitzt gegenüber den unteren Bodenschichten den größten tageszeitlichen Temperaturgradienten. Die Erwärmungsrate der ersten Schicht wird neben der Einstrahlung vom latenten und dem fühlbaren Wärmestrom bestimmt und berechnet sich wie folgt:

$$\frac{\partial T_{soil,1}}{\partial t} = \frac{1}{\rho c} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \left( \lambda \frac{\partial T_{soil,1}}{\partial z} \right) + \Delta Q \right] \quad (2.2)$$

$$\Delta Q = Q_{dir} + Q_{dif} - \sigma T_{soil,1}^4 - c_p Q_{SH} - L_v Q_{LH} \quad (2.3)$$

Dabei sind  $Q_{SH} = -\overline{w'q'}$  der sensible Wärmestrom und  $Q_{LH} = \overline{w'\theta'_v}$  der latente Wärmestrom aus Gleichung 2.1. Der Ausdruck  $\sigma T_{soil,1}^4$  beschreibt die Ausstrahlung des Bodens durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz.  $c_p$  ist die Wärmekapazität der Luft.  $Q_{dir}$  und  $Q_{dif}$  sind jeweils die direkte und indirekte (diffuse) Einstrahlung in  $[Wm^{-2}]$  in Abhängigkeit des Boden-Albedowertes  $\alpha_{alb}$  und der Strahlungsintensität.

$$Q_{dir} = (1 - \alpha_{alb}) Rad_{dir}$$

$$Q_{dif} = (1 - \alpha_{alb}) Rad_{dif}$$

$\alpha_{alb} = [f_{plant}\alpha_{veg} + (1 - f_{plant})\alpha_{soil}(W_{soil})]$  steht für die Gesamtalbedo der Oberfläche. Die Bodenalbedo  $\alpha_{soil}$  beschreibt hierbei das vom Bodenwassergehalt und dem Landnutzungsparameter abhängige Rückstreuerverhalten nach Braun [2002] in folgender Form:

$$\alpha_{soil}(W_{soil}) = \alpha_{alb,0} - \frac{W_{soil} - W_{res}}{W_{sat} - W_{res}} \Delta\alpha_{alb}$$

$\alpha_{alb,0}$  ist der Rückstreuwert für trockenen Boden und  $\Delta\alpha_{soil}$  stellt die Differenz der Albedo zwischen trockenem und feuchtem Boden dar. Beide Werte sind in Tabelle B.4 gegeben. Die Albedo der durch Vegetation bewachsenen Fläche  $\alpha_{veg}$  wird analog zu den Vegetationsparametern aus Braun [2002] beschrieben. Damit berechnet sich  $\alpha_{veg}$  aus dem jahreszeitlichen Maximum abzüglich der Differenz aus dem Maximum und Minimum der Albedo in Abhängigkeit einer Vegetationsfunktion  $F_{Veg}$ .

$$\alpha_{veg} = \alpha_{veg}^{Max} - (\alpha_{veg}^{Max} - \alpha_{veg}^{Min}) F_{Veg}$$

Die Vegetationsfunktion ist allein abhängig vom Jahrestag  $J_d$ , an welchem die Berechnungen simuliert werden soll.

$$F_{Veg}(J_d) = \left[ \frac{1 - \cos\left(\pi + 2\pi \frac{J_d - 210}{365}\right)}{2} \right]^2$$

$L_v$  ist die latente Verdampfungswärme und ergibt sich zu:

$$L_v = L_{v0} - (c_{pl} - c_{pv})T_{Air} .$$

$c_{pl}$  und  $c_{pv}$  sind die spezifischen Wärmekapazitäten für Wasser und Wasserdampf bei konstantem Druck, und  $L_{v0} = 2.5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$  der Referenzwert der latenten Verdampfungswärme, den man unter isobaren Bedingungen bei 100°C und 1013hPa erhält.

### Die Temperaturgleichung in den klimatologisch aktiven Schichten

Die Erwärmung der Bodenschichten erfolgt über die Wärmeleitung, welche neben der Bodenbeschaffenheit auch vom Wassergehalt im Boden anhängig ist, da eine Änderung des Wassergehalt eine Änderung in der Wärmekapazität des Bodens bewirkt.

Die Temperatur in den klimatologisch aktiven Schichten berechnet sich nun über die Wärmeleitungsgleichung wie folgt:

$$\frac{\partial T_{soil,k}}{\partial t} = \frac{1}{\rho c} \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T_{soil,k}}{\partial z} \right) , \quad (2.4)$$

Nach Walko et al. [2000] wird der Temperaturgleichung ein Term hinzugefügt, der den Transport von innerer Energie durch den in Kapitel 2.2.3 näher erläuterten Bodenfeuchtestrom einschließt.

$$\frac{\partial T_{soil,k}}{\partial t} = \frac{1}{\rho c} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \lambda \frac{\partial T_{soil,k}}{\partial z} + E_q \right] \quad (2.5)$$

$$E_q = \left( \kappa_{Soil} \frac{\partial \Psi_{Soil}}{\partial z} + \kappa_{Soil} \right) \rho_w c_w \bar{T}_{soil} - \frac{E_{trans,k}}{\rho_w} \rho_w c_w - \frac{\delta_{1,k} (E_{pot} - I_{perc})}{\rho_w} \rho_w c_w$$

$T_{soil,k}$  ist die Temperatur in der  $k$ -ten Bodenschicht in  $[K]$ ,  $\bar{T}_{soil}$  ist die gemittelte Temperatur aus der  $k$ -ten und der  $(k+1)$ -ten Bodenschicht.<sup>1</sup>  $\delta_{1,k}$  ist das Kronecker-Symbol:

$$\delta_{1,k} = \begin{cases} 1 & \text{für } k = 1 \\ 0 & \text{für } k \neq 1 \end{cases}$$

Der Wärmeleitkoeffizient  $\lambda$  und die volumetrische Wärmekapazität  $\rho c$  sind von der Bodentextur abhängige Variablen. Chen und Dudhia [2001] formulierten die Wärmekapazität des Bodens  $\rho c$  aus der sich aus dem Anteil des trockenen Bodens, des Wassers und der in den Poren verbleibenden Luft zusammensetzenden Gesamtkapazität zu:

$$\rho c = W_{soil} \rho_w c_w + (1 - W_{sat}) \rho_0 c_0 + (W_{sat} - W_{soil}) \rho_a c_a$$

Dabei nehmen die volumetrischen Wärmekapazitäten folgende Werte an: für Wasser  $\rho_w c_w = 4.18 \cdot 10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \text{ K})$  und für Luft  $\rho_a c_a = 1298 \text{ J}/(\text{m}^3 \text{ K})$ . Die Wärmekapazitäten von trockenem Boden  $\rho_0 c_0$  in Abhängigkeit der Bodenklasse erhält man aus dem in Anhang B in Tabelle B.1 hinterlegten Werten.  $W_{soil}$  steht für den volumetrischen Flüssigwassergehalt im Boden und  $W_{sat}$  für den von der Porengröße und -verteilung abhängigen maximal erreichbaren volumetrischen Bodenwassergehalt und entspricht dem Porenvolumen  $W_{pv}$  in Tabelle B.1 in Anhang B. Der Wärmeleitkoeffizient  $\lambda$  in Abhängigkeit vom Feuchtepotential im Boden  $\Psi_{soil}$  ergibt sich nach Pielke [1984] zu:

$$\lambda = \begin{cases} 418 \exp \{ -\log_{10} |100 \Psi_{soil}| - 2.7 \}, & \log_{10} |100 \Psi_{soil}| \leq 5.1 \\ 0.172, & \log_{10} |100 \Psi_{soil}| > 5.1 \end{cases}$$

$\Psi_{soil}$  steht für das Matrixpotential in der Einheit Meter, das die Kraft angibt, die das Wasser durch Adhäsionskräfte und der Kapillarwirkung der Poren im Boden gegen die Schwerebeschleunigung in der Bodenmatrix hält. Das bedeutet, dass für hohe Bodenfeuchten das Potential abnimmt und für sehr geringe Bodenfeuchten das Potential zunimmt.  $\Psi_{soil}$  wird auch als Saugspannung bezeichnet. In der nach Clapp und Hornberger [1978] parametrisierten Form schreibt sich das Matrixpotential wie folgt:

$$\Psi_{soil} = \Psi_{sat} \left( \frac{W_{soil}}{W_{sat}} \right)^{-b^*} \quad (2.6)$$

<sup>1</sup>Der Index  $k$  wird im Folgenden weggelassen; alle Größen mit dem Index 'Soil' entsprechen dabei der Größe in der  $k$ -ten Schicht.

$\Psi_{sat}$  ist das Feuchtepotential bei Sättigung des Bodens und  $b^*$  ist ein Clapp-Hornberger-Parameter nach Heise und Schrodin [2001]. Die für das Matrixpotential charakteristische S-Form (Braun [2002]) in Bezug zum Bodenwassergehalt wird jedoch am besten durch die Parametrisierung nach Van Genuchten [1980], basierend auf dem Mualem-Model Mualem [1976], widergegeben.

$$\Psi_{soil} = \Psi_{sat} \left[ \left( \frac{W_{soil} - W_{res}}{W_{sat} - W_{res}} \right)^{-\frac{1}{m}} - 1 \right]^{\frac{1}{n}} \quad (2.7)$$

$m = 1 - 1/n$  und  $n = \gamma + 1$  sind Parameter zur Porenverteilung.  $W_{res}$  steht für den residualen Wassergehalt im Boden. Die Werte für  $\Psi_{sat}$ ,  $\gamma$  und  $W_{res}$  können Anhang B Tabelle B.3 entnommen werden.

Eine Gegenüberstellung der zwei Parametrisierungsformen findet man in Abbildung 2.6. Als Beispiel wurden die Matrixpotentiale für Sand und Lehm berechnet. Deutliche Unterschiede zeigen sich bei vorherrschender Sättigung bezüglich der Bodenfeuchte. In der parametrisierten Form nach Van Genuchten wird das Matrixpotential Null. Mehr Feuchte kann der Boden nicht aufnehmen, die Kraft dem Boden Wasser zu entziehen verschwindet. Der Kurvenverlauf des Matrixpotentials nach Campbell hingegen nähert sich mit zunehmender Bodenfeuchte asymptotisch einem Wert an. **Um einige Potenzen** höhere Ergebnisse erzielt das Matrixpotential nach Van Genuchten bei Austrocknung des Bodens gegenüber der Variante von Campbell. Verliert der Boden an Wasser, geschieht dies zuerst vor allem in den größeren Poren, da hier die Oberflächenspannung des Wassers geringer ist als in kleinen Poren. Je weniger Feuchte im Boden vorhanden ist, umso mehr Kraft muss aufgewendet werden, das Wasser zwischen den kleineren Poren zu entziehen. Van Genuchten berücksichtigt dabei einen residualen Gehalt an Feuchte im Boden, dem sich die Potentialkurve asymptotisch annähert. Außerdem ist festzustellen, dass für geringere Porengrößen auch die Unterschiede zwischen beiden Parametrisierungsformen umso kleiner sind.

Für die meisten atmosphärischen Modelle, welche auf globaler Skala arbeiten, genügen die Funktionen nach Campbell den Anforderungen (Braun [2002]). Da das Ziel dieser Arbeit jedoch die Modellierung von Grenzschichten im Bereich der Meso- bis Mikroskala ist, und sich zwischen den Parametrisierungsansätzen nach Van Genuchten und Campbell große Unterschiede zeigen, die wesentliche Auswirkungen auf die bodenhydraulischen Flüsse haben, werden im vorliegenden Bodenmodell die Funktionen nach Van Genuchten verwendet (wegen ihrer realistischeren Werte).

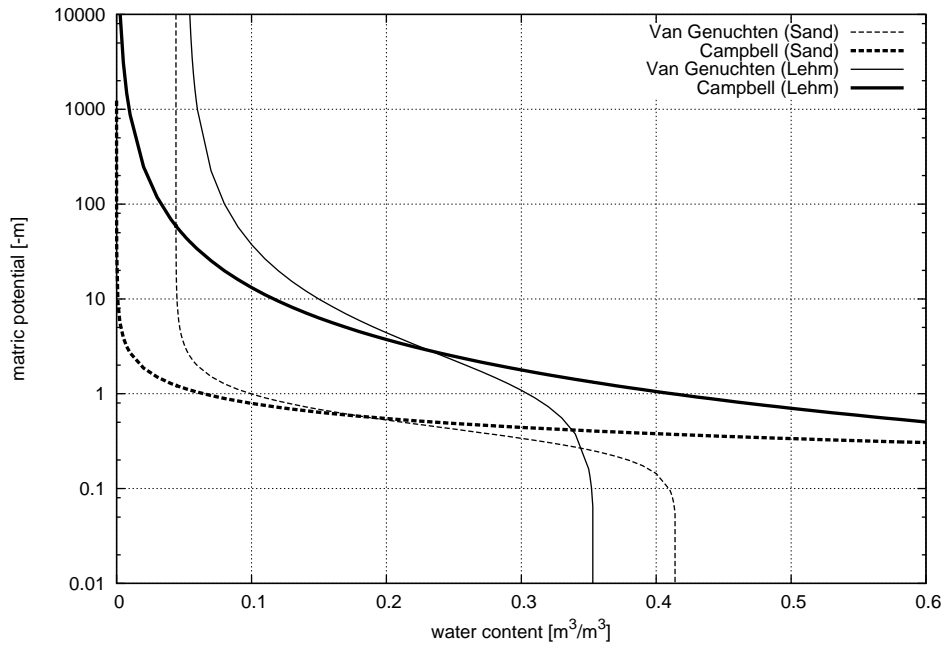


Abbildung 2.6.: Vergleich der Matrixpotentiale nach Van Genuchten und Campbell für Sand und Lehm mit Bodenkennwerten nach Rawls

### 2.2.3. Der volumetrische Bodenwassergehalt

#### Wasserbilanz für den Interzeptionsspeicher

Für den Interzeptionsspeicher, definiert als eine infinitesimal dünne Schicht zwischen der untersten Luftschicht und der obersten Bodenschicht wird die Feuchte am Boden  $W_g$  [m] nach Doms et al. [2007] formuliert.

$$\frac{\partial W_g}{\partial t} = - \frac{E_i + I_{perc}}{\rho_w} \quad (2.8)$$

$E_i$  steht hier für die Evaporation des Interzeptionswassers und  $I_{perc}$  steht für die Versickerung in den Boden. Da Niederschlag im vorliegenden Modell nicht simuliert wird, gibt es für den Interzeptionsspeicher keine Quelle, außer der Bildung von Tau.

$$E_i = \begin{cases} \max\left(-\frac{\rho_w}{\Delta t} W_g; f_i E_{pot}(T_{sfc})\right) & , \text{ wenn } E_{pot}(T_{sfc}) < 0 \\ E_{pot}(T_{sfc}) & , \text{ wenn } E_{pot}(T_{sfc}) > 0, T_{sfc} > 273.15\text{K} \\ 0 & , \text{ wenn } T_{sfc} \leq 273.15\text{K} \end{cases}$$

$$I_{perc} = \begin{cases} \left(W_g + E_i \frac{2\Delta t}{\rho_w}\right) \frac{\rho_w}{\tau_{perc}} & , \text{ wenn } T_{sfc} > 273.15\text{K} \\ 0 & , \text{ wenn } T_{sfc} \leq 273.15\text{K} \end{cases}$$

$E_{pot}(T_{sfc})$  ist hierbei die von der Temperatur am Boden abhängige potentielle Verdunstung, beschrieben in Gleichung (2.15).  $\tau_{perc}$  ist eine Zeitkonstante und wurde in Doms et al. [2007] mit 1000s gewählt.  $f_i$  ist der Anteil der Fläche, der mit Interzeptionswasser bedeckt ist.

$$f_i = \max \left[ 0.01; 1.0 - \exp \max \left( -5.0; \frac{W_g}{0.001} \right) \right]$$

### Der Wassertransport innerhalb der Bodenschichten

Der Transport des Bodenwassers von der ersten bis einschließlich der sechsten Schicht ergibt sich zu einem Anteil aus dem Schweredruck und zum anderen aus dem durch Diffusionskräfte hervorgerufenen, hydraulischen Druck. Unterhalb einer Tiefe von 243cm soll der Wassertransport nur noch Richtung Erdinnerem erfolgen. Die Gleichung für den hydraulischen Transport des Bodenwassers wird durch das Darcy-Gesetz beschrieben (Pielke [1984]), welches besagt, dass der Wasserfluss durch ein poröses Medium proportional zu dem hydraulischen Gradienten im Boden ist.

$$\frac{\partial W_{Soil}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ \kappa_{Soil} \frac{\partial}{\partial z} (\Psi_{Soil} + z) \right] \quad (2.9)$$

Umformuliert ergibt dies die Richards-Gleichung (Smirnova et al. [1996]):

$$\frac{\partial W_{Soil}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( D_{iff} \frac{\partial W_{Soil}}{\partial z} + \kappa_{Soil} \right), \quad (2.10)$$

mit dem Diffusionskoeffizienten

$$D_{iff} = \kappa_{Soil} \frac{\partial \Psi_{Soil}}{\partial W_{Soil}}$$

Der Proportionalitätsfaktor  $\kappa_{Soil}$  ist die hydraulische Leitfähigkeit in der Form nach Campbell [1974], parametrisiert nach Clapp und Hornberger [1978]

$$\kappa_{Soil} = \kappa_{sat} \left( \frac{W_{Soil}}{W_{sat}} \right)^{2b^*+3}, \quad (2.11)$$

wobei  $\kappa_{sat}$  die hydraulische Leitfähigkeit bei Sättigung des Bodens in Abhängigkeit des Bodentyps ist. So schreiben Clapp und Hornberger [1978], dass ihre Form der Parametrisierung der hydraulischen Leitfähigkeit nach (2.11) für einen Clapp-Hornberger-Parameter zwischen  $b^* = 0.17$  und  $b^* = 13.6$  und bei einer Bodenfeuchte nahe des Sättigungswertes sehr genaue Werte liefert. Eine größere Genauigkeit und bessere Übereinstimmung mit experimentell ermittelten Daten liefert laut Braun [2002] jedoch die hydraulische

Leitfähigkeit nach Van Genuchten [1980]:

$$\kappa_{Soil} = \kappa_{sat} \sqrt{\frac{W_{Soil} - W_{res}}{W_{sat} - W_{res}}} \left( 1 - \left[ 1 - \left( \frac{W_{Soil} - W_{res}}{W_{sat} - W_{res}} \right)^{\frac{1}{m}} \right]^m \right)^2 \quad (2.12)$$

Im direkten Vergleich zeigen beide Parametrisierungen der hydraulischen Leitfähigkeit große Unterschiede, wie es in Abbildung 2.7 deutlich wird. Wie in Kapitel 2.2.2 bereits für das Matrixpotential dargelegt, resultieren die Abweichungen voneinander hier ebenfalls aus dem unterschiedlichen Einsatz des residualen Wassergehalts, welcher bei Campbell keine Berücksichtigung findet. Dies führt vor allem bei einem volumetrischen Bodenwassergehalt in der Nähe des residualen Wertes zu den größten Differenzen. Bereits bei einem residualem Wassergehalt im Boden tendiert die Leitfähigkeit nach van Genuchten gegen Null, wohingegen bei Campbell dies erst der Fall ist, wenn kein Bodenwasser mehr vorhanden ist. Für das vorliegende Bodenmodell wird der Ansatz nach van Genuchten verwendet, wie es in Kapitel 2.2.2 bereits begründet wurde.

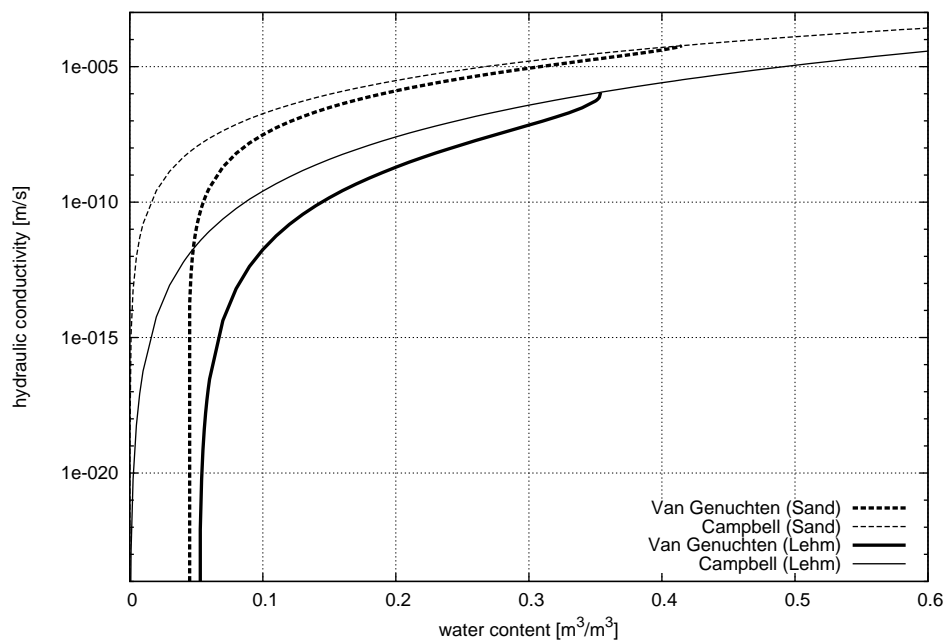


Abbildung 2.7.: Vergleich der hydraulischen Leitfähigkeit nach Van Genuchten und Campbell für Sand und Lehm mit Bodenkennwerten nach Rawls

### Untere Randbedingung für den Wassertransport

Wie zu Beginn dieses Kapitels erläutert, überwiegt der gravitationsbedingte Wassertransport ab der sechsten Bodenschicht dem Diffusiven und die Gleichung lautet:

$$\frac{\partial W_{Soil}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa_{Soil} \quad (2.13)$$

### 2.2.4. Der Feuchtefluss am Boden

Der Feuchteaustausch zwischen Boden und Luftschicht setzt sich aus der Evaporation des freien Bodens und der Evapotranspiration durch die Vegetation zusammen.

$$-\overline{w'q'} = Q_{SH} = E_{bare} + \sum_{k=1}^{n_{soil,hydr}} E_{Trans,k}$$

#### Evaporation über freiem Boden

Eine Parametrisierung zur Evaporationsrate über unbewachsenem Boden, die in sehr genauer Übereinstimmung zu beobachteten Werten liegen soll, liefern Noilhan und Planton [1989] mit folgender Formulierung:

$$E_{bare} = (1 - f_{plant}) \rho_{air} L_v \frac{(h_u q_{sat}(T_{surf}) - q_{air})}{R_{Atmo}} \quad (2.14)$$

Der erste Klammerterm gibt hierbei die Fläche an, die nicht mit Pflanzen bedeckt ist. Der Pflanzenbedeckungsgrad  $f_{plant}$  wird analog zur Planzenalbedo  $\alpha_{veg}$  aus Abschnitt 2.2.2 mit den Werten aus Anhang C Tabelle C.1 berechnet. Der letzte Klammerterm in Gleichung (2.14) gibt die Richtung des Feuchteflusses aus dem Feuchtedefizit an.  $R_{Atmo}$  steht für den atmosphärischen Widerstand, der im folgenden Abschnitt über die Transpiration näher erläutert wird. Noilhan und Planton stellten fest, dass die Evaporationsrate der potentiellen Evaporation entspricht, wenn der Wassergehalt  $W_{Soil}$  im Boden die Feldkapazität des Bodens  $W_{fc}$  übersteigt. In diesem Zusammenhang hängt die oberflächennahe relative Feuchte  $h_u$  vom Verhältnis  $W_{Soil,1}$  zu  $W_{fc}$  wie folgt ab:

$$h_u = \begin{cases} 0.5 \left[ 1 - \cos \left( \frac{\pi}{1.6} \frac{W_{Soil,1}}{W_{fc}} \right) \right], & W_{Soil,1} < W_{fc} \\ 1.0 & , \quad W_{Soil,1} \geq W_{fc} \end{cases}$$

Der Faktor 1.6 entspricht hierbei dem Unterschied zwischen dem Feuchtegehalt der bodennahen Luftschicht und dem Wassergehalt in der ersten Bodenschicht (Viterbo und Beljaars [1995]). Im Falle einer Taubildung ( $q_{sat}(T_{surf}) \leq q_{air}$ ) wird die Evaporation auf Null gesetzt, da Wasser sich zuerst im Interzeptionsspeicher sammeln soll und durch Perkolatation in den Boden gelangt. Ist das Feuchtedefizit ( $h_u q_{sat}(T_{surf}) - q_{air}$ )  $\leq 0$ , trotz  $q_{sat}(T_{surf}) \geq q_{air}$ , so wird die Evaporation ebenfalls auf Null gesetzt.

#### Die Transpiration über die Pflanzen

Für den Transport von Wasserdampf aus der Vegetation in die Atmosphäre wird die Berechnung nach Doms et al. [2007] basierend auf Dickinson [1984] übernommen. Darin wird die Annahme getroffen, dass die Evaporationsrate zwischen den Blättern und der Luft

innerhalb des Pflanzenbestandes dem Feuchtefluss zwischen der Luft im Pflanzenbestand und der Luft außerhalb des Pflanzenbestandes entspricht. Zudem wird die Temperatur der Blattflächen der Temperatur der Bodenoberfläche  $T_{surf}$  gleichgesetzt.

$$E_{Trans} = f_{plant} E_{Pot}(T_{surf}) \frac{R_{Atmo}}{(R_{Atmo} + R_{Foliage})}$$

Die potentielle Evaporation in Abhängigkeit der Bodentemperatur  $T_{surf}$

$$E_{Pot}(T_{surf}) = \rho C_q^n F_q |\mathbf{v}_h| (Q_{sat}(T_{soil,1}) - q_{air}) \quad (2.15)$$

beschreibt die Transpiration durch das Feuchtedefizit zwischen der Höhe  $h$  und dem Interzeptionsspeicher am Boden.

$$Q_{sat}(T_{surf}) = W_g q_{sat}(T_{soil,1}) - (1 - W_g) q_{air}$$

Der atmosphärische Widerstand, welcher in diesem Abschnitt den Widerstand zwischen der Bestandsluft und der Luft außerhalb des Pflanzenbestandes beschreibt, wird dem atmosphärischen Widerstand zwischen Boden und Atmosphäre gleichgesetzt, welcher bereits in Kapitel 1.5.3 als Kehrwert aus den Transferkoeffizienten und der Windgeschwindigkeit formuliert wurde.

$$R_{Atmo} = \frac{1}{C_q^n F_q |\mathbf{v}_h|}$$

$R_{Foliage}$  steht für den Widerstand innerhalb der Vegetation.

$$R_{Foliage} = \frac{R_{LeafAtmo}}{R_{LeafAtmo} + R_{Stoma}} LAI \frac{1}{R_{LeafAtmo}}$$

$R_{LeafAtmo}$  ist der Blattwiderstand, der den Transport von Wasserdampf aus der Vegetation in die Atmosphäre durch turbulente Diffusion beschreibt. Für den Grenzfall der freien Konvektion ( $|\mathbf{v}_h| \rightarrow 0$ ) und damit  $u_* \rightarrow 0$  findet der Wasserdampftransport jedoch nur über Gasdiffusion statt, welche im Vergleich zur turbulenten Durchmischung um einige Größenordnungen geringer ist. Im TERRA\_ML wird als Minimum ein Wert von  $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  für die Leitfähigkeit bei Gasdiffusion angenommen.

$$R_{LeafAtmo} = [\max(C' \sqrt{u_*}; 10^{-6})]^{-1}, \quad C' = 0.5$$

Die größere Gesamtfläche der Blätter gegenüber der Fläche, die die Vegetation einnimmt, macht es notwendig, einen Parameter, den Blattflächenindex  $LAI$ , einzuführen, der die damit verbundene größere Verdunstung aus den Blattflächen berücksichtigt. Unter Berücksichtigung

sichtigung der jahreszeitlichen Schwankungen, berechnet sich dieser analog zur Vegetationsalbedo:

$$LAI = LAI_{Max} - (LAI_{Max} - LAI_{Min}) F_{Veg}$$

$R_{Stoma}$  bestimmt den Widerstand durch die Stoma (Spaltöffnung in der Epidermis von Pflanzenblättern), über die der Gasaustausch mit der Umgebung stattfindet und durch welche bei Verdunstung ein Sog entsteht, der das Wasser aus der Wurzel zieht.

$$R_{Stoma} = \left[ \frac{1}{r_{max}} \left( \frac{1}{r_{min}} - \frac{1}{r_{max}} \right) (F_{rad} F_{water} F_{temp} F_{hum}) \right]^{-1}$$

$r_{min} = 150$  s/m und  $r_{max} = 4000$  s/m sind entsprechend der minimale und der maximale Stomawiderstand. Im rechten Klammerterm sind die  $F$ -Funktionen, die die äußeren Einflüsse auf die Stomata beschreiben und Werte zwischen 0 und 1 annehmen, wobei 1 als das Optimum definiert ist.

Der Einfluss auf die Stomata durch Strahlung wird durch die Funktion

$$F_{rad} = \min(1 ; Rad_{PAR}/Rad_{PAR,crit})$$

ausgedrückt.  $Rad_{PAR}$  steht hierbei für die photosynthetisch aktive Strahlung, die Lebewesen mit Fähigkeit zur Photosynthese für diesen Prozess benötigen. Der spektrale Bereich der durch das Chlorophyll absorbierten Strahlung erstreckt sich von etwa 0.4 bis 0.72  $\mu\text{m}$  und entspricht dem Bereich der für den Menschen sichtbaren Strahlung beziehungsweise 55% der Globalstrahlung,  $Rad_{PAR} = 0.55Q_{global}$ .

Die Funktion  $F_{water}$  beschreibt den Wasserentzug aus dem Boden durch die Pflanzen.

$$F_{water} = \max\left(0 ; \min\left[1 ; \frac{W_{root} - W_{pwp}}{W_{tlp} - W_{pwp}}\right]\right)$$

$w_{pwp}$  steht für den permanenten Welkepunkt im Boden, ab welcher das Matrixpotential so groß ist, dass die Saugspannung durch die Pflanze nicht mehr aufgebracht werden kann, um dem Boden Wasser zu entziehen.  $w_{tlp}$  drückt den Schwellwert aus, ab welchem der Turgordruck in einer Pflanzenzelle abnimmt, das heißt dass der osmotische Wert der Umgebung größer ist, als in der Pflanzenzelle und diese dadurch Wasser an die Umgebung abgibt.

$$W_{tlp} = W_{pwp} + (W_{fc} - W_{pwp}) [0.81 + 0.121 \arctan(E_{pot}(T_{surf}) - E_{pot,norm})]$$

Dabei ist  $E_{pot,norm} = 4.75$  mm/d. Der Einfluss, der sich aus der Umgebungstemperatur und Umgebungsfeuchte auf die Transpiration auswirkt, ist paramtrisiert durch die

Funktionen  $F_{temp}$  und  $F_{hum}$ , wobei im TERRA\_ML  $F_{hum} = 1$  gesetzt wird.

$$F_{temp} = \max \left( 0 ; \min \left[ 1 ; \frac{4 (T_{2m} - T_0) (T_{end} - T_{2m})}{(T_{end} - T_0)^2} \right] \right)$$

$T_{end} = 313.15$  K,  $T_0 = 273.15$  K und  $T_{2m}$  ist die Temperatur die in 2 Metern Höhe über dem Boden herrscht, wird aber für dieses Bodenmodell mit der mittleren Temperatur der untersten atmosphärischen Gitterzelle  $T_{Air}$  gleichgesetzt.

Der Entzug von Bodenwasser durch die Transpiration der Pflanzen geschieht hierbei nur bis zu der Tiefe, in welche die Wurzeln reichen. Für die jeweiligen Bodenschichten  $k$ , welche Wurzeln enthalten, ergibt sich für den Bodenwassergehalt dabei folgender Senkenterm durch Transpiration:

$$E_{trans,k} = E_{trans} \frac{\Delta z_{k,Root}}{z_{Root}} \frac{(W_{Soil,k})_{Root}}{W_{Root}}$$

Hierbei sind  $\Delta z_{k,Root}$  die Schichtdicke der Bodenschicht, die Wurzeln enthält.  $W_{Root}$  ist der mittlere Wassergehalt aus der bis in die Wurzeltiefe  $z_{Root}$  reichenden Schicht.

# 3. Modellrechnungen

## 3.1. ~~Zwei einfache Beispielrechnungen~~

Für die ersten beiden Modellbeispiele der vorliegenden Arbeit wurde eine quadratische Fläche von  $1 \times 1 \text{ km}$  und einer Höhe von  $5 \text{ km}$  gewählt. Dabei wurden die untersten  $500 \text{ m}$  Höhe in  $50$  Gitterzellen je  $10 \text{ m}$  aufgeteilt, die Höhen  $500\text{-}1000 \text{ m}$  in  $25$  Gitterzellen je  $20 \text{ m}$ . In den Höhen von  $1000\text{-}2000 \text{ m}$  wurden  $25$  Gitterzellen je  $40 \text{ m}$  gewählt. Die letzten  $2000\text{-}5000 \text{ m}$  erhielten  $50$  Gitterzellen mit je  $60 \text{ m}$  Dicke. Der Fläche von **Beispiel 1 wurde** jeder Bodenschicht 'sandiger Lehm' und der Fläche von Beispiel 2 wurde 'Lehm' als Bodenklasse zugewiesen. Für beide Beispiele gelten gleiche Anfangsbedingungen. Die Simulationen wurden ~~anschaulich~~ für  $51^\circ$  nördliche Breite und  $12^\circ$  östliche Länge gerechnet, mit einem Profil, das von einer Radiosonde in Lindenberg am 6. Juni 2010 um 06.00 Uhr gemessen wurde.

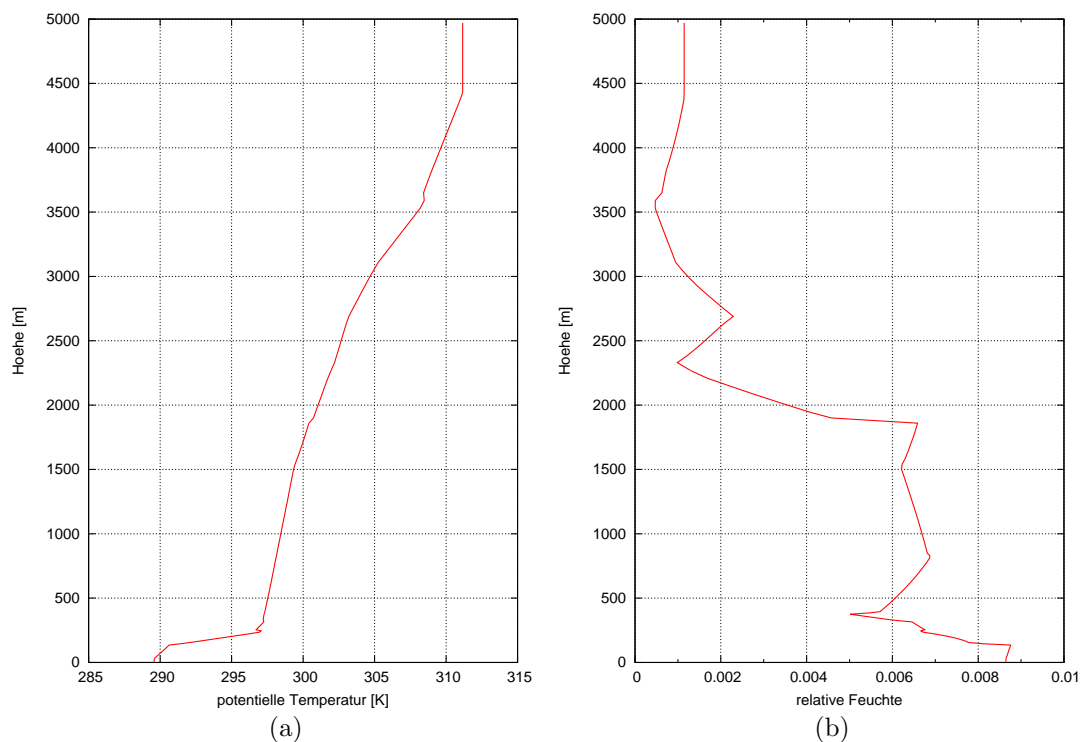


Abbildung 3.1.: Temperaturprofil (a) und Profil der relativen Feuchte (b) in Lindenberg am 6. Juni 2010 um 6 Uhr

Aufgrund fehlender Messwerte wurden als Anfangsbedingungen für den Boden folgende Startwerte gewählt:

Bodentiefe [m]	Bodentemperatur [K]	Bodenfeuchte [m <sup>3</sup> /m <sup>3</sup> ]
0.01	290.5	0.20
0.03	290.5	0.20
0.09	290.5	0.20
0.27	290.0	0.18
0.81	289.5	0.18
2.43	288.0	0.12
7.29	288.0	0.12

Der Windbetrag zu Beginn wurde mit  $u = v = 5\text{m/s}$  gewählt. Es gelten periodische Randbedingungen in x- und y-Richtung und feste Ränder für den Boden und den oberen Rand. Eine Änderung des Sonnenstandes in Abhängigkeit der Zeit und des geographischen Standortes ~~ist implementiert~~. Es wurden vier Simulationen durchgeführt entsprechend der Anzahl der Kombinationen aus Boden- und Landklasse. So wurden für 'sandigen Lehmboden' und 'lehmigen Boden' jeweils zwei Modellläufe mit den beiden verschiedenen Landklassen 'Graslandschaft' und 'Nadelwald' gerechnet. Die Ergebnisse dazu geben die Abbildungen 3.2 und 3.3 wieder.

### Temperaturentwicklung

Mit aufgehender Sonne und zunehmender Strahlungsleistung beginnen sich die obersten Bodenschichten aufzuwärmen. Aufgrund der molekularen Diffusion folgen die unteren Schichten mit zeitlicher Verzögerung und abnehmender Amplitude. Bereits in einer Tiefe von etwa zwei Metern lässt sich im Temperaturverlauf kein Tagesgang mehr erkennen. Abgesehen von den verschiedenen Wärmekapazitäten der Bodenklassen beruhen die Unterschiede in der Temperaturentwicklung im Boden auch auf den Parametern, die beispielsweise den Sättigungsgrad oder den Feuchteentzug durch Pflanzen der jeweiligen Bodenklasse festlegen. Die Unterschiede der Feuchteparameter wirken sich somit direkt auf die Evaporation, Transpiration und dem diffusiven und hydraulischen Wasserfluss aus und somit auch auf den in Kapitel 2.2.2 Gleichung (2.5) beschriebenen Transport innerer Energie. Da Wasser eine fast vierfach höhere Wärmekapazität aufweist als trockener Boden und die Bodenfeuchte somit einen signifikanten Einfluss auf die Wärmekapazität des Bodens ausübt, muss sich mit abnehmender Feuchte die Wärmekapazität des Bodens verringern. Eine Verringerung der Bodenwärmekapazität wiederum hat zur Folge, dass die Bodenschichten schneller auf Temperaturunterschiede reagieren. So weisen in allen Abbildungen in 3.2 diejenigen Bodenschichten ein zunehmendes Temperaturtagesmaximum auf, die Wasser verlieren. Die Bodenschichten hingegen, die eine positive Bilanz der Bodenfeuchte aufweisen, zeigen ein sinkendes Maximum ihrer Temperaturamplitude.

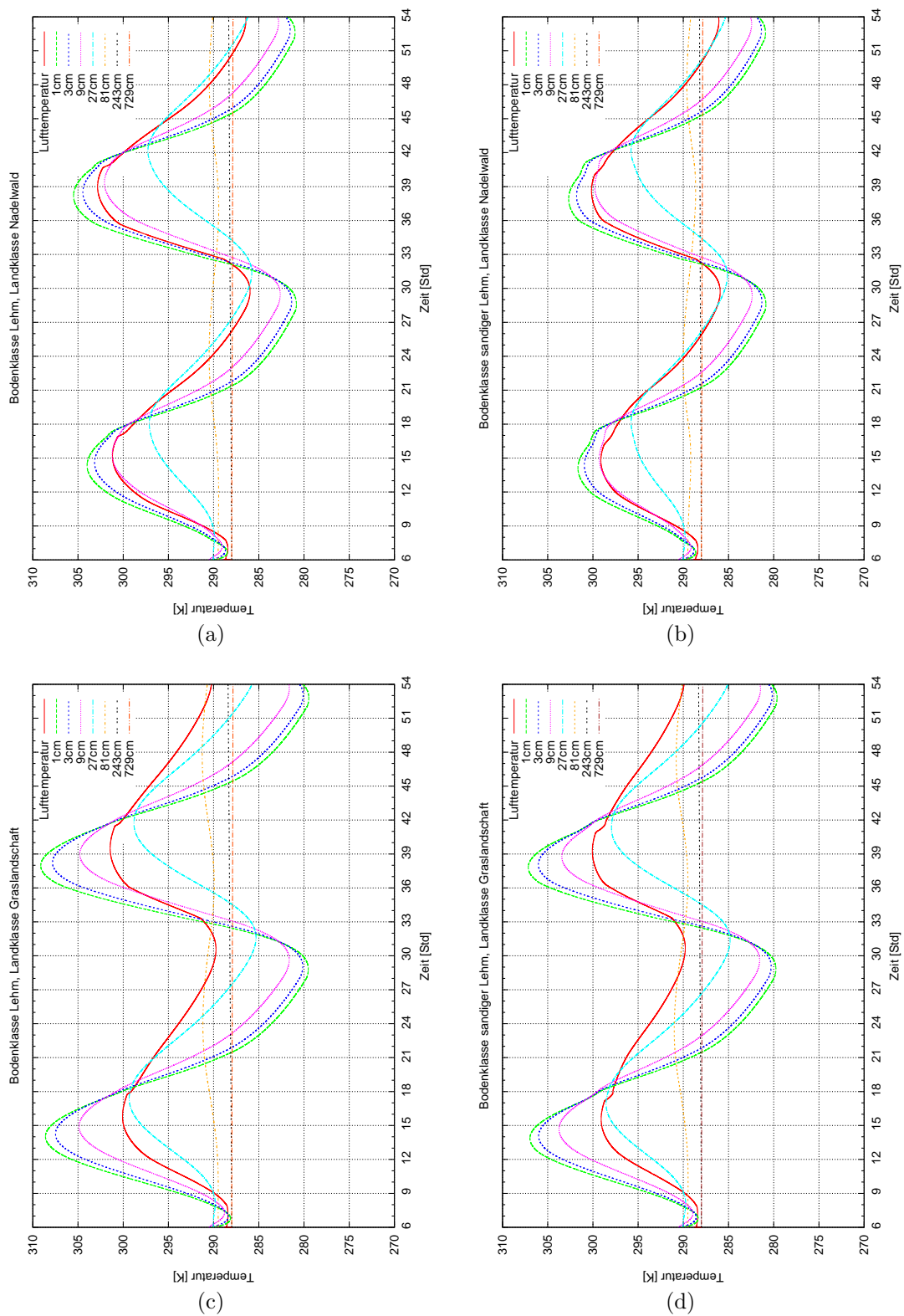


Abbildung 3.2.: Temperaturverlauf über 48 Stunden von (a) Lehm Boden / Nadelwald, (b) sandigem Lehm Boden / Nadelwald, (c) Lehm Boden / Graslandschaft, (d) sandigem Lehm Boden / Graslandschaft

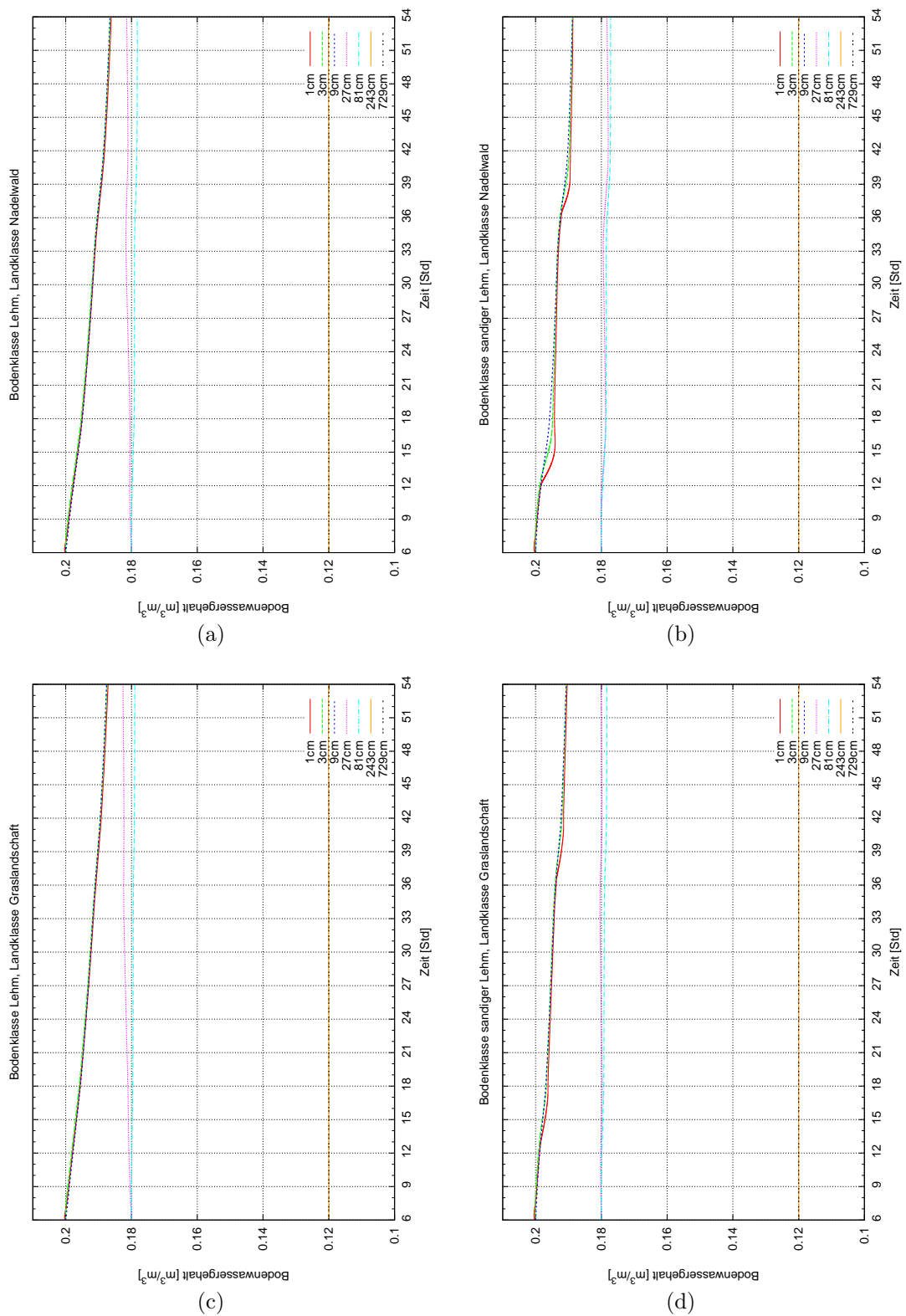


Abbildung 3.3.: Verlauf der Bodenfeuchte über 48 Stunden von (a) Lehm Boden / Nadelwald, (b) sandigem Lehm Boden / Nadelwald, (c) Lehm Boden / Graslandschaft, (d) sandigem Lehm Boden / Graslandschaft

In Bezug auf die unterschiedlichen Landklassen weisen die Beispiele für beide Bodenklassen einen Temperaturunterschied im Tagesmaximum von 4-5K auf. Dies ist zum einen zurückzuführen auf die Evapotranspiration, als auch der leicht verschiedenen Pflanzenalbedo. Zum Anderen spielt jedoch der turbulente Energieaustausch eine weitaus größere Rolle in der Temperaturentwicklung der obersten Bodenschicht. Anschaulich zeigen dies die Abbildungen 3.4 und 3.5. Abbildung 3.4 stellt die Evaporation aus der ersten Bodenschicht für alle 4 Beispiele dar.

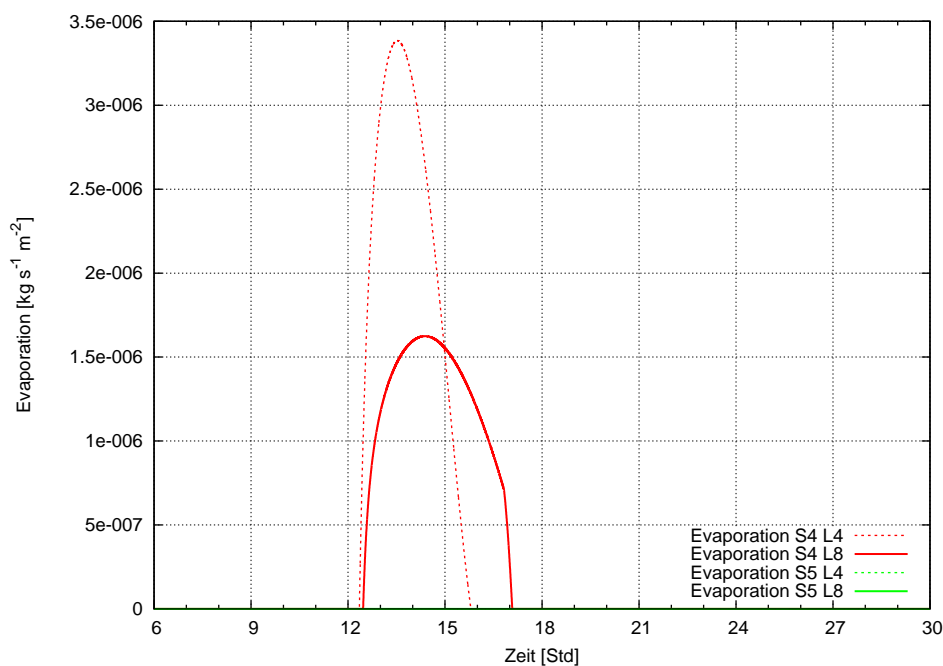


Abbildung 3.4.: Evaporation aus der ersten Bodenschicht für die Bodenklasse 'Lehm' (S5) und 'sandiger Lehm' (S4), vergleichend für die Landklassen 'Nadelwald' (L4) und 'Graslandschaft' (L8), beginnend um 06.00Uhr des 7.Juni nach simulierten 24 Stunden

Durch die Parametrisierung der Evaporation nach Noilhan und Planton [1989] Gl. 2.14 wird die am Boden herrschende Sättigungsfeuchte herabgesetzt. Infolgedessen findet keine Evaporation aus dem Lehmboden statt, da für die Feuchten nicht die nötigen Werte erreicht werden, um das größer gewordene Defizit auszugleichen. Im Gegensatz dazu verdunstet Wasser aus dem sandigen Lehmboden, da hier die Feuchtedifferenz geringer ist. Dies ist einerseits auf die größere Transpiration zurückzuführen, die der Luft Feuchte zuführt, als andererseits auch auf die höhere relative Feuchte  $hu$ , die sich aus der geringeren Feldkapazität von sandigem Lehm im Vergleich zur Feldkapazität von Lehmboden ergibt. Damit zeigt das Beispiel 'Lehmboden', dass abgesehen von den leicht voneinander abweichenden Albedowerten der Pflanzen, nur noch die Rauigkeitslänge einen Einfluss auf die Bodentemperatur hat.

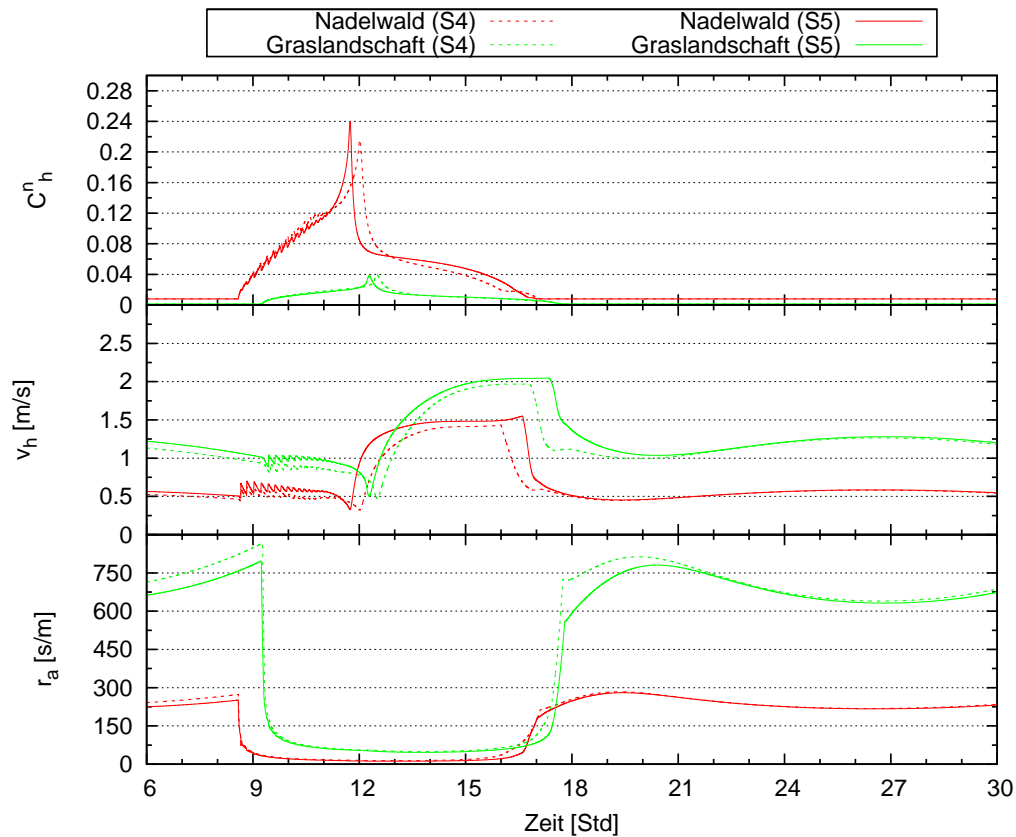


Abbildung 3.5.: Widerstandsbeiwert (oben), mittlere horizontale Windgeschwindigkeit am Boden (mitte) und atmosphärischer Widerstand (unten) für die Bodenklasse 'Lehm' (S5) und 'sandiger Lehm' (S4), vergleichend für die Landklassen 'Nadelwald' und 'Graslandschaft', beginnend um 06.00Uhr des 7.Juni nach simulierten 24 Stunden

So hat (kurzes) Gras mit einer Rauigkeitshöhe von 3cm einen größeren atmosphärischen Widerstand, der den turbulenten Energieaustausch unterdrückt, als Wald mit einer Rauigkeitshöhe von 100cm (Vergleich Abb. 3.5). Deutlich wird dies bei der Lufttemperatur. Durch die stärkere turbulente Durchmischung ist die Luft über Wald tagsüber wärmer, als über einer Graslandschaft und nachts entsprechend kälter.

### Entwicklung des Bodenwassergehaltes

Infolge fehlender Niederschlagsquellen, ausgenommen einer möglichen Bildung von Tau, haben die obersten drei Bodenschichten den größten Wasserverlust. Dies geschieht einerseits durch den gravitativen Wassertransport nach unten. Zum Anderen findet zusätzlich noch ein diffusiver Wassertransport nach unten statt, der sich aus dem Feuchtegradienten von  $0.02\text{m}^3/\text{m}^3$  zwischen der dritten und der vierten Bodenschicht ergibt. Desweiteren erfolgt ein diffusiver Transport nach oben, der durch Evaporation aus der ersten Schicht

und der dadurch entstehenden Feuchtedifferenz mit den darunterliegenden Schichten entsteht. Somit verlieren diese drei Schichten Wasser in zwei Richtungen. In der vierten Schicht hingegen sammelt sich das Wasser, da der Feuchtefluss aus der vierten Schicht wegen des sehr geringen Feuchtegradienten vorwiegend gravitativen Charakter hat und gegenüber dem Feuchtefluss aus der dritten Schicht minimal ist. Die darunterliegende fünfte Schicht verliert wiederum Wasser, vorallem aufgrund der großen Feuchtedifferenz zur darunterliegenden sechsten Schicht, ab welcher der Wassertransport nur noch durch die Schwerebeschleunigung erfolgt. Aufgrund der zunehmenden Schichtdicke mit zunehmender Tiefe ist der Feuchteertrag aus den oberen Schichten marginal.

Wegen des größeren Blattflächenindex (LAI) der Landklasse 'Nadelwald' wird über dieser Landklasse dem Boden mehr Feuchte durch Transpiration entzogen als über der Landklasse 'Graslandschaft', trotz nahezu gleicher Wurzeltiefen. Vergleichend dazu seien die Abbildungen 3.3a und 3.3c und die Abbildungen 3.3b und 3.3d genannt. In 3.3b und 3.3d wird auch der Einfluss der Evaporation auf die erste Bodenschicht ersichtlich, der zu einem größeren Wasserverlust in den Nachmittagsstunden führt.

Die Unterschiede in den Bodenfeuchten der sechsten und siebenten Schicht sind nach 48 Stunden fast verschwindend gering. Die Ursachen liegen im fehlenden diffusiven Abtransports des Bodenwassers und der in beiden Beispielen nicht bis in jene Tiefen vordringenden Wurzeln, die dem Boden weitere Feuchte entziehen könnten.

### **Vertikalprofile**

Die folgenden acht Abbildungen 3.6a-3.6d und 3.7a-3.7d stellen die Vertikalprofile der modellierten Atmosphäre dar, die sich aus dem verwendeten Turbulenzmodell des ASAM eingestellt hat. Hierbei werden übersichtshalber nur die Ergebnisse aus dem Beispiel 'sandiger Lehm' und 'Nadelwald' für einen Modelllauf von 24 Stunden, beginnend um 06.00Uhr des 6.Juni, präsentiert.

Mit beginnender Erwärmung des Bodens wird durch den thermischen Auftrieb Turbulenz erzeugt und die Luftschichten zunehmend auch in größeren Höhen mit warmer Luft durchmischt. Da in der bodennahen Luftschicht geringe Windgeschwindigkeiten herrschen, bremst diese den Wind in höheren Schichten (bis  $\approx 200\text{m}$ ) erst ab. Zunehmend spielt jedoch neben der thermischen Turbulenz auch die durch die Bodenrauigkeit bestimmte mechanische Produktion von Turbulenz eine Rolle, so dass mit der Zeit auch der bodennahe Wind an Stärke zunimmt (Vgl. Abb. 3.6c). Die anfänglich stabile Schichtung nimmt dabei nach und nach einen leicht labilen Charakter an (Vgl. Abb. 3.6a). Durch Evaporation, Transpiration und der geringen Windstärke ist auch eine Zunahme der relativen Feuchte in den unteren 200m innerhalb der ersten vier Stunden im Feuchteprofil verzeichnet. Durch die stärkere Durchmischung mit trockenerer Luft aus größeren Höhen nimmt

diese jedoch ab den Mittagsstunden wieder ab (Vgl. Abb. 3.6b). Nach 12 Stunden hat die Mischungsschicht eine Höhe von ungefähr 1700m erreicht, welche die Grenzschichthöhe des Tages bildet. Bereits nach etwa zehn Stunden überwiegt jedoch die Ausstrahlung des Bodens wieder und der bodennahe Temperaturgradient kehrt sich allmählich um (Vgl. Abb. 3.7a), womit wiederum eine Zunahme der relativen Feuchte einhergeht (Vgl. Abb. 3.7b). Mit den sich umkehrenden Flüssen wird ebenso der bodennahen Wind abgebremst (Vgl. Abb. 3.7c). Es beginnt sich eine nächtliche stabile Grenzschicht auszubilden, die bis 06.00Uhr des nächsten Tages (nach insgesamt 24 Stunden) eine Grenzschichthöhe von etwa 250m erreicht. In dieser Schicht wird die Turbulenz durch negativen Auftrieb unterdrückt. Gut zu erkennen ist hierbei auch die darüberliegende restliche Mischungsschicht vom Tag, in der die Gradienten, die sich am Tag ausgebildet haben, nur einer geringen Änderung unterliegen.

## 3.2. Beispielrechnung einer mit Wald umrandeten ebenen Grasfläche

In diesem Beispiel wurde eine Ebene mit den Ausmaßen  $45 \times 45 \text{ km}$  konstruiert. Es gelten periodische Randbedingungen. Dem äußeren  $5 \text{ km}$  breiten Rand wurde die Landklasse 'Mischwald' zugewiesen, der inneren  $40 \times 40 \text{ km}$  großen Fläche die Landklasse 'Graslandschaft'. Im äußeren  $10 \text{ km}$  breiten Rand wurde den Bodenschichten über alle Tiefen die Bodenklasse 'sandiger Lehm' und der inneren  $35 \times 35 \text{ km}$  großen Fläche über alle Tiefen die Bodenklasse 'tonhaltiger Lehm' zugeordnet.

Die Rechnung soll anschaulich für einen Starttermin am 6. Juni um 06.00 Uhr, in  $51^\circ$  nördliche Breite und  $12^\circ$  östliche Länge, simuliert werden. Es wurden die gleichen Startwerte der Bodentemperaturen und des Bodenwassergehalts gewählt wie in Kapitel 3.1. Der Wind beträgt am Anfang  $u = v = 2 \text{ m/s}$ . Es wird eine zu Beginn trockene Atmosphäre, d.h. ohne jegliche Feuchte in der Luft, simuliert.

## 3.3. Beispielrechnung Tal-Ebene

Zur Simulierung thermisch angetriebener Talwinde wird sich in diesem Abschnitt auf die Arbeit von Rampanelli et al. [2004] bezogen. Hierzu wurde der Übergang von einer Ebene in ein Tal konstruiert, wie in nachfolgender Abbildung dargestellt.

Die Topographie wird über die Gleichung

$$h(x, y) = h_V h_x(x) h_y(y)$$

beschrieben, wobei die Tiefe des Tales über  $h_V = 1 \text{ km}$  festgelegt ist. Das Tal wird über eine Kosinusfunktion der Form

$$h_x(x) = \begin{cases} 1.0 & , & |x| > S_x + V_x \\ 0.5 - 0.5 \cos\left(\pi \frac{|x| - V_x}{S_x}\right) & , & V_x < |x| < S_x + V_x \\ 0.0 & , & |x| < V_x \end{cases}$$

widergegeben, der Übergang längs zum Tal über

$$h_y(y) = 0.5 - 0.5 \tanh\left(\frac{y}{S_y}\right) .$$

$S_x = 6 \text{ km}$  und entspricht der Länge des Abhanges in x-Richtung,  $V_x = 0.5 \text{ km}$  ist die halbe Talbreite,  $S_y = 8 \text{ km}$  steht für die Abflachung des Abhanges Richtung Ebene. Die Breite des Modellgebietes misst  $15 \text{ km}$  in x-Richtung und  $200 \text{ km}$  in y-Richtung und den Koor-

dinaten entsprechend -7.5km bis 7.5km in x-Richtung und -80km bis 120km in y-Richtung.

Ausgangstemperatur für die Simulation sind  $\Theta_0 = 300\text{K}$  mit einem Temperaturgradienten von  $\Gamma = 3.2\text{K}$ . Der Wind wird Anfangs Null gesetzt und sollte nach einige Zeitschritten durch Konvektion ausgelöst werden. Für die Ränder in x-Richtung (Ost-West-Ränder) werden periodische Bedingungen festgelegt. Die Ränder in y-Richtung (Nord-Süd-Ränder) sind offen. Im Gegensatz zu Rampanelli et al. [2004] wird die Änderung des Sonnenstandes und die daraus resultierende Abschattung durch die Orografie berücksichtigt.

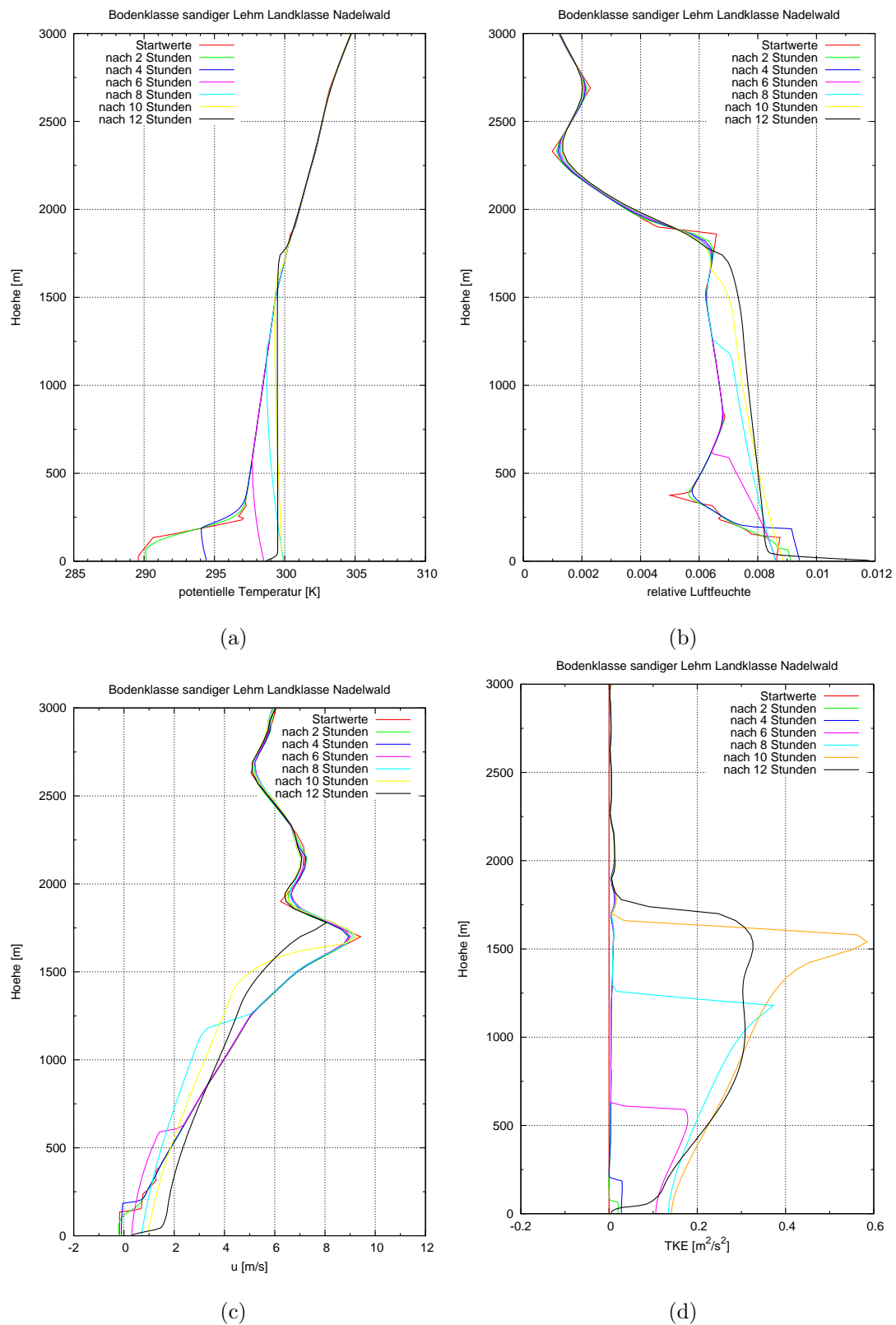


Abbildung 3.6.: Temperaturprofil (a), Profil der relativen Feuchte (b), Windprofil der x-Komponente (c) und Profil der turbulenten kinetischen Energie (d) im Verlauf von 12 Stunden, beginnend um 06.00Uhr

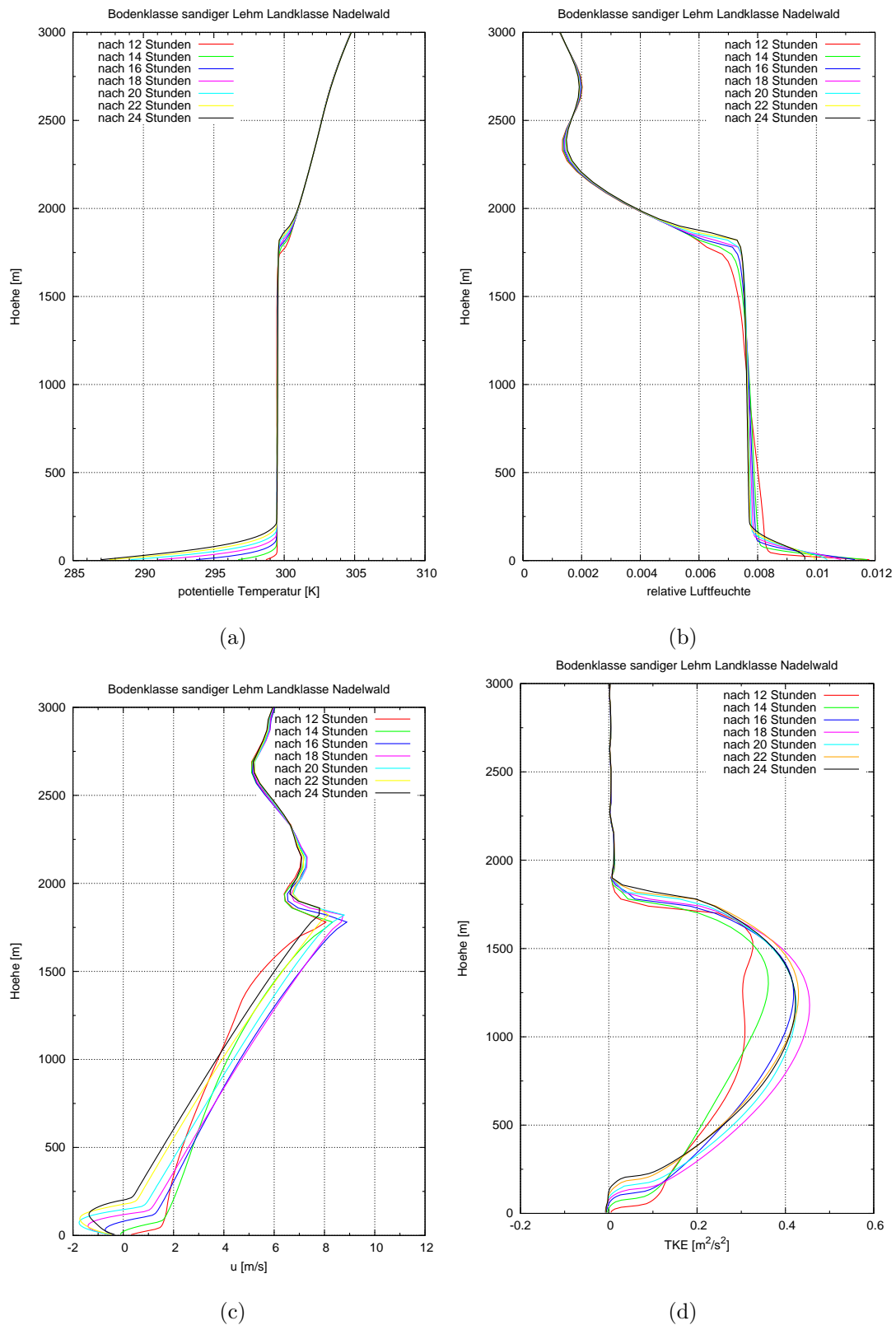


Abbildung 3.7.: Temperaturprofil (a), Profil der relativen Feuchte (b), Windprofil der x-Komponente (c) und Profil der turbulenten kinetischen Energie (d) im Verlauf von 12 Stunden, beginnend nach simulierten 12 Stunden ( $\hat{=}$  18.00Uhr)

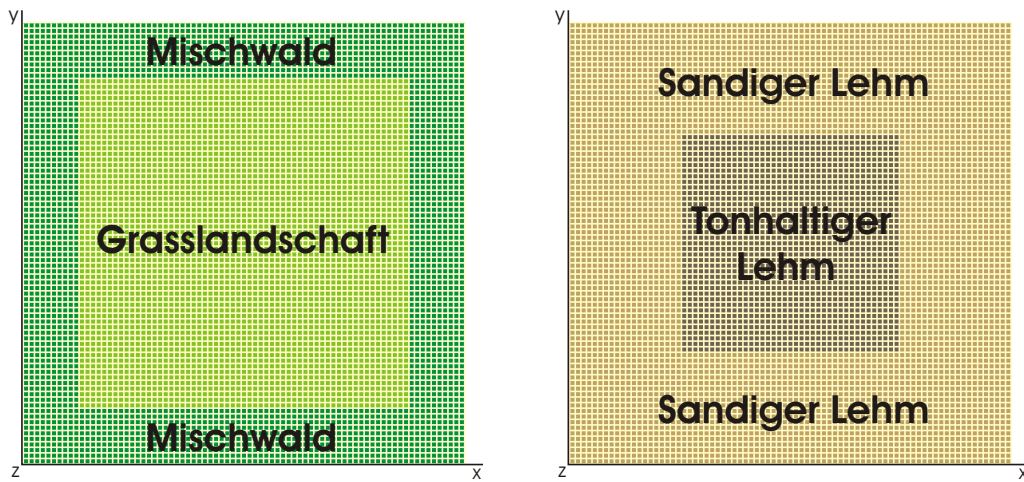


Abbildung 3.8.: Zuordnung der Landklassen und Bodenklassen für ein  $45 \times 45$  km großes Modellgebiet

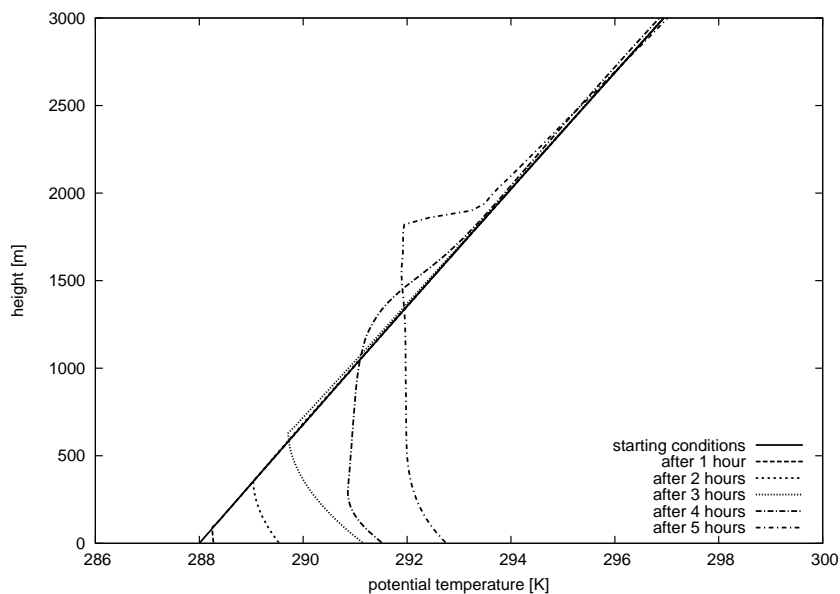


Abbildung 3.9.: Mittleres Temperaturprofil in einem 1-Stunden-Intervall aus der Mitte des Modellgebietes, beginnend mit den Startwerten um 08.00Uhr

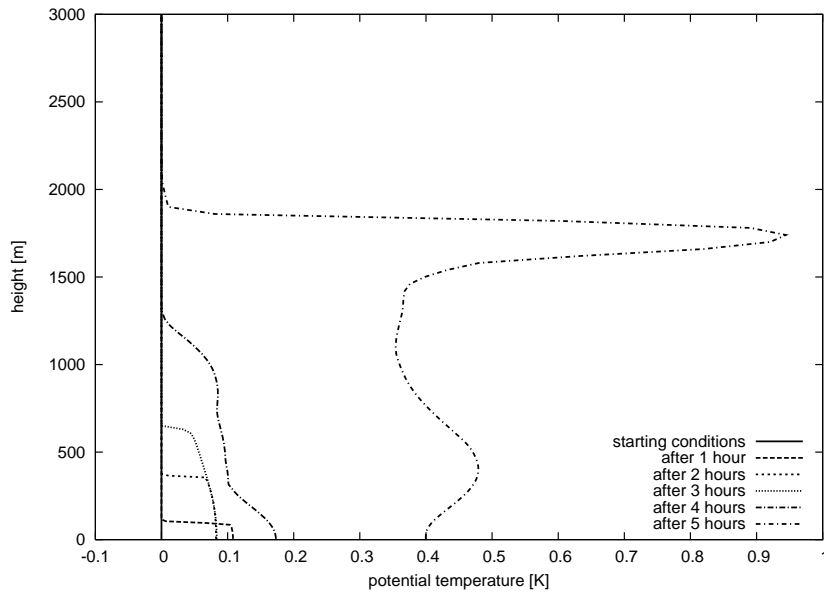


Abbildung 3.10.: Mittleres Profil der turbulenten kinetischen Energie in einem 1-Stunden-Intervall aus der Mitte des Modellgebietes, beginnend mit den Startwerten um 08.00Uhr

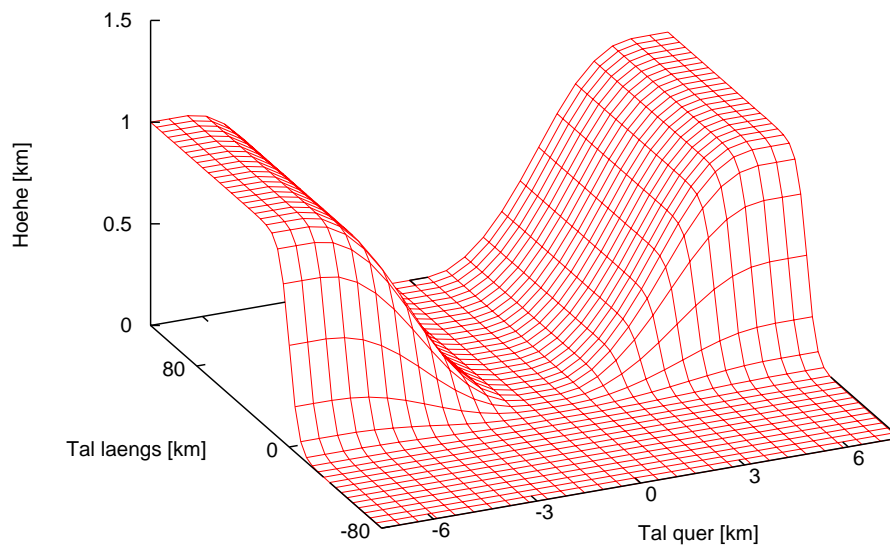


Abbildung 3.11.: Dreidimensionale Darstellung eines Tals mit Übergang in eine Ebene

# A. Symbolverzeichnis

Variable	Beschreibung	Wert / Definition
$b$	freier Parameter	5.0
$b'$		9.4
$b''$		$0.5b'$
$b^*$	dimensionsloser Clapp-Hornberger Parameter	
$c$	freier Parameter	5.0
$C'$		0.5
$C^*$		5.3, 7.4
$C_h^n$	Transferkoeffizient für den Wärmefluss bei neutraler Schichtung	
$C_m^n$	Transferkoeffizient für den Impulsfluss bei neutraler Schichtung	
$C_q^n$	Transferkoeffizient für den Feuchtefluss bei neutraler Schichtung	
$c_{pl}$	spezifische Wärmekapazität von Wasser	$4190 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$c_p$	spezifische Wärmekapazität von trockener Luft bei konstantem Druck	$1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$c_{pml}$	spezifische Wärmekapazität von feuchter Luft bei konstantem Druck	
$c_{pv}$	spezifische Wärmekapazität von Wasserdampf bei konstantem Druck	$2080 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$c_v$	spezifische Wärmekapazität von trockener Luft bei konstantem Volumen	$717 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$c_{vml}$	spezifische Wärmekapazität von feuchter Luft bei konstantem Volumen	

$C_{vol}$	volumetrische Gesamtwärmekapazität aus den Anteilen des trockenen Bodens und des in den Poren verbleibenden Wassers und der Luft	
$d$	freier Parameter	5.0
$E_{bare}$	potentielle Evaporation über unbewachsenem Boden	
$E_{pot}$	potentielle Evaporation	
$E_{pot,norm}$	normierte potentielle Evaporation	4.75 mm d <sup>-1</sup>
$E_{trans}$	Evapotranspiration aus der Vegetation	
$E_{trans,k}$	Evapotranspiration aus den Wurzeln der k-ten Bodenschicht	
$f_{plant}$	der Flächenanteil des Bodens, der mit Vegetation bedeckt ist	
$F_m$	Stabilitätsfunktion, die zusammen mit dem Transferkoeffizienten den Widerstandsbeiwert für den Impulsfluss bildet	
$F_h$	Stabilitätsfunktion, die zusammen mit dem Transferkoeffizienten den Widerstandsbeiwert für den Wärmefluss bildet	
$F_q$	Stabilitätsfunktion, die zusammen mit dem Transferkoeffizienten den Widerstandsbeiwert für den Feuchtefluss bildet, wobei gilt $C_q^n F_q = C_h^n F_h$	
$F_{rad}$	Funktion zum Einfluss der Strahlung auf den Stomawiderstand	
$F_{temp}$	Funktion zum Einfluss des Bodenwassergehaltes auf den Stomawiderstand	
$F_{wat}$	Funktion zum Einfluss der Umgebungstemperatur auf den Stomawiderstand	
$F_{Veg}$	Vegetationsfunktion in Abhängigkeit des aktuellen Jahrestages	
$g$	Gravitationskonstante	9.81 m s <sup>-2</sup>
$J_d$	der aktuelle Tag im Jahr	

$K_E$	Diffusionskoeffizient für den Feuchtefluss	
$K_H$	Diffusionskoeffizient für den Wärmefluss	
$K_M$	Diffusionskoeffizient für den Impulsfluss	
$L_*$	Obukhov-Länge [m]	
$L_v$	latente Verdampfungswärme	$L_{v0} - (c_{pl} - c_{pv})T$
$L_{v0}$	Referenzwert von $L_v$	$2.5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$
$LAI$	Leaf Area Index	
$m$	Parameter zur Porenverteilung	$1 - \frac{1}{n}$
$n$	Parameter zur Porenverteilung	$\gamma + 1 = \frac{1}{b^*} + 1$
$Q_{dir}$	direkte Einstrahlleistung	
$Q_{dif}$	diffuse Einstrahlleistung	
$Q_{SH}$	sensibler Wärmefluss	
$Q_{LH}$	latenter Wärmefluss	
$R_{Atmo}$	atmosphärischer Widerstand	
$R_d$	individuelle Gaskonstante trockener Luft	$287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$R_{Foliage}$	Widerstand innerhalb der Vegetation, der sich aus den Widerständen $R_{LeafAtmo}$ und $R_{Stoma}$ zusammensetzt	
$R_m$	individuelle Gaskonstante feuchter Luft	
$R_{LeafAtmo}$	Blattwiderstand, der den Wasserdampftransport zwischen Vegetation und Umgebungsluft regelt	
$R_{min}$	minimaler Stomawiderstand	$150 \text{ s m}^{-1}$
$R_{max}$	maximaler Stomawiderstand	$4000 \text{ s m}^{-1}$
$R_{Stoma}$	Stomawiderstand, welcher die Transpiration der Pflanzen reguliert	
$R_v$	individuelle Gaskonstante von Wasserdampf	$462 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$Rad_{dir}$	einfallende solare Direktstrahlung	
$Rad_{dif}$	an Gasen und Luftpartikeln gestreute langwellige Diffusstrahlung	
$Rad_{PAR}$	Photosynthetisch aktive Strahlung	$0.55Q_{global}$
$Rad_{PAR,crit}$	kritischer Wert für Photosynthese	$100 \text{ W m}^{-2}$

---

$Ri_B$	Bulk-Richardson-Zahl	
$Ri_F$	Fluss-Richardson-Zahl	
$Ri_G$	Gradient-Richardson-Zahl	
$q_{sat}$	Sättigungsfeuchte am Boden	
$q_{air}$	Luftfeuchte	
$T_0$	Temperatur am Gefrierpunkt	273.15 K
$T_{2m}$	absolute Temperatur in 2m Höhe	
$T_{soil,k}$	Temperatur in der k-ten Bodenschicht	
$T_{end}$		313.5 K
$T_{gc}$	klimatologisch konstante Bodentemperatur	
$u$	Windgeschwindigkeit in x-Richtung	
$u_*$	Schubspannungsgeschwindigkeit	
$v$	Windgeschwindigkeit in y-Richtung	
$W_{fc}$	Feldkapazität des Bodens	Anhang B Tabelle B.1
$W_{gn}$	Interzeptionsspeicher	
$W_{pwp}$	permanenter Welkepunkt im Boden [ $m^3 m^{-3}$ ]	Anhang B Tabelle B.1
$W_{res}$	Residualer Wassergehalt [ $m^3 m^{-3}$ ]	Anhang B Tabelle B.3
$W_{root}$	Wassergehalt der gesamten wurzelumfassenden Schicht [ $m^3 m^{-3}$ ]	
$W_{soil,k}$	Bodenfeuchte in der k-ten Bodenschicht [ $m^3 m^{-3}$ ]	
$W_{sat}$	Sättigungsfeuchte im Boden [ $m^3 m^{-3}$ ]	$\cong W_{pv}$
$W_{pv}$	Porenvolumen im Boden [ $m^3 m^{-3}$ ]	Anhang B Tabelle B.1
$W_{tlp}$	Schwellwert des Turgordruckes im Boden	
$z_{root}$	Wurzeltiefe [m]	Anhang B Tabelle B.1
$\Delta z_{root}$	Dicke der Wurzelschicht [m]	
$P$	Niederschlag	
$\alpha_{alb}$	Albedo zusammengesetzt aus dem Rückstreuwert des freien Bodens und der Vegetation	
$\alpha_{soil}$	Albedo des unbewachsenen Bodens	

---

$\alpha_{veg}$	Albedo der Vegetation	
$\kappa$	van-Kármán-Konstante	0.4
$\kappa_{soil}$	hydraulische Leitfähigkeit des Bodens [m s <sup>-1</sup> ]	
$\kappa_{sat}$	hydraulische Leitfähigkeit bei Sättigung des Bodens [m s <sup>-1</sup> ]	
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit des Bodens [W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	
$\Psi_{soil}$	Matrixpotential des Bodens [m]	
$\Psi_{sat}$	Matrixpotential bei Sättigung des Bodens [m]	Anhang B Tabelle B.3
$\rho_0 c_0$	volumetrische Wärmekapazität von trockenem Boden	Anhang B Tabelle B.1
$\rho_{air}$	Dichte von Luft	1.293 kg m <sup>-3</sup>
$\rho_a c_a$	volumetrische Wärmekapazität von Luft	1298 J K <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup>
$\rho_d$	Dichte von trockener Luft	1.293 kg m <sup>-3</sup>
$\rho_l$	Dichte von Wasser	1000 kg m <sup>-3</sup>
$\rho_v$	Dichte von Wasserdampf	0.598 kg m <sup>-3</sup> bei 100°C und 1013.25 hPa
$\rho_w$	Dichte von Wasser	1000 kg m <sup>-3</sup>
$\rho_w c_w$	volumetrische Wärmekapazität von Wasser	4.18 · 10 <sup>6</sup> J K <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup>
$\sigma$	Stefan-Boltzman-Konstante	5.67 × 10 <sup>-8</sup> W m <sup>-2</sup> K <sup>-4</sup>
$\Theta$	potentielle Temperatur	
$\Theta_v$	virtuelle potentielle Temperatur	
$\Theta_p$	virtuelle potentielle Temperatur nach Bryan und Fritsch [2002]	



## B. Parameter zur Bodencharakteristik

Bodenart	$W_{pv}$ [m <sup>3</sup> /m <sup>3</sup> ]	$W_{fc}$ [m <sup>3</sup> /m <sup>3</sup> ]	$W_{pwp}$ [m <sup>3</sup> /m <sup>3</sup> ]	$\rho_0 c_0$ [W/(m <sup>3</sup> K)]	$b^*$
Sand	0.364	0.196	0.042	$1.28 \cdot 10^6$	3.5
sandiger Lehm	0.445	0.260	0.100	$1.35 \cdot 10^6$	4.8
Lehm	0.455	0.340	0.110	$1.42 \cdot 10^6$	6.1
toniger Lehm	0.475	0.370	0.185	$1.50 \cdot 10^6$	8.6
Ton	0.507	0.463	0.257	$1.63 \cdot 10^6$	10.0
Torf	0.863	0.763	0.265	$0.58 \cdot 10^6$	9.0
Gestein	-	-	-	$2.10 \cdot 10^6$	-

Tabelle B.1.: Bodenkennwerte nach Doms et al. [2007]

Bodenart	$W_{pv}$ [m <sup>3</sup> /m <sup>3</sup> ]	$\Psi_{sat}$ [m]	$W_{pwp}$ [m <sup>3</sup> /m <sup>3</sup> ]	$\kappa_{sat}$ 10 <sup>-8</sup> [m/s]	$\rho_0 c_0$ [W/(m <sup>3</sup> K <sup>1</sup> )]	$b^*$
Sand	0.395	-0.121	0.0677	1760	$1.74 \cdot 10^6$	4.05
sandiger Lehm	0.435	-0.218	0.1142	341	$1.34 \cdot 10^6$	4.90
Lehm	0.451	-0.478	0.1547	70	$1.21 \cdot 10^6$	5.39
toniger Lehm	0.476	-0.630	0.2498	25	$1.23 \cdot 10^6$	8.52
Ton	0.482	-0.405	0.2864	13	$1.09 \cdot 10^6$	11.40
Torf	0.863	-0.356	0.3947	80	$0.84 \cdot 10^6$	7.75

Tabelle B.2.: Bodenkennwerte nach Pielke [1984]

Bodenart	$W_{sat}$ [m <sup>3</sup> /m <sup>3</sup> ]	$W_{res}$ [m <sup>3</sup> /m <sup>3</sup> ]	$\kappa_{sat}$ [m/s]	$\Psi_{sat}$ [m]	$\gamma$
Sand	0.415	0.044	$5.94 \cdot 10^{-5}$	-0.3715	1.884
sandiger Lehm	0.389	0.031	$3.92 \cdot 10^{-6}$	-0.3715	0.413
Lehm	0.354	0.052	$1.13 \cdot 10^{-6}$	-1.3183	0.549
toniger Lehm	0.441	0.092	$5.41 \cdot 10^{-7}$	-0.8913	0.549
Ton	0.451	0.075	$1.01 \cdot 10^{-6}$	-0.8511	0.288
Torf	0.863	0.110	$8.0 \cdot 10^{-5}$	-2.2909	0.129

Tabelle B.3.: Bodenkennwerte nach Rawls

Bodenart	$\alpha_{alb,0}$	$\Delta\alpha_{alb}$
Sand	0.35	0.15
sandiger Lehm	0.32	0.14
Lehm	0.30	0.13
toniger Lehm	0.28	0.11
Ton	0.25	0.10
Torf	0.15	0.10

Tabelle B.4.: Rückstreuverhalten verschiedener Bodenarten aus Braun [2002] nach Pielke [1984]

## C. Landnutzungsparameter

Landnutzungsart	$z_0$ [m]	$z_{root}$ [m]	Bewuchsfläche		Blattflächenindex	
			$f_{plant}$ Max	$f_{plant}$ Min	LAI Max	LAI Min
urbanes Land	1.00	0.6, 1.5 <sup>a</sup>	0.10	0.05	4.70	0.10
Buschland	0.20	1.0, 3.1 <sup>a</sup>	0.40	0.10	4.00	0.10
Savanne	0.15	2.0, 2.4 <sup>a</sup>	0.80	0.20	3.00	1.00
Laubwald	1.00	1.0, 2.0 <sup>a</sup>	1.0	0.00	6.00	0.00
Nadelwald	1.00	0.6, 1.8 <sup>a</sup>	1.0	1.00	8.00	8.00
Mischwald	1.00	0.8, 2.4 <sup>a</sup>	1.0	0.50	7.00	4.00
Ackerfläche	0.50	0.8, 1.5 <sup>a</sup>	1.0	0.50	5.00	0.20
Grasslandschaft	0.03	0.6, 1.5 <sup>a</sup>	1.0	1.00	4.50	0.50

Tabelle C.1.: Pflanzenparameter nach Doms et al. [2007] und <sup>a</sup>Zeng [2001]



# Literaturverzeichnis

- P.R. Bannon. Theoretical foundations for models of moist convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59:1967–1982, 2002.
- A. Bott. Theoretical consideration on the mass and energy consistent treatment of precipitation in cloudy atmospheres. *Atmospheric Research*, 89:262–269, 2008.
- F. J. Braun. Mesoskalige Modellierung der Bodenhydrologie. *Wiss. Berichte des Inst. f. Meteor. u. Klimat. d. Universität Karlsruhe*, 30, 2002.
- G.H. Bryan und J.M. Fritsch. A benchmark simulation for moist nonhydrostatic numerical models. *Monthly Weather Review*, 130:2917–2928, 2002.
- G. S. Campbell. A simple method for determining unsaturated conductivity from moisture retention data. *Soil Science*, 117:311–314, 1974.
- F. Chen und J. Dudhia. Coupling an Advanced Land Surface-Hydrology Model with the Penn State-NCAR MM5 Modeling System. Part I: Model Implementation and Sensitivity. *Monthly Weather Review*, 129:569–585, 2001.
- R.B. Clapp und G.M. Hornberger. Empirical equations for some soil hydraulic properties. *Water Resources Research*, 14:601–604, 1978.
- C. A. Clark und R. W. Arritt. Numerical Simulations of the Effect of Soil Moisture and Vegetation Cover on the Development of Deep Convection. *Journal of Applied Meteorology*, 34:2029–2045, 1995.
- J.W. Deardorff. Efficient prediction of ground surface temperature and moisture, with inclusion of a layer of vegetation. *Journal of Geophysical Research*, 83:1889–1903, 1978.
- R.E. Dickinson. Modeling Evapotranspiration for Three-Dimensional Global Climate Models: Climate Processes and Climate Sensitivity. *Geophysical Monograph*, 29, Maurice Ewing Volume 5:58–72, 1984.

- R.E. Dickinson. Efficient Prediction of Ground Surface Semperature and Moisture, with Inclusion of a Layer of Vegetation. *Advanced Space Research*, 7, Nr. 11:(11)17–(11)26, 1987.
- G. Doms, J. Förstner, E. Heise, H.-J. Herzog, M. Raschendorfer, T. Reinhardt, B. Ritter, R. Schrodin, J.-P. Schulz, und G. Vogel. A Description of the Nonhydrostatic Regional Model LM, part ii: Physical Parameterization. 2007.
- ECMWF. *Research Manual 3, ECMWF forecast model, physical parameterization*. Shinfield Park, Reading, Berkshire RG2 9AX, England: ECMWF Research Department, 3. edition, 1991.
- R. Eigenmann, S. Metzger, und T. Foken. Generation of free convection due to changes of the local circulation system. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 9:8587–8600, 2009.
- D. Etling. *Theoretische Meteorologie –Eine Einführung*. Springer, 2. edition, 2002.
- Th. Foken. *Angewandte Meteorologie –Mikrometeorologische Methoden*. Springer, 2. edition, 2006.
- J. R. Garratt. *The atmospheric boundary layer*. Cambridge University Press, 1. edition, 1992.
- E. Heise und R. Schrodin. COSMO Technical Report No.2: The Multi-Layer Version of the DWD Soil Model TERRA.LM. 2001.
- R.M. Hodur. The Naval Research Labratory’s Coupled Ocean/Atmosphere Mesoscale Prediction System (COAMPS). *Monthly Weather Review*, 125:1414–1430, 1996.
- S. Horn. *Implementierung eines Strahlungsmodells in das Strömungsmodell ASAM und Untersuchung der Einflüsse solarer Einstrahlung auf die Strömungsverhältnisse in Strassenschluchten*. Diplomarbeit, Leibniz-Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig, Leipziger Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, 2006.
- M. Z. Jacobson. *Fundamentals of atmospheric modeling*. Cambridge University Press, 2. edition, 2005.
- H. Kraus. *Grundlagen der Grenzschicht-Meteorologie*. Springer, 1. edition, 2008.
- J.-F. Louis. A Parametric Model of Vertical Eddy Fluxes in the Atmosphere. *Boundary Layer Meteorology*, 17:187–202, 1979.
- M.C. McCumber und R.A. Pielke. Simulation of the Effects of Surface Fluxes of Heat and Moisture in a Mesoscale Numerical Model - Part 1: Soil Layer. *Journal of Geophysical Research*, 86:9929–9938, 1981.

- 
- H-T. Mengelkamp, K. Warrach, und E. Raschke. SEWAB - a parameterization of the Surface Energy and Water Balance for atmospheric and hydrologic models. *Advances in Water Resources*, 23:165–175, 1999.
- Y. Mualem. A New Model for Predicting the Hydraulic Conductivity of Unsaturated Porous Media. *Water Resources Research*, 12:513–522, 1976.
- J. Noilhan und S. Planton. A Simple Parameterization of Land Surface Processes for Meteorological Models. *Monthly Weather Review*, 117:536–549, 1989.
- R. A. Pielke. *Mesoscale Meteorological Modeling*. Academic Press, 2. edition, 1984.
- J.-P. Pinty, P. Mascart, E. Richard, und R. Rosset. An Investigation of Mesoscale Flows Induced by Vegetation Inhomogeneities Using an Evapotranspiration Model Calibrated Against HAPEX-MOBILHY Data. *Journal of Applied Meteorology*, 28:976–992, 1989.
- G. Rampanelli, D. Zardi, und R. Rotunno. Mechanics of Up-Valley Winds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 61:3097–3111, 2004.
- T.G. Smirnova, J.M. Brown, und S.G. Benjamin. Performance of Different Soil Model Configurations in Simulating Ground Surface Temperature and Surface Fluxes. *Monthly Weather Review*, 125:1870–1884, 1996.
- D. J. Stensrud. *Parameterization Schemes: Keys to Understanding Numerical Weather Prediction Models*. Cambridge University Press, 1. edition, 2007.
- R. B. Stull. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Springer, 1. edition, 1988.
- I. Uno, X-M. Cai, D.G. Steyn, und S. Emori. A Simple Extension of the Louis Method for Rough Surface Layer Modelling. *Boundary Layer Meteorology*, 76:395–409, 1995.
- M. Th. Van Genuchten. A Closed-form Equation for Predicting the Hydraulic Conductivity of Unsaturated Soils. *Soil Science Society of America Journal*, 44:892–898, 1980.
- P. Viterbo und A.C.M. Beljaars. An Improved Land Surface Parameterization Scheme in the ECMWF Model and Its Validation. *Journal of Climate*, 8:2716–2748, 1995.
- R.L. Walko et al. Coupled Atmosphere-Biophysics-Hydrology Models for Environmental Modeling. *Journal of Applied Meteorology*, pages 931–944, 2000.
- Xubin Zeng. NOTES AND CORRESPONDENCE, Global Vegetation Root Distribution for Land Modeling. *Journal of Hydrometeorology*, 2:525–530, 2001.

