

**MIKROMETEOROLOGISCHE BESTIMMUNG DES  
ENERGIEHAUSHALTES EINER MAGERWIESE  
IN KOMPLEXEM GELÄNDE**

**Inauguraldissertation**

zur  
Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie  
vorgelegt der  
Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Basel

von

**Markus Jäggi  
aus Rothrist (Aargau)**

Basel, 2002

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Basel auf Antrag der Herren Professoren Eberhard Parlow, Basel, und Christian Bernhofer, Dresden.

Basel, den 12. Februar 2002

Prof. Dr. A.D. Zuberbühler  
Dekan

## Danksagung

Allen, die in irgendeiner Form zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, gilt mein herzlichster Dank.

Prof. Dr. Eberhard Parlow hat mir die Möglichkeit geschaffen, am Institut für Meteorologie, Klimatologie und Fernerkundung der Universität Basel im Rahmen eines interdisziplinären Forschungsprojektes eine Dissertation zu schreiben. Als Dissertationsleiter hat er mir die Freiheit gelassen, meine Ideen zu verwirklichen. Auch war er bereit, die Arbeit zu Ende zu begleiten, nachdem ich eine mehrjährige erwerbsbedingte Pause einlegen musste.

Prof. Dr. Christian Bernhofer, Universität Dresden, übernahm das Korreferat. Seine kritische Begutachtung der Arbeit führte an verschiedenen Stellen zu Verbesserungen.

Alle Mitarbeiterinnen und Mitarbeiter am Institut, sowohl in den Jahren 1994 bis 1997 als auch in den Jahren 2000 bis 2002, hatten immer offene Ohren für meine Fragen. Die Diskussionen lösten viele Probleme, in anderen konnten aber auch Grenzen bestätigt werden, welche beim heutigen Forschungsstand nicht überschritten werden können. Auch zu nachtschlafender Stunde fand sich meistens eine Partnerin oder ein Partner für die Kaffeepause.

Dr. Roland Vogt begleitete meine Arbeit von Anfang bis zu Ende. Seine kritische Durchsicht der einzelnen Kapitel verhalf der Arbeit vielerorts zu mehr Klarheit. Günter Bing sorgte die ganze Zeit über dafür, dass die EDV das tat, was ich von ihr verlangte. Technische Unterstützung in der Werkstatt erhielt ich von Herrn Müller. Mit manchem Tipp und viel handwerklichem Können trug er zur Professionalisierung der Messstation auf der Nenzlinger Weide bei. Kaspar Studer scheute weder Wind noch Wetter und half bei der Feldarbeit kräftig mit.

Der Schweizerische Nationalfond zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung finanzierte das Projekt (Gesuchs-Nr. 5001-035211). Der Kanton Aargau stellte mir ergänzend ein zinsloses Darlehen zur Verfügung.

Die Evangelisch-reformierte Kirchgemeinde Allschwil-Schönenbuch, in deren Dienst ich seit Herbst 1997 stehe, stellte mich in den vergangenen zwei Jahren einen Tag pro Woche frei, um die Dissertation abschliessen zu können. Die ganze Kirchenpflege und speziell deren Präsidenten Hennie Jacobs, Raymond

Bulloni und die Vizepräsidentin Beatrice Ruprecht-Breu trugen mein Ansinnen voll und ganz mit.

Unterstützung nicht materieller Art erhielt ich immer wieder von Freunden und Bekannten, die mich auf meinem Weg ermutigten.

Ohne die Geduld und die Unterstützung meiner Eltern wäre das Universitätsstudium nicht möglich gewesen. Ohne den grossen Einsatz meiner Frau Susanne wäre der Abschluss der Dissertation nicht möglich gewesen. Ihr und meinen beiden Kindern Jonas und Rebecca, die manchen Samstag auf mich verzichten mussten, gebührt daher abschliessend ein riesiges Dankeschön.

Allschwil, im Juni 2002

Markus Jäggi

## Zusammenfassung

1993 wurde vom Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung das Projekt „Biodiversität“ ins Leben gerufen mit dem Ziel, die Rolle der Ökosystemparameter und der biologischen Vielfalt selbst bei der Entwicklung und Aufrechterhaltung von Lebensgemeinschaften zu untersuchen. In diesem Rahmen konnte von August 1994 bis Dezember 1996 auf der Hauptuntersuchungsfläche Nenzlinger Weide ein umfangreicher mikrometeorologischer Datensatz aufgezeichnet werden. Die Nenzlinger Weide liegt auf einem südwestlich exponierten, rund 17° geneigten Hang und ist von Wald und einzelnen Bäumen umgeben.

In der vorliegenden Arbeit wird der Datensatz einerseits mit dem Ziel untersucht, standortspezifische Einflüsse auf den turbulenten Austausch zwischen Oberfläche und planetarer Grenzschicht erkennen zu können. Dies geschieht im Rahmen der für ideales Gelände gültigen Theorien. Aufgrund von thermisch und mechanisch wirksamen Inhomogenitäten im Umfeld des Messortes kann der Einfluss der Hanglage nicht unabhängig beurteilt werden.

Zum andern wird gezeigt, dass mit Eddy-Kovarianzmessungen zur Bestimmung des fühlbaren Wärmestroms auch in höchst komplexem Gelände verlässliche Resultate erzielt werden können. Advective Flussbeiträge führen zwar dazu, dass die Werte häufig zu klein bestimmt werden. Sie können aber in Abhängigkeit von der verfügbaren Energie korrigiert werden. Für das eingesetzte Messsystem musste ein Korrekturmodell zur Berücksichtigung der Dämpfung des Temperatursensors entwickelt werden, welches diskutiert wird.

Abschliessend wird der Energiehaushalt für den gesamten Untersuchungszeitraum betrachtet. Abhängigkeiten zwischen den einzelnen Gliedern sowie Bezüge zu Wasserhaushalt, Bewölkung und Vegetation werden diskutiert. Die Verdunstung zeigt sich dabei als sehr konstante Grösse und korreliert gut mit der Strahlungsbilanz. Die Strahlungsbilanzwerte müssen vorgängig vom horizontalen ins hangparallele Koordinatensystem umgerechnet werden. Das hierzu entwickelte Modell wird vorgestellt und zeigt sehr gute Übereinstimmungen mit Vergleichsmessungen. Weiterhin kann festgestellt werden, dass die Artenvielfalt der Nenzlinger Weide auf den Energiehaushalt ausgleichend wirkt.

## Summary

In 1993, the Swiss national science foundation launched the integrated project "biodiversity". The investigations focused on the role of variability as a driving force in the evolution and maintenance of life systems from the molecular to the landscape scale. Within this framework, an extensive micrometeorological data set could be collected on the main investigation site *Nenzlinger Weide* from August 1994 until December 1996. The *Nenzlinger Weide* is situated on a southwest exposed slope with a tilt of about 17°. The surrounding is characterized by single trees and forest.

One goal of the presented investigation is to recognize the location-specific influence of the measurement site on the turbulent exchange between surface and planetary boundary layer. This will be done using the theory developed for horizontal and homogeneous terrain. Due to thermally and mechanically effective inhomogeneities in the surrounding of the measurement site the influence of the slope can not be judged independently.

On the other hand it is shown that eddy-covariance measurements can be used to determine the sensible heat fluxes in most complex terrain with reliable results. Flux contributions due to advection frequently results in an underestimation of the measured flux values. They can be corrected however as a function of the available energy. In order to consider the sensor response of the assigned measuring system a correction-model was developed. The corrections will be discussed.

Finally the energy budget for the entire investigation period is analysed. Dependence between radiative fluxes, soil heat flux, sensible and latent heat fluxes as well as relations to water regime, cloudiness and vegetation are discussed. The evaporation correlates well with the radiation balance. The radiation balance values must be converted previous from the horizontal into a slope-parallel coordinate system. The model used is presented. The modelled values agree well with comparative measurements.

Further it can be stated that the diversity of plant species affects the energy budget at *Nenzlinger Weide* compensatorily.

## Inhalt

1	Einleitung .....	1
2	Theorie.....	3
2.1	Die planetare Grenzschicht.....	3
2.2	Methoden zur Bestimmung von Energie-, Impuls- und Masseflüssen.....	7
2.2.1	Eddy-Kovarianzmethode.....	7
2.2.2	K-Theorie .....	8
2.2.3	Ähnlichkeitstheorie.....	8
2.2.4	Temperaturvarianzmethode.....	9
2.2.5	Energiehaushaltsgleichung.....	10
2.2.6	Bowen-Verhältnis - Energiebilanz .....	10
2.3	Zeitliche Periodizitäten, Spektren und Kospektren .....	11
2.4	Einfluss der Topographie .....	12
3	Untersuchungsstandort und Messanlage .....	16
3.1	Die Nenzlinger Weide .....	16
3.2	Messanlage und Datengrundlage.....	16
4	Charakterisierung der <i>surface layer</i> .....	20
4.1	Mittlere Strömung .....	20
4.2	Lufttemperatur.....	25
4.3	Nullpunktverschiebung d.....	25
4.4	Stabilität der Strömung.....	25
4.5	Normalisierte Standardabweichungen.....	27
4.6	Spektralanalyse.....	28
4.6.1	Spektren der Windkomponenten .....	29
4.6.2	Temperaturspektren.....	32
4.6.3	Kospektren.....	32
5	Resultate Messmethoden .....	35
5.1	Eddy-Kovarianzmethode.....	35
5.1.1	Phasenverschiebung .....	35
5.1.2	Stationarität.....	36
5.2	Temperaturvarianzmethode .....	37
5.3	Bowen-Verhältnis-Methode .....	38
5.4	Richtung der Flüsse und Advektion .....	40
5.5	Quellgebiet der turbulenten Wärme Flüsse .....	41

IV	<i>Inhalt</i>
5.6	Methodenbewertung ..... 42
6	Energiehaushalt der Nenzlinger Weide vom Herbst 1994 bis Winter 1996..... 46
6.1	Witterungsverlauf ..... 46
6.2	Klimatologie des Energiehaushaltes ..... 52
6.3	Strahlung und Verdunstung ..... 57
6.4	Wasserhaushalt ..... 58
6.5	Vegetation..... 61
7	Schlussbetrachtungen ..... 63
7.1	Hauptresultate der vorliegenden Arbeit..... 63
7.2	Ausblick..... 65
	Literatur ..... 66
A1	Fehlerabschätzung für die Flussmessungen mit dem Gill Enhanced Sonic in Kombination mit einem Thermoelement ..... 71
A1.1	Messanlage ..... 71
A1.2	Die Zeitkonstante des TC75 ..... 72
A1.3	Phasenverschiebung in den Zeitreihen von $w$ und $\theta$ ..... 74
A1.4	Näherungsfunktionen für die Kospektren von $w$ und $\theta$ ..... 75
A1.5	Messbarer Teil des Wärmeflusses ..... 76
A2	Strahlungsmessungen am Hang ..... 79
A2.1	Messresultate ..... 79
A2.2	Umrechnung der Strahlungsflüsse ..... 81
A2.2.1	Kurzwellige Strahlung ..... 81
A2.2.2	Langwellige Strahlung..... 84
A2.3	Strahlungsbilanz ..... 84
A3	Biologisch relevante meteorologische Parameter für den Untersuchungszeitraum..... 86

## Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1:	Schema der planetaren Grenzschicht (aus Roedel, 1992, angepasst).....	3
Abb. 2.2:	Schema eines Turbulenzspektrums mit 1) energiereichem Bereich, 2) <i>inertial subrange</i> und 3) Dissipationsbereich (Kaimal und Finnigan, 1994, angepasst).....	12
Abb. 2.3:	Strömungsregionen und Längensmasse bei neutraler und labiler Schichtung über niedrigen Hügeln (aus Kaimal und Finnigan, 1994, angepasst).....	13
Abb. 3.1:	Ausschnitt aus der Generalkarte der Schweiz, 1:300'000 (Schweizerische Landestopographie Wabern, 1985). Das Rechteck gibt den in Abb. 3.3 dargestellten Ausschnitt wieder.....	16
Abb. 3.2:	Mikrometeorologische Station Nenzlinger Weide. 1. November 1994, Blickrichtung WNW.....	16
Abb. 3.3:	Ausschnitt aus der Landeskarte der Schweiz, 1:25'000, Blatt Arlesheim (Schweizerische Landestopographie Wabern, 1984). Die Gitternetzlinien weisen einen Abstand von 1 km auf. Der Kreis kennzeichnet die Hauptuntersuchungsfläche des integrierten Projektes „Biodiversität“. In dessen Zentrum wurde die mikrometeorologische Station aufgebaut. Die Linie gibt die Lage des in Abb. 3.4 dargestellten Talquerschnitts wieder.....	17
Abb. 3.4:	Querschnitt durch das Laufental von „Uf Egg“ bis „Brislachallmet“. Die geographische Lage des Querschnitts kann Abb. 3.3 entnommen werden. Die vertikale Linie gibt den Standort der Messstation wieder, der Wald ist mit einer durchschnittlichen Wuchshöhe von 15 m schwarz dargestellt. Das Verhältnis von vertikaler zu horizontaler Distanz ist 1:1.....	17
Abb. 4.1:	Windrose der Station Gempfen (710 m ü. M.). Messhöhe 10 m über Grund, Halbstundenmittelwerte von März bis Oktober 1996.....	20
Abb. 4.2:	Prozentuale Häufigkeitsverteilung der Windrichtungen für die Messhöhen 5.2 und 2.5 m über Grund für die gesamte Messperiode auf der Basis von Halbstundenmittelwerten. Dargestellt sind Sektoren von 10 Grad Breite, unterteilt nach Windgeschwindigkeitsklassen (von dunkel nach hell: <0.5, <1, <2, <3, $\geq 3 \text{ ms}^{-1}$ ). Die Aufteilung in Tag- und Nachtwerte wurde anhand der Globalstrahlungswerte (> bzw. <30 $\text{Wm}^{-2}$ ) vorgenommen.....	21
Abb. 4.3:	Vertikalwind normiert mit dem Horizontalwind für das Messniveau 2.5 m. $\bar{u}$ wurde durch vektorielle Mittelung bestimmt. Dargestellt sind alle Halbstundenmittelwerte der Jahre 1994 bis 1996. Aufteilung in Tag- und Nachtwerte wie in Abb. 4.2.....	22
Abb. 4.4:	Lufttemperaturen in 0.9 m über Grund.....	23
Abb. 4.5:	Verlauf der Differenzen zwischen den potentiellen Temperaturen der Messniveaus 4.6 und 0.9 m über Grund.....	24
Abb. 4.6:	Stabilitätsparameter für drei ausgewählte Tage. Dargestellt sind die Richardson-Zahl (gestrichelt), $\zeta$ unverändert (dicke Linie), $\zeta$ mit rotiertem Impulsfluss (Dreiecke) und $\zeta$ mit rotiertem Impuls- und rotiertem Wärmefluss (Sterne). Die verfügbare Energie ist grau unterlegt (zweite y-Achse), der fühlbare Wärmestrom ist als graue Linie eingezeichnet.....	26
Abb. 4.7:	$\sigma_w / u_*$ für instabile Bedingungen. Für die jeweiligen Klassenmittel sind die Standardabweichungen mit Vertikallinien eingezeichnet. Die schwarze Linie gibt die theoretische Beziehung nach Panofsky und Dutton (1984) wieder, die gestrichelte Linie steht für den Übergang zu freier Konvektion (Kaimal und	

	Finnigan, 1994). Hellgrau durchgezogen ist die den Messwerten angepasste Funktion.....	27
Abb. 4.8:	Wie Abb. 4.7, aber für $\sigma_\theta /  \theta_* $ . Die funktionalen Beziehungen stammen aus De Bruin et al. (1993) bzw. Wyngaard et al. (1971, gestrichelte Linie). .....	27
Abb. 4.9:	Gemittelte Spektren von $u$ , $v$ , $w$ und $\theta$ . Die Mittelung wurde für neutrale, labile und stabile Schichtung getrennt durchgeführt. Die Anzahl Werte pro Stabilitätsklasse können Tab. 4.4 entnommen werden. Dargestellt sind auch die Referenzspektren von Kaimal et al. (1972). Für die neutralen mittleren Spektren sind die Standardabweichungen pro Frequenzklasse grau unterlegt. ....	30
Abb. 4.10:	Wie Abb. 4.9, aber für Kospektren von $u'w'$ . .....	33
Abb. 4.11:	Wie Abb. 4.9, aber für Kospektren von $w'\theta'$ . .....	34
Abb. 5.1:	Prozentuale Häufigkeitsverteilung der Differenzen zwischen phasenkorrigierten und unverändert bestimmten Wärmeflüssen. Die Differenzen sind negativ bei Wärmeflüssen zur Oberfläche hin und positiv bei Flüssen von der Oberfläche weg. Die Datengrundlage umfasst 1224 Halbstunden-Zeitreihen. ....	36
Abb. 5.2:	Flüsse fühlbarer Energie mit und ohne Trendeliminierung für alle Rohdatenreihen (1224 Werte). .....	37
Abb. 5.3:	Differenzen der potentiellen Temperaturen und der spezifischen Feuchten in Abhängigkeit von der verfügbaren Energie. Dargestellt sind die Differenzen zwischen den Messniveaus 4.9 und 0.9 m. Grau eingezeichnet sind alle Werte der Messperiode, schwarz diejenigen Werte, welche nach Anwendung der Ohmura-Kriterien übrig bleiben.....	39
Abb. 5.4:	Kumulativer Flussbeitrag der Fläche zwischen Messstation und Distanz $x$ in Anströmrichtung für die Windrichtungssektoren WSW-WNW (ausgezogen) und NNE-ENE (gestrichelt) für die Messhöhe $z = 2.5$ m. ....	41
Abb. 5.5:	Tagesmittelwerte des fühlbaren Wärmestroms für die gesamte Messperiode. Dargestellt sind die Ergebnisse der Eddy-Kovarianzmethode (schwarz), der Bowen-Verhältnis-Methode (dunkelgrau) und der Temperaturvarianz-Methode (hellgrau).....	43
Abb. 5.6:	Verhältnis der Wärmeflüsse von Bowen-Verhältnis- und Eddy-Kovarianzmethode gegen die absolute verfügbare Energie $A$ für einen ausgewählten Datenbereich. Die dicke Linie zeigt die Regressionsgerade $H_{BR}/H_{EC} = 1.287 + 0.00059  A $ .....	44
Abb. 6.1:	Energiehaushalt der Nenzlinger Weide im zweiten Halbjahr 1994. Dargestellt sind Tagesmittelwerte (24 Stunden) der verfügbaren Energie (schwarze Linie), des fühlbaren Wärmestroms (dunkelgraue Linie) und des latenten Wärmestroms (hellgraue Linie). Auf der zweiten y-Achse sind die Tagessummen des Niederschlags eingetragen (Säulen). Beginn der Messungen: 25. August. 17. - 21. November: Ausfall aller Messungen. ....	47
Abb. 6.2:	Wie Abb. 6.1 aber für das erste Halbjahr 1995. Verfügbare Energie am 19. Juni: $221 \text{ Wm}^{-2}$ . 16. - 21. Juni: Datenausfall beim Eddy-Kovarianzsystem. An deren Stelle wurden die Werte der Bowen-Verhältnis-Methode eingesetzt.....	48
Abb. 6.3:	Wie Abb. 6.1 aber für das zweite Halbjahr 1995. 1. - 3. und 18. - 25. Oktober: Datenausfall beim Eddy-Kovarianzsystem. An deren Stelle wurden die Werte der Bowen-Verhältnis-Methode eingesetzt. ....	49
Abb. 6.4:	Wie Abb. 6.1 aber für das erste Halbjahr 1996. Verfügbare Energie am 9. Juni: $211 \text{ Wm}^{-2}$ . 28. Februar - 5. März: Ausfall aller Messungen. 19. - 22. März:	

	Datenausfall beim Eddy-Kovarianzsystem. An deren Stelle wurden die Werte der Bowen-Verhältnis-Methode eingesetzt. ....	50
Abb. 6.5:	Wie Abb. 6.1 aber für das zweite Halbjahr 1996. 31. Juli - 5. August: Ausfall aller Messungen. 6. und 7. August: Datenausfall beim Eddy-Kovarianzsystem. An deren Stelle wurden die Werte der Bowen-Verhältnis-Methode eingesetzt. Abbau der Messstation: 17. Dezember.....	51
Abb. 6.6:	Monatsmittelwerte der Strahlungsbilanz (schwarz), des Bodenwärmestroms (dunkelgrau gestrichelt) sowie des fühlbaren (dunkelgrau) und latenten (hellgrau) Wärmestroms für die gesamte Messperiode. Die Werte sind ergänzend in Tab. 6.1 aufgeführt. ....	53
Abb. 6.7:	Mittlere monatliche Tagesgänge der Strahlungsbilanz (schwarz), des Bodenwärmestroms (dunkelgrau gestrichelt) sowie des fühlbaren (dunkelgrau) und latenten (hellgrau) Wärmestroms für die Jahre 1995 und 1996. Dargestellt sind die Monate Januar bis Juni. Der wahre Mittag für die Hangfläche ist mit der senkrechten Linie eingezeichnet.....	55
Abb. 6.8:	Wie Abb. 6.7 aber für die Monate Juli bis Dezember der Jahre 1994 bis 1996.....	56
Abb. 6.9:	Tagesmittelwerte des latenten und fühlbaren Wärmestroms in Abhängigkeit von den Tagesmittelwerten der Strahlungsbilanz für die gesamte Messperiode. Grau eingezeichnet sind die Regressionsgeraden $\lambda E = 6.567 + 0.592 R_n$ (links) und $H = -0.029 + 0.297 R_n$ (rechts). ....	57
Abb. 6.10:	Verlauf der Wasserhaushaltsglieder auf Monatsbasis für den Zeitraum August 1994 bis Dezember 1996. Dargestellt ist der Niederschlag (Kreise), die Evapotranspiration (ausgefüllte Kreise) und die Differenz (Kreuze) zwischen Niederschlag und Evapotranspiration. In den Jahren 1995 und 1996 belaufen sich die jährlichen Niederschlagssummen auf 1267 bzw. 867 mm, die Verdunstungssummen auf 568 bzw. 590 mm und die Differenzen auf 699 bzw. 277 mm. Der Maiwert des Niederschlags im Jahr 1995 beträgt 232 mm.....	59
Abb. 6.11:	Kumulierte Evapotranspiration der Nenzlinger Weide in den Jahren 1995 und 1996. Zum Vergleich sind die bei der ANETZ-Station Basel-Binningen mit einem Grosslysimeter gemessenen Werte für beide Jahre ebenfalls eingezeichnet (BB).....	60
Abb. 6.12:	Bestandesobergrenzen für die gesamte Messperiode. Die Daten stammen aus wöchentlichen Erhebungen. Die geringen Schwankungen ausserhalb der Hauptvegetationsperiode entstanden durch Schnee- oder Regenfälle, welche die Wiese flächenhaft gegen den Boden drückten. ....	61
Abb. A1.1:	Meteorologische Bedingungen während der Vergleichsmessungen vom 1. Juli 1994 in Fischingen. ....	71
Abb. A1.2:	Partitionierung der verfügbaren Energie $A$ am 1. Juli 1994 in Fischingen. $\lambda E_{BR}$ und $H_{BR}$ bezeichnen die mit der Bowen-Verhältnis-Methode aus Profilmessungen an der REKLIP-Station bestimmten Flüsse latenter und sensibler Wärme.....	72
Abb. A1.3:	Gemittelte Temperaturspektren für den Zeitraum 12.00 bis 15.00 Uhr, 1. Juli 1994. Die atmosphärische Schichtung war in diesem Zeitraum leicht labil (vgl. Abb. A1.1). Durch die Verwendung der stabilitätsabhängigen Werte $\phi_h$ und $\phi_E$ werden die einzelnen Spektren im <i>inertial subrange</i> zusammengeführt (Kaimal et al., 1972).....	72
Abb. A1.4:	Die Zeitkonstante $\tau$ des TC75 in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit $u$ .....	73

Abb. A1.5:	Korrelationskoeffizienten der kreuzkorrelierten Zeitreihen von Vertikalwind und Temperatur in Abhängigkeit von der Zeitverschiebung $\Delta t$ . Dargestellt sind die Analysen von acht Halbstundenzeitreihen des 1. Juli 1994, von 12.00 bis 16.00 Uhr.....	74
Abb. A1.6:	Kospektren von Vertikalwind und Temperatur für den 1. Juli 1994, 12.00 bis 15.00 Uhr. Die empirische Parameterisierung durch Kaimal et al. (1972) beschreibt das experimentelle Kospektrum des Researchs sehr gut. Der Einfluss der Pfadmittelung ( <i>cutoff</i> -Frequenz) ist bei den Kospektren offensichtlich vernachlässigbar. Für das Kospektrum des Enhanced/75 ergibt sich mit $\tau = 0.245$ in Gl. A1.12 ebenfalls eine gute Näherung. $h$ ist wiederum eine von $\zeta$ abhängige Funktion und lässt die einzelnen Kospektren im <i>inertial subrange</i> zusammenfallen (Kaimal et al., 1972).....	75
Abb. A1.7:	Modellierte Kospektren von Vertikalwind und Temperatur des Enhanced/75 bei unterschiedlichem Horizontalwind und neutraler bis labiler Schichtung der Atmosphäre. Für $(z - d)$ wurde der in Kapitel A1.1 bestimmte Wert von 1.5 eingesetzt. Der messbare Teil des dämpfungsfreien Wärmeflusses ergibt sich aus der Integration der Fläche unter der jeweiligen Kurve. Die Darstellung ist flächentreu. Die Flächen können also direkt untereinander verglichen werden.....	76
Abb. A1.8:	Mit dem Enhanced/75 messbarer Anteil des sensiblen Wärmeflusses. Die durchgezogenen Linien entstanden durch numerische Integration der Gl. A1.12 und A1.13 für den Bereich $0.1 \leq (z - d)/\bar{u} \leq 10$ . Gl. A1.13 wurde für Stabilitäten von $\zeta = 0.1, 0.2, 0.5, 1, 1.5$ und $2$ integriert. Darüber sind die Graphen der empirischen Funktionen (A1.16) und (A1.17) eingezeichnet. Die Abszisse ist logarithmisch dargestellt, da hauptsächlich der Bereich $(z - d)/\bar{u} \leq 1$ von Interesse ist ( $(z - d)$ beträgt im vorliegenden Fall 1.5). Die Ordinatenwerte wurden durch 1.05 (labil und neutral) bzw. 1.08 (stabil) dividiert.....	77
Abb. A1.9:	Die korrigierten Wärmeflussmessungen des Enhanced/75. Dargestellt sind die, abgesehen von <i>detrending</i> und Rotation, unkorrigierten Messungen (leere Klammer), die um die Phasenverschiebung korrigierten Flüsse (Lag) und die zusätzlich mit Gl. A1.16 korrigierten Werte (korr.).....	77
Abb. A2.1:	Aufbau der Messgeräte für den Vergleich von horizontal und hangparallel gemessenen Strahlungsströmen (rechts am hangparallelen Ausleger). Nenzlinger Weide, 20. Juni 1994, 9 Uhr MEZ, Blickrichtung NW.....	79
Abb. A2.2:	Hangparallel (par) und horizontal (hor) gemessene Strahlungsströme. Die beiden äusseren vertikalen Linien kennzeichnen die Zeitpunkte des astronomischen Sonnenauf- und Sonnenuntergangs, die inneren vertikalen Linien geben den Zeitpunkt des Sonnenaufgangs unter Berücksichtigung des Standortes an. Die Subskripte „oH“ und „uH“ stehen für oberen bzw. unteren Halbraum.....	80
Abb. A2.3:	Differenzen zwischen hangparalleler und horizontaler Messung für den gesamten Vergleichszeitraum. Dargestellt sind jeweils 817 Halbstundenmittelwerte. Zu beachten sind die unterschiedlichen Wertebereiche auf der Ordinate.....	81
Abb. A2.4:	Diffuser Teil der gemessenen Globalstrahlung, berechnet nach Collares-Pereira und Rabl (1979). Dargestellt sind dieselben Zeiträume wie in Abb. A2.2. Der diffuse Anteil ist grau schattiert.....	83
Abb. A2.5:	Histogramm der Differenzen zwischen hangparallel gemessener und modellierter kurzweiliger Einstrahlung aus dem oberen Halbraum. Dargestellt sind die 484 Werte der gesamten Vergleichsperiode mit vorhandener Sonneneinstrahlung. Bei einer Standardabweichung von $13.1 \text{ Wm}^{-2}$ liegen 89 % der Werte im Bereich $\pm 20 \text{ Wm}^{-2}$ .....	84

Abb. A2.6: Differenzen zwischen hangparallel gemessener und modellierter Strahlungsbilanz. Alle 817 Halbstundenwerte des Vergleichszeitraums sind dargestellt. ....	85
Abb. A3.1 - Abb. A3.32: Biologisch relevante meteorologische Parameter für die Monate Juli 1994 bis Dezember 1996. ....	86

## Tabellenverzeichnis

Tab. 2.1:	Beziehungen zwischen Stabilitätsparametern.....	6
Tab. 3.1:	Übersicht zu den verwendeten Messgeräten.....	18
Tab. 4.1:	Prozentuale Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeiten (skalare Mittel).....	20
Tab. 4.2:	Vergleich der $C_1$ und $C_2$ -Werte verschiedener Studien für labile Situationen (siehe Gl. 2.30, 2.31, 2.34 und 2.35). .....	28
Tab. 4.3:	Lage der Maximas gemittelter neutraler Spektren in Abhängigkeit von der Anströmrichtung (dimensionslose Frequenzen $n$ ). Zum Vergleich sind die <i>Peak</i> -Frequenzen von Kaimal et al. (1972) angegeben. ....	29
Tab. 4.4:	Stabilitätsklassierung für 1224 Rohdatenreihen. Angegeben sind die Anzahl Werte pro Klasse. ....	31
Tab. 5.1:	Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Windrichtung [Grad]. ....	35
Tab. 5.2:	Vergleich der Kovarianzen von Vertikalwind- und Temperaturfluktuationen bei der Bestimmung über Zeitperioden von 5 und 30 min. Für die Analyse wurden 1224 Halbstundenzeitreihen berücksichtigt. Angegeben sind Prozentwerte der jeweiligen Wärmeflussklasse, für welche die Abweichungen der mittleren 5 min-Kovarianzen von den Halbstundenkovarianzen $\leq 30\%$ sind. Die Analyse mit trendbereinigten Zeitreihen ist mit $trend$ gekennzeichnet. ....	36
Tab. 5.3:	Korrelation zwischen den mit der Eddy-Kovarianz- und der Temperaturvarianz-methode bestimmten Flüsse fühlbarer Wärme. ....	38
Tab. 6.1:	Monatsmittelwerte der Energiehaushaltskomponenten in $Wm^{-2}$ und Monats-summen der Evapotranspiration in mm ( $E$ ). ....	52
Tab. 6.2:	Mittlere monatliche Verluste der kurzwelligen Strahlungsbilanz aufgrund der Be-wölkung in Prozenten. Hellgrau = $<40\%$ , grau = 40 bis 60 %, dunkelgrau = 60 bis 80 %, schwarz = $>80\%$ . ....	58

## Liste der verwendeten Symbole und Abkürzungen

$\alpha$	Verhältnis $K_h / K_q$ , Sonnenazimut
$\beta$	Bowen-Verhältnis
$\gamma$	Sonnenhöhe
$\delta$	Deklination
$\varepsilon$	Dissipationsrate turbulenter kinetischer Energie
$\zeta$	Stabilitätsparameter nach Monin und Obukhov
$\eta$	Exposition der Hangfläche
$\phi$	universelle Funktion von $\zeta$ , geographische Breite
$\theta$	potentielle Temperatur
$\theta_v$	potentielle virtuelle Temperatur
$\theta_*$	Skalierungsgröße für den fühlbaren Wärmestrom
$\lambda$	spezifische Verdampfungswärme für Wasser, Wellenlänge
$\lambda E$	vertikaler Fluss latenter Wärme
$\nu$	Hangneigungswinkel
$\rho$	Luftdichte
$\sigma_a$	Standardabweichung der Eigenschaft $a$
$\tau$	Schubspannung, Zeitkonstante von Thermoelementen
$\omega$	Stundenwinkel der Sonne
$A$	verfügbare Energie, Oberfläche
$B$	Bodenwärmestrom
$c_p$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$C$	volumetrische Wärmekapazität
$Co_{a,b}$	Kospektraldichte der Eigenschaften $a$ und $b$
$d$	Verdrängungsschichtdicke
$d_f$	Distanz zwischen zwei Messfühlern
$d_s$	Sensordurchmesser
$e$	turbulente kinetische Energie
$E$	vertikaler Massenfluss von Wasserdampf
$f$	Frequenz
$g$	Erdbeschleunigung
$G$	Dämpfung
$h$	mittlere Höhe der Rauigkeitselemente, Vertikalerstreckung eines Hügels

$H$	vertikaler Fluss fühlbarer Wärme
$i$	Winkel zwischen der Hangnormalen und dem Positionsvektor der Sonne
$I$	kurzwelliger Strahlungsfluss
$I_0$	Solarkonstante
$k$	von Karman Konstante, Wärmeleitfähigkeit unbewegter Luft, Verhältnis von diffuser Strahlung zur Globalstrahlung
$k_f$	<i>clearness</i> -Faktor (Verhältnis der Globalstrahlung zur extraterrestrischen Strahlung)
$K_m, K_h, K_q$	turbulente Diffusionskoeffizienten für Impuls, Wärme und Feuchtigkeit
$l$	Mächtigkeit der <i>inner layer</i> über einem Hügel
$L$	Monin-Obukhov Länge, langwelliger Strahlungsfluss, Längenmass für die horizontale Ausdehnung eines Hügels
$n$	dimensionslose Frequenz
$Nu$	Nusseltzahl
$p$	Luftdruck
$q$	spezifische Feuchte
$r$	Entfernung Erde-Sonne
$Re$	Reynoldszahl
$R_f$	Richardson-Flusszahl
$R_i$	Richardson Zahl
$R_n$	Strahlungsbilanz
$S$	Energiespeicherterm
$S_a$	Spektraldichte der Eigenschaft $a$
$t$	Zeit
$u, v, w$	longitudinale, laterale und vertikale Komponente des Windvektors
$u_*$	Schubspannungsgeschwindigkeit oder Schergeschwindigkeit
$V$	Volumen
$z$	Höhe über Grund
DOY	Tag im Jahr
LAI	Blattflächenindex ( <i>leaf area index</i> )
MEZ	Mitteuropäische Zeit
MOS	Monin-Obukhov Ähnlichkeit
PBL	Planetare Grenzschicht
SMA	Schweizerische Meteorologische Anstalt (heute Meteo Schweiz)
TC75	Thermocouple 75 $\mu\text{m}$
TKE	turbulente kinetische Energie

# 1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Schwerpunkt Programmes Umwelt, Modul 3 „Biodiversität“, welches vom Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung anfangs 1993 gestartet wurde. Im naturwissenschaftlich orientierten Teil des integrierten Projektes Biodiversität wurde die Rolle der Ökosystemparameter und der biologischen Vielfalt selbst bei der Entwicklung und Aufrechterhaltung von Lebensgemeinschaften untersucht. Ursprünglich sollten von der Ebene der Moleküle bis zur Landschaftsebene alle Skalen von Biodiversität abgedeckt werden. Die Projekte der Sozialwissenschaften beantworteten Fragen nach dem Wert von Biodiversität und evaluierten Handlungsstrategien zur Erhaltung von Biodiversität. Als Hauptuntersuchungsfläche diente ein artenreicher Kalktrockenrasen im Nordwestschweizer Jura.

Pflanzliches Leben ist in vielfältiger Form von Austauschprozessen mit der Umgebung abhängig. Nährstoffe werden aus dem Boden gelöst und angetrieben durch die Transpirationsprozesse an den Blattoberflächen mit dem Saftfluss in der ganzen Pflanze verteilt. Im Zusammenhang mit der aktuellen *Global Change* Diskussion rücken hauptsächlich die hochkomplexen Gaswechselfvorgänge an den Spaltöffnungen der Blattoberflächen ins Zentrum des Interesses. Mit Hilfe der Photosynthese bauen Pflanzen ihre Phytomasse auf und binden dabei  $\text{CO}_2$  aus der Atmosphäre. Das Ausmass dieser Kohlenstoffbindung durch terrestrische Ökosysteme wird für die Rate des Anstieges des atmosphärischen  $\text{CO}_2$  eine Schlüsselrolle spielen (Houghton 1995). Nebst dem Angebot an Nährstoffen und der atmosphärischen  $\text{CO}_2$ -Konzentration wirkt sich aber auch die gesamte Palette der meteorologischen Variablen eines Standortes auf das Verhalten der Stomata aus. Pflanzenwachstum, -wasserhaushalt und letztlich auch die Artenvielfalt sind somit direkt und über Rückkoppelungsmechanismen von der lokalen Ausprägung der planetaren Grenzschicht und dem daraus resultierenden Energiehaushalt abhängig. Die Abschätzung der turbulenten Flüsse von Wärme und Wasserdampf ist daher für die Bioökologie wie auch für die Meteorologie von zentraler Bedeutung:

Um regional differenziertere Vorhersagen von Klimaänderungen vornehmen zu können, muss die aktuelle *Global Change* Forschung feinmaschigere Modelle entwickeln. Voraussetzung

hierzu ist die kleinräumige Parametrisierung des Energieumsatzes in der Grenzschicht Boden-Vegetation-Atmosphäre und der daraus resultierenden Energieflüsse. Punktmessungen sind zu Verifizierungszwecken hierbei unabdingbare Voraussetzung.

Der Bioökologie öffnet sich mit der Möglichkeit der mikrometeorologischen Bestimmung der Energiehaushaltskomponenten ein alternativer Zugang zum Verständnis pflanzenphysiologischer Prozesse. Austauschraten von  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  und anderen für die Pflanzen lebensnotwendigen Stoffen zwischen Atmosphäre und Pflanze wurden in den vergangenen Jahren meistens in Laboruntersuchungen unter kontrollierten Bedingungen bestimmt. Aus der Einsicht, dass so nie ein gesamtes hochkomplexes Ökosystem simuliert werden kann, wurden in letzter Zeit immer mehr Freilandexperimente mit *open top chambers* lanciert. Die Austauschraten in den Kammern werden aus Porometermessungen abgeschätzt oder mit Hilfe von Konzentrationsdifferenzmessungen modelliert. Mit unterschiedlichen *upscaling* Verfahren wird dann versucht, diese Punktaussagen auf die Ebene von Pflanzengesellschaften oder ganzen Ökosystemen zu transformieren. Hier kann die integrative Bestimmung der Energie- und Massenflüsse mit mikrometeorologischer Messmethodik über einem Bestand zur Verifizierung von pflanzenphysiologischen Prozessen unter natürlichen Bedingungen weiterhelfen (Baldochi, 2000). Dieser *top down* Ansatz hat den Vorteil, dass nicht in das natürlich gewachsene Biotop eingegriffen wird und dass mit Eddy-Kovarianzmessungen die Bestimmung des Transportes von Skalaren direkt der physikalischen Natur dieser Prozesse entsprechend geschieht.

All jenen, die ihre meteorologischen Messmasten nicht in weiten, gleichförmigen Ebenen errichten, sondern sich in bergiges, inhomogenes Gelände vorwagen (müssen), stellen sich spätestens angesichts der ersten mikrometeorologischen Datenauswertungen einige grundsätzliche Fragen. Mikrometeorologische Experimente wurden bis heute vorwiegend an „idealen“ Standorten durchgeführt: Die daraus abgeleiteten Theorien des turbulenten Impuls-, Energie- und Massentransportes in der planetaren Grenzschicht haben somit primär nur für „ideale“ Messstandorte Gültigkeit. Dies trifft auch auf die damit verbundene Messmethodik zu. Die Nenzlinger Weide liegt aber, durchaus repräsentativ für den Nordwestschweizer Jura, auf einem mit Wald und Einzelbäumen bestan-

denen Hang. Der optimalen Erfassung der Energiehaushaltskomponenten in komplexem Gelände ist denn auch der Grossteil dieser Arbeit gewidmet.

Untersuchungen in komplexem Gelände wurden in den vergangenen Jahren eher auf der Basis von Einzelinitiativen durchgeführt. Aufgrund des wachsenden Interesses an den Gebirgen im Zusammenhang mit dem Klimawandel und aufgrund des zwischenzeitlich recht guten Verständnisses der Austauschprozesse in „idealem“ Gelände wird heute in Projekten wie MAP-Riviera<sup>1</sup> mit ungleich grösserem materiellen und personellen Aufwand versucht, das Verständnis der Austauschprozesse in gebirgischem Gelände weiterzuentwickeln. Entsprechend wächst auch langsam die Zahl der Publikationen zum Thema und die Resultate eigener Untersuchungen können künftig sicherlich besser eingeordnet werden.

Somit bleibt abschliessend, zusammen mit Raupach und Finnigan (1997), die Feststellung: „*The subject is complex and very wide-ranging, and present efforts are only the beginning*“.

---

<sup>1</sup> MAP-Riviera ist Teil des *Mesoscale Alpine Programme* zur Untersuchung atmosphärischer und hydrologischer Prozesse über dem Alpenkamm. Das Untersuchungsgebiet liegt im Riviera-Tal im Tessin, zwischen den Ortschaften Biasca und Bellinzona. Details können dem *Meta Data Report* unter [www.geo.umnw.ethz.ch/research/map/](http://www.geo.umnw.ethz.ch/research/map/) entnommen werden.

## 2 Theorie

In diesem Kapitel werden die zum Verständnis der folgenden Ausführungen notwendigen theoretischen Grundlagen der Grenzschichtmeteorologie beleuchtet. Kapitel 2.4 zeigt speziell die Weiterentwicklung der Theorie für komplexes Gelände.

### 2.1 Die planetare Grenzschicht

Die planetare Grenzschicht (PBL) umfasst die untersten rund 1-2 km der Troposphäre, welche direkt durch die Erdoberfläche beeinflusst werden und auf die einwirkenden Kräfte mit einer Verzögerung von rund einer Stunde oder weniger reagieren. Darüber schliesst sich die „freie“ Atmosphäre an, „unbeeinflusst“ von der Erdoberfläche und charakterisiert durch die nahezu geostrophische Luftströmung. Geländeunebenheiten, die Rauigkeit und die thermische Eigenschaft der Erdoberfläche verbunden mit der solaren Einstrahlung bewirken eine turbulente Durchmischung der PBL. Durch diese mechanisch und/oder thermisch induzierte Turbulenz werden Impuls, Energie und Masse transportiert. Die Mächtigkeit der PBL variiert in Raum und Zeit. Die Erwärmung der Erdoberfläche tagsüber führt zu kräftigen konvektiven Bewegungen, welche bis in Höhen von 1-2 km reichen. Umgekehrt unterdrückt die nächtliche Auskühlung die Durchmischung und hat Mächtigkeiten der planetaren Grenzschicht von weniger als 100 m zur Folge. Die allgemeine atmosphärische Zirkulation mit ihren makro- und mesoskaligen Systemen bildet schliesslich den äusseren Rahmen für die Ausprägung der PBL. Aufgrund unterschiedlicher Dynamik

wird die planetare Grenzschicht in weitere Schichten unterteilt (siehe Abb. 2.1).

- Die laminare Grenzschicht oder molekularviskose Schicht liegt unmittelbar allen Oberflächen an und weist eine Dicke in der Grössenordnung von einigen Millimetern auf. Sie ist durch molekulare Prozesse wie viskose Reibung oder molekularen Wärmetransport gekennzeichnet.
- Die Dynamik der „Prandtl-Schicht“ (*surface layer, constant flux layer, inner region*) wird vorwiegend durch die Reibung bestimmt, Druck- und Coriolis-Kräfte fallen gegenüber den Reibungskräften nicht ins Gewicht. Die vertikalen Flüsse von Impuls, Wärme und Wasserdampf nehmen um maximal 10 % ab und werden daher auch als konstant bezeichnet. Die vereinfachte Annahme einer höhenkonstanten Schubspannung erlaubt über homogenem Gelände die Beschreibung der mittleren Variablen durch die Höhe über Grund  $z$ .
- In der Ekman-Schicht (*outer region*) dreht die Windrichtung aufgrund des nachlassenden Reibungseinflusses stetig von der Bodenwindrichtung in die Richtung des geostrophischen Windes der freien Atmosphäre. Die turbulenten Flüsse variieren mit der Höhe (meistens abnehmend mit zunehmender Höhe).
- Die Mischungsschicht (*mixed layer*) ist durch konvektive Prozesse turbulent durchmischt. Sie entsteht bei nicht-neutraler Schichtung der PBL.

Pflanzenbestände oder Baukörper haben die Ausprägung weiterer Teilschichten zur Folge:



Abb. 2.1: Schema der planetaren Grenzschicht (aus Roedel, 1992, angepasst)

- Die Bestandesschicht (*canopy layer*) weist für verschiedene Bestände charakteristische Profile der meteorologischen Variablen auf. In Abhängigkeit vom Bestand und der betrachteten Variable bildet sich eine neue „aktive“ Oberfläche, welche um die Verdrängungsschichtdicke  $d$  über der Erdoberfläche liegt.
- In der Rauigkeitsschicht (*roughness sublayer*) ist die Windströmung, wie auch in der Bestandesschicht, durch die einzelnen Rauigkeitselemente stark gestört und dadurch dreidimensional. Die turbulente Durchmischung wird durch Druckunterschiede erhöht. Sie erstreckt sich rund ein bis drei mal über die Höhe der Rauigkeitselemente.

Der Zustand der Atmosphäre kann generell mit sieben Variablen beschrieben werden. Es sind dies  $u$ ,  $v$  und  $w$ , die longitudinale, laterale und vertikale Komponente des Windvektors, die Temperatur  $T$  oder potentielle Temperatur  $\theta$ , der Luftdruck  $p$ , die Luftdichte  $\rho$  und die spezifische Feuchtigkeit  $q$ .

Die Abhängigkeit dieser Variablen von Raum ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ) und Zeit ( $t$ ) ist in sieben Gleichungen formuliert: die Bewegungsgleichung (Navier-Stokes-Gleichung) mit ihren drei Komponenten, welche die Erhaltung des Impulses zum Ausdruck bringt, die Kontinuitätsgleichungen für Masse, Wärme (erster Hauptsatz der Thermodynamik) und Feuchtigkeit sowie die Zustandsgleichung für ideale Gase. Im Prinzip können nun alle Fragestellungen durch die Auflösung der sieben Gleichungen mit den sieben Unbekannten angegangen werden. Dem stellt sich aber der turbulente Charakter der Windströmung in der PBL in den Weg.

Die Gleichungen wurden ursprünglich für die punktgenaue momentane Zustandsbeschreibung der Variablen formuliert. In der planetaren Grenzschicht steht aber der momentane Zustand einer Variablen aufgrund der chaotischen Strömungsverhältnisse nicht im Vordergrund. Vielmehr interessiert deren mittlerer Zustand. Für meteorologische Probleme müssen die Grundgleichungen daher zuerst über Raum und Zeit gemittelt werden.

Die Betrachtung der spektralen Intensitäten des Windes, welche ein deutliches Minimum im Bereich von einer Stunde zeigt, erlaubt die Zerlegung der Variablen in Mittelwert und Abweichung vom Mittelwert (bei Mittelungsintervallen von 30 min bis einer Stunde).

Diese Reynolds-Zerlegung bedeutet für eine beliebige Variable  $a$

$$a = \bar{a} + a', \quad (2.1)$$

mit  $\bar{a}$  dem Mittelwert von  $a$  über das gegebene Zeitintervall und  $a'$  der aktuellen Abweichung vom Mittelwert. Da  $\overline{a'}$  gleich 0 ist ergibt sich für das Produktmittel zweier Variablen  $a$  und  $b$

$$\overline{ab} = \bar{a} \bar{b} + \overline{a'b'}. \quad (2.2)$$

$\overline{a'b'}$  und  $\overline{a'^2}$  können in Anlehnung an die Statistik als Kovarianz bzw. als Varianz und beide als zweite Momente bezeichnet werden.  $\overline{a'b'}$  repräsentiert danach den turbulenten Teil des Produktmittels zweier Variablen.

Die Anwendung weiterer in der Atmosphäre gültiger Annahmen und Vereinfachungen führt dann zu den Formen der sieben Grundgleichungen, wie sie in der Grenzschichtmeteorologie verwendet werden. Detaillierte Herleitungen und Formulierungen können in verschiedenen Lehrbüchern nachgeschlagen werden, z.B. Panofsky und Dutton (1984) oder Stull (1988).

In den so vereinfachten Gleichungen zur Beschreibung des mittleren Zustandes und der überlagerten Fluktuationen meteorologischer Variablen tauchen höhere statistische Momente auf, welche die turbulenten Komponenten beschreiben. Die Anzahl der Unbekannten wird dadurch höher als die Anzahl der Gleichungen. Das Gleichungssystem ist nicht mehr lösbar. Aufgrund des nichtlinearen Charakters der Turbulenz führt die Einführung neuer Gleichungen zur Beschreibung der turbulenten Terme zu noch mehr Unbekannten. Für jedes endliche Set solcher Gleichungen ist die Beschreibung der Turbulenz nicht geschlossen, was als Schliessungsproblem bezeichnet wird. Um turbulente Flüsse trotzdem berechnen zu können, müssen in einem endlichen Set von Gleichungen die verbleibenden Unbekannten durch bekannte Grössen ersetzt werden. Die Ähnlichkeitstheorie kann in diesem Zusammenhang als Schliessung nullter Ordnung angesehen werden, da sie mittlere Grössen allein als Funktion von Raum und Zeit parametrisiert. Die K-Theorie als weiteres Beispiel verwendet zur Berechnung turbulenter Flüsse die Gradienten der Mittelwerte der Variablen und entsprechende Transfer-Koeffizienten. Sie kann daher als Schliessung erster Ordnung bezeichnet werden.

Für die vorliegende Arbeit speziell bedeutsam ist die Gleichung für die Erhaltung von Wärme, hier in Tensorschreibweise angeführt (Stull, 1988):

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = - \frac{1}{\bar{\rho} c_p} \left( \lambda E + \frac{\partial \overline{R_{nj}}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \overline{(u_j \theta')}}{\partial x_j} \quad (2.3)$$

I            II                            III                            IV

Term I beschreibt die zeitliche lokale Änderung der potentiellen Temperatur, II die Advektion aufgrund des jeweiligen Gradienten in den drei Raumrichtungen ( $x$  steht für die Richtungsachsen des kartesischen Koordinatensystems mit  $j = 1, 2, 3$ ). Term III berücksichtigt die Strahlungsdivergenz und den Einfluss der latenten Wärme (mit der Strahlungsbilanz  $R_n$ , der spezifischen Wärmekapazität von trockener Luft bei konstantem Druck  $c_p$ , der spezifischen Verdampfungswärme für Wasser  $\lambda$  und dem Massenfluss von Wasserdampf  $E$ ). Term IV beschreibt schliesslich die Divergenz des turbulenten Wärmeflusses in allen drei Raumrichtungen. Die molekulare Diffusion wird in dieser Form vernachlässigt, da bei normal entwickelter Turbulenz die turbulente Durchmischung um Grössenordnungen effizienter ist als die molekulare Diffusion.

Unter idealen Bedingungen kann von Stationarität des Turbulenzfeldes und horizontaler Homogenität (siehe Ausführungen weiter unten) ausgegangen werden. Weiterhin kann Term III durch Grössenordnungsbetrachtungen vernachlässigt werden. Gl. 2.3 reduziert sich somit auf

$$- \frac{\partial \overline{w \theta'}}{\partial z} \approx 0 \quad (2.4)$$

Damit kann in der *surface layer* der vertikale Fluss fühlbarer Wärme

$$H = \bar{\rho} c_p \overline{w \theta'} \quad (2.5)$$

näherungsweise als konstant mit der Höhe betrachtet und durch den entsprechenden Fluss an der Oberfläche repräsentiert werden.

Dasselbe Vorgehen kann auch auf die Erhaltungsgleichungen von Skalaren wie z.B. der spezifischen Luftfeuchtigkeit oder Kohlendioxid angewandt werden und führt zu vergleichbaren Feststellungen, solange die entsprechenden Skalare keinen grösseren chemischen oder

physikalischen Umwandlungsprozessen unterliegen.

Ein Mass für die Intensität der Turbulenz in Luftströmungen ist die turbulente kinetische Energie (TKE). Sie ist direkt mit den Flüssen von Impuls, Wärme und Feuchtigkeit durch die planetare Grenzschicht gekoppelt und pro Einheitsmasse definiert durch

$$\bar{e} = \frac{1}{2} \left( \overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2} \right). \quad (2.6)$$

Ausgehend von den Bewegungsgleichungen kann für die TKE folgende Haushaltsgleichung formuliert werden (Panofsky und Dutton, 1984):

$$\frac{d\bar{e}}{dt} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{g}{\theta_v} \overline{w \theta'} \quad (2.7)$$

I            II            III            IV

$$- \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{ew'}}{\partial z} - \epsilon \quad (2.7)$$

V            VI            VII

II und III beschreiben die mechanisch erzeugte TKE infolge der mittleren Windscherung, IV ist ein Mass für thermisch erzeugte TKE (mit der Erdbeschleunigung  $g$ ), wobei durch die Verwendung der potentiellen virtuellen Temperatur die Produktion konvektiver Energie durch Wasserdampf mitberücksichtigt wird (Kaimal und Finnigan, 1994, Arya, 1988, Stull, 1988), V stellt einen Druckkorrelationsterm dar, VI repräsentiert den turbulenten Transport der TKE und VII steht für die Umwandlung von TKE in Wärme durch viskose Kräfte. Voraussetzung für Gl. 2.7 sind vergleichbare Grössenordnungen der vertikalen und horizontalen Geschwindigkeitsfluktuationen und grosse vertikale Gradienten im Vergleich zu den horizontalen.

### Stabilität der Strömung

Aus Gl. 2.7 lässt sich direkt ein Mass für die Stabilität der Strömung definieren. Die dimensionslose Richardson-Flusszahl drückt das Verhältnis von thermisch (Term IV) zu mechanisch (Term II + III) erzeugter turbulenter Energie aus:

$$R_f = \frac{\frac{g}{\theta_v} \overline{w \theta'}}{\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}} \quad (2.8)$$

Die negativen Vorzeichen von Term II und III in Gl. 2.7 werden dabei weggelassen.

Um mit 2.8 auch den Übergang einer Strömung vom laminaren in den turbulenten Zustand beschreiben zu können, werden die turbulenten Flüsse durch die entsprechenden Gradienten ersetzt. Dies in Anlehnung an die K-Theorie (vgl. Kapitel 2.2.2). Die resultierende Richardson Zahl lautet:

$$Ri = \frac{\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}}{\left[ \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right]} \quad (2.9)$$

Der Vorteil der Richardson Zahl ist die Verwendung einfach zu messender Gradienten. Ein Nachteil ist aber deren unbekanntere Variabilität mit der Höhe  $z$ .  $Ri$  und  $R_f$  sind daher für die Charakterisierung der *surface layer* ungeeignet.

Ein weiteres Stabilitätsmass folgt aus der Monin-Obukhovschen Ähnlichkeitstheorie (vgl. Kapitel 2.2.3):

$$\zeta = \frac{z - d}{L}. \quad (2.10)$$

$d$  trägt hier der Nullpunktverschiebung des vertikalen Windprofils über rauen Oberflächen Rechnung und wird auch als Verdrängungsschichtdicke bezeichnet. Da die Obukhov-Länge  $L$  in der *surface layer* als konstant angenommen werden kann, ist  $\zeta$  eine lineare Funktion der Höhe  $z$ .  $L$  ist definiert durch (Arya, 1988)

$$L = - \frac{\bar{\theta}_v u_*^3}{k g (w' \bar{\theta}_v)'} \quad (2.11)$$

$k$  ist die von Karman Konstante mit einem Wert von 0.4. Die mechanische Produktion von Turbulenz wird hier mit der Schergeschwindigkeit  $u_*$  berücksichtigt:

$$u_* = \sqrt[4]{\overline{u'w'^2 + v'w'^2}} = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}. \quad (2.12)$$

Die Schergeschwindigkeit entspricht somit der Quadratwurzel aus dem kinematischen vertikalen Impulsfluss.  $\tau$  bezeichnet die Schubspannung (*Reynolds stress*) an der Oberfläche und wird als Synonym für den vertikalen Impulsfluss verwendet.

Physikalisch betrachtet repräsentiert  $|L|$  die Mächtigkeit derjenigen Schicht der PBL, in der mechanisch generierte Turbulenz bedeutsam ist. Im Bereich ( $z \ll |L|$ ) dominieren üblicherweise Windschereffekte, im Bereich ( $z \gg |L|$ ) überwiegt hingegen die thermisch erzeugte Turbulenz. Die Beziehungen zwischen den verschiedenen Stabilitätsparametern sind Tab. 2.1 zu entnehmen.

**Tab. 2.1:** Beziehungen zwischen Stabilitätsparametern

	$R_f, Ri, \zeta$	$L$
statisch stabil	$> 0$	$> 0$
statisch neutral	$= 0$	$\rightarrow \pm \infty$
statisch labil	$< 0$	$< 0$

Im Bereich  $0 < Ri < 1$  sind Strömungen dynamisch instabil. Eine bereits turbulente Strömung wird erst bei  $Ri > 1$  laminar, eine laminare Strömung wird turbulent bei einem Wert von  $Ri < 0.25$ . Die Turbulenz erhält sich über diesen Bereich selbst.

### Homogenität

Eine turbulente Strömung ist homogen, wenn sich ihre statistischen Eigenschaften im Raum nicht ändern. In der PBL trifft dies für die Vertikale aufgrund der atmosphärischen Schichtung nicht zu, deshalb ist in diesem Zusammenhang immer horizontale Homogenität gemeint,  $\partial/\partial x$  und  $\partial/\partial y$  sind also Null. Für die meisten kontinentalen Gebiete ist horizontale Homogenität nicht gegeben: das Gelände ist entweder nicht flach genug oder durch Städte, Wiesen und Wälder zu stark gegliedert. Die lokalen statistischen Eigenschaften und die statistischen Eigenschaften des Flusses über einer grösseren Fläche sind nicht dieselben. Horizontale Homogenität muss auch immer im Verhältnis zur Höhe über Grund betrachtet werden: So ist zwar eine Flussmessung auf einem Meter über einem ausgedehnten Rasen durchaus für eine grössere Umgebung repräsentativ, dieselbe Messhöhe über einem Wald ergibt aber nur lokal gültige Werte. Als Mass für die Homogenität wird üblicherweise der *fetch* verwendet. Mit dieser Grösse wird die Distanz in Windrichtung bezeichnet, über die dieselbe Oberflächenbeschaffenheit vorherrscht. Bei genügend grossem *fetch* ist die Strömung an die Unterlage angepasst und es treten keine wesentlichen horizontalen Differenzen mehr auf. Die Punkt-

messung repräsentiert somit die gesamte Fläche.

### Stationarität

Eine turbulente Strömung ist stationär, wenn sich ihre statistischen Eigenschaften mit der Zeit nicht ändern. Stationarität ist somit Homogenität auf der Zeitachse und  $\partial/\partial t = 0$ . Aus zwei Gründen trifft dies auf Strömungen in der PBL üblicherweise nicht zu: mittlere Variablen und höhere Momente unterliegen aufgrund des Tagesganges der Einstrahlung stetigen Änderungen. Zweitens führen synoptische und mesoskalige Systeme zu periodisch ändernden Rahmenbedingungen in der PBL. Werden die Variablen durch Nutzung der Energielücke im Windspektrum (siehe Kapitel 2.3) über 30 min bis eine Stunde gemittelt, werden die höherfrequenten turbulenten Anteile erfasst und die Änderung des mittleren Zustandes der Strömung ist noch vernachlässigbar. Es kann dann von näherungsweise stationären Bedingungen ausgegangen werden.

## 2.2 Methoden zur Bestimmung von Energie-, Impuls- und Masseflüssen

Der Transport einer Stoffmenge pro Flächen- und Zeiteinheit wird als Fluss definiert. In den folgenden Energiehaushaltsbetrachtungen (Kapitel 6) kommen dem Impuls-, dem Wärme- und dem Feuchtefluss besondere Bedeutung zu. Zur Bestimmung dieser Flüsse in der planetaren Grenzschicht existiert ein ganzer Katalog unterschiedlicher Methoden. Ein Gesamtüberblick kann verschiedenen Lehrbüchern der Mikrometeorologie entnommen werden (z.B. Arya, 1988). Aufgrund des unterschiedlichen theoretischen Hintergrundes lassen sich die Methoden generell in drei Gruppen unterteilen: Direktmessungen, Methoden, welche die Flüsse anhand von Gradienten der mittleren Größen parameterisieren (K-Theorie) und Methoden, denen Ähnlichkeitsüberlegungen zugrunde liegen.

Die Vorzeichen der Flüsse von Energie, Impuls und Masse werden in dieser Arbeit wie folgt gehandhabt: der sensible und latente Wärmestrom, der Bodenwärmestrom und Masseflüsse sind positiv, wenn Wärme oder Masse Richtung freier Atmosphäre transportiert wird. Strahlungsflüsse und Impulsfluss sind positiv, wenn Energie oder Impuls zur Erdoberfläche transportiert wird.

### 2.2.1 Eddy-Kovarianzmethode

Die Eddykovarianz- oder Eddykorrelations-Methode erlaubt die direkte Messung turbulenter Flüsse ohne Berücksichtigung weiterer Annahmen (Foken, 1990). *Eddy* ist das englische Wort für Wirbel. Allein turbulente Windbewegungen bewerkstelligen in der idealen planetaren Grenzschicht den vertikalen Transport von Impuls, Wärme, Feuchtigkeit und weiterer Skalare. Da Skalare ja Eigenschaften der bewegten Luft sind, sind Windfluktuationen stets mit Fluktuationen der Skalare korreliert. Die über geeignete Zeiträume gemittelten Kovarianzen aus Zeitreihen von Skalar- und Vertikalwindmessungen stellen somit direkt den turbulenten kinematischen Fluss (Stull, 1988) der betreffenden Größe in der Vertikalen dar. Vereinfacht kann man sich kleine Luftpakete vorstellen, in denen Impuls, Wärme, Feuchte und weitere Skalare unveränderlich vorhanden sind, und die vom turbulenten Wind bewegt werden. Die Luftpakete und deren Inhalt werden dann gezählt, summiert und gemittelt.

Nach Multiplikation mit der mittleren Dichte feuchter Luft ist der Impulsfluss  $\tau$

$$\tau = \bar{\rho} \overline{u'w'} . \quad (2.13)$$

Die  $x$ -Achse verläuft hier in Richtung des mittleren Windes. Die formale Darstellung des Flusses fühlbarer Wärme kann Gl. 2.5 entnommen werden. Die mittlere Kovarianz von Vertikalwind und spezifischer Feuchte  $q$  ergibt den Wasserdampffluss  $E$

$$E = \bar{\rho} \overline{w'q'} \quad (2.14)$$

oder, multipliziert mit der spezifischen Verdampfungswärme von Wasser  $\lambda$ , den Fluss latenter Wärme

$$\lambda E = \lambda \bar{\rho} \overline{w'q'} . \quad (2.15)$$

Im Gegensatz zur Einfachheit der zugrundeliegenden Theorie sind die Ansprüche an das Messinstrumentarium bei dieser Methode recht hoch. Verschiedene Autoren beschäftigten sich bereits ausführlich mit den messtechnischen Grundlagen: z.B. Brutsaert (1982), Moore (1986), Verma (1985), Eugster (1994), Vogt (1995). In Kapitel 5.1 werden die für diese Arbeit relevanten Aspekte diskutiert.

Als Vorteile der Eddy-Kovarianzmethode werden die geringen Einschränkungen bezüglich Oberflächenbeschaffenheit hervorgehoben

(Arya, 1988). Zudem sei es die einzige Möglichkeit, turbulente Flüsse innerhalb von Pflanzenbeständen oder im Lee eines Strömungshindernisses zu messen.

### 2.2.2 K-Theorie

Die starken vertikalen Gradienten in der planetaren Grenzschicht lassen die Annahme zu, dass auch hier mit einfachen Gesetzen, wie zur Beschreibung der molekularen Diffusion in laminaren Strömungen, gearbeitet werden kann. Überträgt man die Gesetze der molekularen Diffusion auf den turbulenten Transport in der PBL, ergeben sich für die vertikalen Flüsse von Impuls, Energie und Feuchtigkeit unter Einbezug der mittleren Gradienten die Beziehungen

$$\tau = K_m \bar{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \quad (2.16)$$

$$H = -K_h \bar{\rho} c_p \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad \text{und} \quad (2.17)$$

$$\lambda E = -K_q \lambda \bar{\rho} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}, \quad (2.18)$$

mit den turbulenten Diffusionskoeffizienten  $K_m$ ,  $K_h$  und  $K_q$  für Impuls, Wärme und Feuchtigkeit (Kaimal und Finnigan, 1994). Die Diffusionskoeffizienten ersetzen die Viskosität, Leitfähigkeit und Diffusivität in laminaren Strömungen, sind aber um einige Faktoren grösser als letztere. Dieses Konzept ist bekannt als K-Theorie.

Im Gegensatz zu laminaren Strömungen sind die Diffusionskoeffizienten bei turbulenten Strömungen nicht Eigenschaften des Mediums sondern der Strömung. Die Flüsse werden nicht nur von den lokalen Gradienten bestimmt, sondern auch von der Effizienz des Austausches. Die Koeffizienten sind also nicht konstant und müssen in Abhängigkeit von der Intensität der Turbulenz parametrisiert werden. Dies kann z.B. durch die Verknüpfung des Ansatzes mit Ähnlichkeitsüberlegungen geschehen (Arya, 1988, Kaimal und Finnigan, 1994).

Ein weiteres Problem der Gradient-Transport-Theorien stellt die Verwendung lokaler Gradienten dar. Grosse Wirbel in konvektiv durchmischten Schichten können Flüsse entgegen dem lokalen Gradienten zur Folge haben, indem Eigenschaften quasi ohne Durchmischung an der Messhöhe  $z$  vorbei transportiert

werden. Für diese Situationen ist die K-Theorie kein geeigneter Ansatz (Stull, 1988).

### 2.2.3 Ähnlichkeitstheorie

Die Ähnlichkeitstheorie basiert auf der Gruppierung meteorologischer Variablen in dimensionslosen Gruppen. Als Werkzeug dient dazu die Buckingham Pi Theorie. Ziel der Analysen ist die Gewinnung universeller Beziehungen (*similarity relationships*) zwischen diesen Gruppen, welche für die betrachtete atmosphärische Schicht unabhängig von der Art der Unterlage, der Höhe, der Windgeschwindigkeit, der Tageszeit etc. Gültigkeit haben. (Panofsky und Dutton, 1984)

#### Monin-Obukhov Similarity (MOS)

Monin und Obukhov (1954, zit. in Panofsky und Dutton, 1984) präsentierten als erste eine Ähnlichkeitshypothese für die horizontal homogene *surface layer* in quasistationärem Zustand. Die Eigenschaften der turbulenten Strömung hängen demnach nur von vier unabhängigen Variablen ab. Dies sind

- $z$ , die Höhe über Grund. Bei rauen Oberflächen vermindert sich die Referenzhöhe um die Verdrängungsschichtdicke  $d$  auf  $(z-d)$ ,
- $u_*$ , die Schergeschwindigkeit zur Berücksichtigung mechanisch erzeugter Turbulenz
- $\overline{w'\theta_v'}$ , der kinematische Wärmefluss an der Oberfläche als Mass für den turbulenten Austausch thermischer Energie und
- $g/\bar{\theta}_v$ , zur Berücksichtigung der Auftriebs- effekte von Temperaturschwankungen.

In Ergänzung zu den ursprünglichen Formulierungen wird hier wie bei der Haushaltsgleichung für die turbulente kinetische Energie (siehe Gl. 2.7) die virtuelle potentielle Temperatur verwendet, um Auftriebseffekte des Wasserdampfes zu berücksichtigen (Arya, 1988, Stull, 1988, Kaimal und Finnigan, 1994). Aus diesen vier unabhängigen Variablen (welche die drei Dimensionen Länge, Zeit und Temperatur enthalten) lässt sich nur eine dimensionslose Gruppe bilden. Traditionellerweise ist dies

$$\zeta = \frac{z-d}{L}, \quad (2.19)$$

wie in Kapitel 2.1 bereits eingeführt.

Zentrale Aussage der MOS ist nun, dass verschiedene Eigenschaften der mittleren Strömung in der *surface layer* und die statistischen Momente dieser Eigenschaften, normiert mit den entsprechenden Skalierungsgrößen, universelle Funktionen von  $\zeta$  sind. Als Skalierungsgrößen werden verwendet:

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}} \quad (\text{Windgeschwindigkeit}), \quad (2.20)$$

$$\theta_* = \frac{-\overline{w'\theta'}}{u_*} \quad (\text{Temperatur}). \quad (2.21)$$

Für die mittleren Gradienten von Windgeschwindigkeit und Temperatur ergeben sich dann die Beziehungen

$$\phi_m(\zeta) = \frac{k(z-d)}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad \text{und} \quad (2.22)$$

$$\phi_h(\zeta) = \frac{k(z-d)}{\theta_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}. \quad (2.23)$$

Gl. 2.22 und Gl. 2.23 stellen nur funktionale Beziehungen dar, sagen aber nichts über die Form der Beziehungen aus. Diese musste aus Experimenten gewonnen werden. Die heute etablierten Businger-Dyer Gleichungen (Panofsky und Dutton, 1984) lauten

$$\phi_m = (1-16\zeta)^{-1/4} \quad \text{und} \quad (2.24)$$

$$\phi_h = (1-16\zeta)^{-1/2} \quad (2.25)$$

für labile Bedingungen mit  $\zeta < 0$ , und

$$\phi_m = \phi_h = (1+5\zeta) \quad (2.26)$$

für stabile Bedingungen mit  $\zeta > 0$ .

Unter neutralen Bedingungen ( $\zeta \rightarrow 0$ ) nehmen die Stabilitätsfunktionen den Wert eins an

$$\phi_m = \phi_h = 1. \quad (2.27)$$

Unter neutralen Bedingungen stellt Gl. 2.22 somit gleichzeitig die differentielle Form des bekannten logarithmischen Windprofils dar.

Werden die Standardabweichungen einer Eigenschaft der turbulenten Strömung mit den passenden Skalierungsgrößen normiert, sind sie ebenfalls universelle Funktionen von  $\zeta$ :

$$\phi_w(\zeta) = \sigma_w / u_* \quad (\text{Vertikalwind}), \quad (2.28)$$

$$\phi_\theta(\zeta) = \sigma_\theta / \theta_* \quad (\text{Temperatur}). \quad (2.29)$$

Die von verschiedenen Autoren experimentell gewonnenen Beziehungen lauten:

$$\phi_w = C_{w1}(1-C_{w2}\zeta)^{1/3} \quad \text{und} \quad (2.30)$$

$$\phi_\theta = -C_{\theta1}(1-C_{\theta2}\zeta)^{-1/3} \quad (2.31)$$

für den instabilen Fall, sowie

$$\phi_w = C_{w1} \quad \text{und} \quad (2.32)$$

$$\phi_\theta = C_{\theta1} \quad (2.33)$$

für neutrale und stabile Bedingungen.

Panofsky und Dutton (1984) geben für  $C_{w1}$  und  $C_{w2}$  die Werte 1.25 und 3.0 an, De Bruin et al. (1993) fanden für  $C_{\theta1}$  und  $C_{\theta2}$  2.9 bzw. 28.4.

Verschwindet die mechanisch produzierte Turbulenz (die Schergeschwindigkeit  $u_*$  wird Null) wird ein Zustand freier Konvektion erreicht. Dies ist gleichbedeutend mit  $-\zeta \rightarrow \infty$ , was Monin und Obukhov dazu führte, auch für die *surface layer* bei instabilen Verhältnissen  $\zeta \ll -1$  ähnliche Bedingungen wie bei freier Konvektion zu vermuten (später umbenannt in lokale freie Konvektion, Wyngaard et al., 1971). Die normalisierten Standardabweichungen folgen dann der Form

$$\phi_w = C_w(-\zeta)^{1/3} \quad \text{und} \quad (2.34)$$

$$\phi_\theta = C_\theta(-\zeta)^{-1/3}, \quad (2.35)$$

mit  $C_w = 1.8$  (Kaimal und Finnigan, 1994) und  $C_\theta = 0.95$  (Wyngaard et al., 1971).

Die Standardabweichungen des Horizontalwindes skalieren auch mit Prozessen ausserhalb der *surface layer* und folgen daher nur beschränkt der MOS. Die MOS wurde anhand von Daten im Stabilitätsbereich  $-5 < \zeta < 2$  experimentell verifiziert und ist daher zunächst nur in diesem Bereich gültig.

## 2.2.4 Temperaturvarianzmethode

Gelten an einem Messstandort die oben aufgeführten Ähnlichkeitsbeziehungen, lassen sich Impuls- und Wärmefluss direkt aus einfachen Messungen der Standardabweichungen von Vertikalwind und potentieller Temperatur bestimmen. Für den instabilen Fall berechnet sich der Impulsfluss nach

$$\tau = \bar{\rho} \left( \frac{\sigma_w}{C_{w1}(1-C_{w2}\zeta)^{1/3}} \right)^2, \quad (2.36)$$

der Wärmefluss nach

$$H = \bar{\rho} c_p \left( \frac{u_* \sigma_\theta}{-C_{\theta1}(1-C_{\theta2}\zeta)^{-1/3}} \right). \quad (2.37)$$

In Gl. 2.37 geht  $u_*$  ein. Die Schergeschwindigkeit kann einerseits aus Gl. 2.36 gewonnen werden oder aber durch direkte Messung mit einem Eddy-Kovarianzsystem. Tillman (1972) ersetzt  $u_*$  aus der Definition von  $L$  und erhält die von der Schergeschwindigkeit unabhängige Form von 2.37

$$H = \bar{\rho} c_p \left( \frac{\sigma_\theta}{C_{\theta1}} \right)^{3/2} \left( \frac{kg(z-d)}{\bar{\theta}_v} \right)^{1/2} \left( \frac{C_{\theta2}-\zeta}{-\zeta} \right)^{1/2} \quad (2.38)$$

mit  $C_{\theta1} = 0.95$  und  $C_{\theta2} = 0.05$ . Im Falle freier Konvektion vereinfacht sich Gl. 2.38 zu

$$H = \bar{\rho} c_p \left( \frac{\sigma_\theta}{C_{\theta1}} \right)^{3/2} \left( \frac{kg(z-d)}{\bar{\theta}_v} \right)^{1/2}. \quad (2.39)$$

De Bruin et al. (1991) geben den Übergang zu freier Konvektion mit  $(z-d)/L < -0.1$  an.

## 2.2.5 Energiehaushaltsgleichung

Nicht immer lassen sich alle Glieder des Energiehaushaltes direkt bestimmen. Sei dies aus messtechnischen Gründen, aufgrund fehlender theoretischer Grundlagen für einen Messstandort oder auch bedingt durch die Limitierung der personellen und materiellen Ressourcen. In diesen Fällen kann die Energiehaushaltsgleichung herangezogen werden, um die Restglieder der Energiebilanz zu bestimmen. Die Energiebilanz eines Ausschnitts der Erdoberfläche kann in der Form

$$I_\downarrow - I_\uparrow + L_\downarrow - L_\uparrow = H + \lambda E - B + \Delta S \quad (2.40)$$

geschrieben werden (vgl. z.B. Stull, 1988, oder Arya, 1988) mit  $I$  und  $L$ , den kurzwelligen bzw. langwelligen Strahlungsströmen in den entsprechenden Richtungen und  $B$ , dem Bodenwärmestrom.  $\Delta S$  steht für die Zu- oder Abnahme der inneren Energie und beinhaltet auch den Energieumsatz durch Photosynthese.

Betragsmässig heben sich in Gl. 2.40 die Strahlungsströme sowie  $H$  und  $\lambda E$  hervor. Die

restlichen Komponenten sind vergleichsweise klein und können in erster Näherung vernachlässigt werden. Selbstredend wird die Schätzung eines Restglieds umso besser, je genauer auch der Bodenwärmestrom und die Energieflüsse von und in die Speicher bestimmt werden. Aufgrund der Einfachheit der Messung wird der Bodenwärmestrom häufig miterfasst.

Den Strahlungsströmen kommt zentrale Bedeutung zu, da vorwiegend deren Bilanz vorgibt, wie viel Energie für die Partitionierung zur Verfügung steht. Diese sind auch in komplexem Gelände relativ einfach zu messen (vgl. Anhang A2) und lassen sich zudem mit grosser Präzision flächenhaft modellieren (siehe z.B. Siemer, 1988, oder Plüss, 1997).

In der vorliegenden Untersuchung wurde der Strom latenter Wärme unter Vernachlässigung des Speicherterms in Gl. 2.40 wie folgt bestimmt:

$$\lambda E = A - H, \quad (2.41)$$

mit

$$A = I_\downarrow - I_\uparrow + L_\downarrow - L_\uparrow + B, \quad (2.42)$$

der verfügbaren Energie.

## 2.2.6 Bowen-Verhältnis - Energiebilanz

Wie in Kapitel 2.2.5 gezeigt, kann die Energiehaushaltsgleichung zur Bestimmung der Summe von fühlbarem und latentem Wärmestrom benutzt werden. Ist das Verhältnis

$$\beta = H / \lambda E \quad (2.43)$$

der beiden Energieflüsse zueinander bekannt, können diese bestimmt werden. Aus den Energiehaushaltsbetrachtungen folgt (Gl. 2.41), dass

$$\lambda E = A / (1 + \beta) \quad (2.44)$$

und

$$H = A / (1 + \beta^{-1}). \quad (2.45)$$

Das Bowen-Verhältnis  $\beta$  kann aus den Gradient-Fluss-Beziehungen in Kapitel 2.2.2 hergeleitet werden, unter der Voraussetzung, dass das Verhältnis der beiden turbulenten Diffusionskoeffizienten  $\alpha = K_h / K_q$  bekannt ist.

$$\beta = \frac{\alpha c_p}{\lambda} \frac{\partial \bar{\theta} / \partial z}{\partial \bar{q} / \partial z}. \quad (2.46)$$

Für ideales Gelände kann davon ausgegangen werden, dass  $\alpha$  eins ist (Stull, 1988). In der

Rauhigkeitsschicht direkt über dem Bestand oder in Situationen mit vergleichsweise grosser lokaler Advektion gilt dies nicht mehr (De Bruin et al., 1999, Kaimal und Finnigan, 1994).

### 2.3 Zeitliche Periodizitäten, Spektren und Kospektren

Turbulente Flüsse in der PBL können als überlagerte Wirbel (*Eddies*) verschiedener Grösse betrachtet werden. Die Wirbel stehen in kontinuierlichem Austausch sowohl mit der mittleren Strömung als auch untereinander. Das Spektrum turbulenter Bewegungen reicht auf der räumlichen Skala von Millimetern bis Kilometer, auf der Zeitskala von Bruchteilen von Sekunden bis zu einer Stunde. Die obere Begrenzung ist durch einen Bereich auffallend geringer Windfluktuationen gegeben (*energy gap*, Stull, 1988).

Turbulente Zeitreihen können sowohl als Funktion der Zeit wie auch als Funktion der Frequenz betrachtet werden. Mit der Fourier-Transformation steht ein Werkzeug zur Verfügung, um zwischen den Bereichen zu wechseln. Für die Charakterisierung der Turbulenz in der PBL steht hauptsächlich das Interesse an den Beiträgen einzelner Frequenzbereiche zur Gesamtvarianz bzw. zur gesamten Kovarianz einer Messreihe im Vordergrund. Für eine beliebige Turbulenzeigenschaft  $a$  ist die Gesamtvarianz einer Zeitreihe

$$\overline{a^2} \equiv \sigma_a^2 = \int_0^{\infty} S_a(f) df, \quad (2.47)$$

mit der Spektraldichtefunktion  $S_a(f)$ , als Resultat der Fourier-transformierten Originalzeitreihe. Die Kovarianz der Zeitreihen zweier beliebiger Grössen  $a$  und  $b$  ist gegeben durch

$$\overline{a'b'} = \int_0^{\infty} Co_{a,b}(f) df. \quad (2.48)$$

Die Kospektralfunktion  $Co_{a,b}(f)$  beschreibt also, welcher Anteil des turbulenten Flusses  $\overline{a'b'}$  durch welche Frequenzen  $f$  (Periodizitäten) erklärt werden kann. Panofsky und Dutton (1984), Schlittgen und Streitberg (1994) oder Eugster (1994) geben eine detaillierte Übersicht zu den mathematischen Herleitungen.

Um die turbulenten Strukturen mit der Messumgebung in Beziehungen bringen zu können, interessiert die räumliche Dimension der Wir-

bel. Die Verbindung zwischen Frequenz und Grösse der *Eddies* in turbulenten Strömungen wird durch Taylor's *frozen turbulence*-Hypothese hergestellt. *Eddies* können dabei als starr betrachtet werden, solange sie während des Vorbeitransports am Messpunkt nicht grösseren Änderungen unterworfen sind. Die Hypothese hat solange Gültigkeit, als die Turbulenzintensität im Vergleich zur mittleren Windgeschwindigkeit gering ist ( $\sigma_u < 0.5u$ , Willis und Deardorff, 1976, zit. in Stull, 1988). In Pflanzenbeständen oder in der Mischungsschicht ist diese Bedingung nur schlecht erfüllt, im stark turbulenten Bereich im Lee eines Hügels gar nicht mehr (Kaimal und Finnigan, 1994).

Die Beziehung zwischen Frequenz  $f$ , Wellenlänge  $\lambda$  und horizontaler Windgeschwindigkeit  $\bar{u}$  ist allgemein

$$\lambda = \frac{\bar{u}}{f}. \quad (2.49)$$

Spektren und Kospektren werden üblicherweise mit doppelt logarithmischen Achsen dargestellt, wobei auf der Abszisse die Frequenzen und auf der Ordinate die (ko)spektralen Dichten multipliziert mit der Frequenz und normalisiert mit der (Ko)varianz aufgetragen sind. In dieser Darstellung ist das spektrale Maximum gut sichtbar. Um Spektren aus Messungen in unterschiedlicher Höhe und bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten miteinander vergleichen zu können, werden auf der Abszisse üblicherweise dimensionslose Frequenzen  $n$  verwendet:

$$n = \frac{f(z-d)}{\bar{u}}. \quad (2.50)$$

Die Form der Spektren atmosphärischer Turbulenz ist direkt mit dem Umstand verbunden, dass Produktion und Dissipation turbulenter kinetischer Energie unter homogenen, stationären Bedingungen nicht im selben Frequenzbereich stattfinden. Produktion findet nur im Bereich grosser *Eddies* statt, währenddem turbulente kinetische Energie nur am hochfrequenten Ende des Spektrums (kleinste *Eddies*) in Wärme umgewandelt wird. Im dazwischen liegenden Bereich wird die turbulente kinetische

Energie inert transferiert, d.h. die Energie wird erhalten, geht aber von grösseren auf kleinere *Eddies* über (Energiekaskade). Alle Turbulenzspektren können daher in drei Bereiche gegliedert werden (siehe Abb. 2.2):

### 1. Energiereicher Bereich

Produktion von turbulenter kinetischer Energie durch Auftriebskräfte und Windscherung.

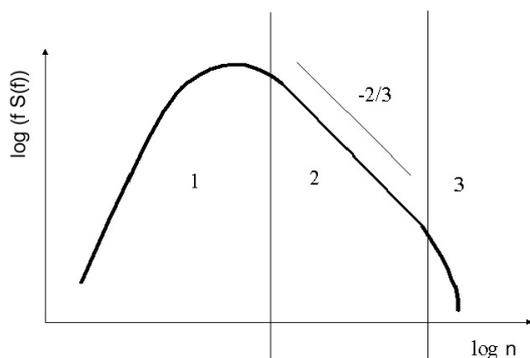
### 2. *Inertial subrange*

In diesem Bereich wird weder Energie produziert noch abgebaut, sondern lediglich von den tiefen zu den hohen Frequenzen transportiert. Der Transfer der Energie ist alleine von der Dissipationsrate  $\varepsilon$  abhängig. Kolmogorovs theoretische Überlegungen (zit. in Panofsky et al., 1982) und deren experimentelle Bestätigung durch Kaimal et al. (1972) zeigen hier einen Abfall der Spektraldichten proportional zu  $n^{-2/3}$ . Für Kospektren von  $u'w'$  und  $w'\theta'$  verläuft der Abfall proportional zu  $n^{-4/3}$ . Die Turbulenz ist in diesem Bereich isotrop.

### 3. Dissipationsbereich

Turbulente kinetische Energie wird durch viskose Kräfte in molekulare Bewegungen überführt.

Nach geeigneter Normalisierung der (ko)spektralen Dichten und bei Verwendung der dimensionslosen Frequenz  $n$  nehmen die logarithmierten Spektren und Kospektren atmosphärischer Variablen in der *surface layer* eine auffallend ähnliche Form an. Über einen breiten Stabilitätsbereich lassen sich die (Ko)spektren im *inertial subrange* so zur Deckung bringen. Es besteht damit auch unter den Spektren eine Ähnlichkeit, wie sie durch die Monin-Obukhov-Similarity für Gradienten, Varianzen und Kovarianzen beschrieben wird. Kaimal et al. (1972) haben anhand der Kansas-Daten für die Spektren und Kospektren der Windkompo-



**Abb. 2.2:** Schema eines Turbulenzspektrums mit 1) energiereichem Bereich, 2) *inertial subrange* und 3) Dissipationsbereich (Kaimal und Finnigan, 1994, angepasst).

nenten und für die Kospektren von  $w'\theta'$  empirische Funktionen bestimmt, die nur vom Stabilitätsparameter  $\zeta$  und von der dimensionslosen Frequenz  $n$  abhängig sind. In Kapitel 4.6 werden diese als Referenzspektren für die Analyse der Messdaten der Nenzlinger Weide im Spektralraum beigezogen. Das in Anhang 1 entwickelte Korrekturmodell für das verwendete Fluss-Messsystem basiert ebenfalls auf den sog. Kansas-Funktionen.

## 2.4 Einfluss der Topographie

Die Topographie beeinflusst praktisch alle Prozesse und Variablen, welche für den Austausch zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre von Bedeutung sind. Strahlung, Lufttemperatur, Sättigungsdefizit, mittlere Strömung und Turbulenz gehören ebenso dazu wie Bewölkung, Niederschlag und Eigenschaften des Bodens sowie der Vegetation. In diesem Abschnitt wird der heutige Kenntnisstand in Bezug auf die Strömung sowie den Austausch von fühlbarer und latenter Wärme in komplexem Gelände aufgezeigt.

Untersuchungen zu den Strömungsverhältnissen in komplexem Gelände werden nun bereits über einen längeren Zeitraum hinweg durchgeführt. Die Resultate von Feldversuchen, Experimenten im Windkanal und numerischen Modellierungen ergeben zusammen ein recht klares Bild der Verhältnisse. Zusammenfassende Darstellungen sind bei Wood (2000), Raupach und Finnigan (1997), Kaimal und Finnigan (1994) sowie Taylor et al. (1987) zu finden.

Bei den Flüssen und Feldern von Skalaren in hügeligem Gelände ist die Entwicklung noch nicht so weit fortgeschritten. Die umfassendsten Einblicke gewähren theoretische Modellanalysen, wie sie beispielsweise von Hewer und Wood (1998), Huntingford et al. (1998), Raupach und Finnigan (1997), Miller (1995) sowie Raupach et al. (1992) vorgestellt werden. So gewonnene Erkenntnisse sind aber immer durch die Einschränkungen der gewählten Modelle limitiert.

Für die Bestätigung der Modellergebnisse und zur Gewinnung neuer Erkenntnisse sind weitere Feldversuche notwendig. Von den wenigen Autoren, die ihr Messinstrumentarium bisher in reliefiertes Gelände stellten und vor Ort versuchten, den Austausch verschiedener Skalare zu erfassen, seien Baldocchi et al. (2000), Vogt (2000), Feistel et al. (1998), Fritsch (1998),

Feistel et al. (1996), Bernhofer (1992), Doran et al. (1990), Fritschen und Qian (1990), White-man et al. (1989a, 1989b), Brutsaert und Kustas (1985) sowie Rott (1979) erwähnt.

### Überblick

Primär entscheidet die Stabilität über die Auswirkungen der Topographie auf die Strömung. Bei neutraler und labiler Schichtung bewirken Druckfelder Änderungen in der mittleren Strömung und in der Turbulenz. Eine stabile Schichtung unterdrückt die Turbulenz und führt zu einer anderen Strömungssituation. Es bilden sich Schwerewellen im Lee der Erhebung (*gravity waves, lee waves*), die der mittleren Strömung Energie und Impuls entnehmen. Bei stark stabiler Schichtung kann eine Erhebung die Strömung auch zum Umfließen des Hindernisses zwingen oder ganz blockieren. Diese stabilitätsbedingten Unterschiede führten in der Meteorologie zu separaten Betrachtungen in Abhängigkeit von der Grösse der Erhebung (kleine Hügel, Berge, Gebirge). Wird die PBL von einer Erhebung durchbrochen sind die Windfelder stets auch von der Dynamik der stabil geschichteten Strömung der Troposphäre beeinflusst.

In komplexem Gelände treten zusätzlich thermal induzierte Strömungen auf, die mit dem überlagerten Windfeld korrespondieren. Hierzu gehören katabatische und anabatische Strömungen (Hangwinde) sowie Berg- und Talwind-systeme.

Thermodynamische Prozesse führen beim Auf- und Absteigen der Luftmassen über grössere Erhebungen auf der windzugewandten Seite zu Kondensationsvorgängen, verbunden mit Wolken- und Niederschlagsbildung, auf der Leeseite zu Föhneffekten.

Die Felder von Temperatur und Feuchtigkeit werden durch die oben erwähnten thermodynamischen Effekte, durch Veränderungen der Oberflächenbedingungen wie auch durch Veränderungen der Austauschprozesse, welche die Temperatur- und Feuchteprofile über der Oberfläche kontrollieren, beeinflusst. Hauptsächlich die verfügbare Energie, aber auch die topographieabhängigen Eigenschaften des Bodens und der Vegetation sowie die Wasserverfügbarkeit ändern die Oberflächenbedingungen und führen damit zu lokaler Advektion. Die Einflüsse von Geländeerhebungen auf die Austauschprozesse werden im folgenden Abschnitt aufgezeigt.

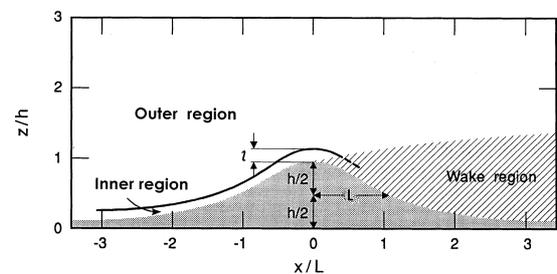
### Mittlerer Wind und Turbulenz über niedrigen Hügeln

Jackson und Hunt (1975) legten mit ihrer linearen Analyse den Grundstein für das heutige Verständnis der Strömungsdynamik über niedrigen Erhebungen. Zusammen mit den Resultaten weiterführender Studien ergibt sich folgendes Bild:

Über einem Hügel von der Höhe  $h$  und der Länge  $L$  teilt sich die Strömung auf der Luvseite und über dem Grat in eine innere und eine äussere Region (*inner* und *outer region*, siehe Abb. 2.3). Grund dafür sind zwei Mechanismen, welche das Windfeld beeinflussen: Die auf das Hindernis auftreffende Strömung erzeugt ein Druckfeld, welches sich in der neutralen PBL bis rund in die Höhe  $l$  über Grund auf die mittlere Strömung auswirkt. Zum anderen erfährt der vertikale Impulsfluss an der Oberfläche Veränderungen. Diese Störungen beeinflussen aber nur jene innere Region  $l$  der Hanggrenzschicht, in die sie in der Zeit des Überfließens des Hügels diffundieren können. Die vertikale Erstreckung der inneren Region ist somit von der mittleren Windgeschwindigkeit und der vorhandenen Turbulenz selbst abhängig und liegt typischerweise im Bereich von  $0.05L$  bis  $0.1L$ .

Strömungsänderungen in der äusseren Region sind somit unabhängig von den durch den Hügel bewirkten Impulsflussänderungen an der Oberfläche und nur im durch den Hügel induzierten Druckfeld begründet. Die Luftmassen werden zu schnell über den Hügel transportiert, als dass sich die Änderungen im *Reynolds stress* bemerkbar machen könnten.

In der inneren Region gilt die Näherung, dass das Druckfeld mit der Höhe konstant bleibt ( $l$  viel kleiner als  $L$ ). Die innere Region über



**Abb. 2.3:** Strömungsregionen und Längenspanne bei neutraler und labiler Schichtung über niedrigen Hügeln (aus Kaimal und Finnigan, 1994, angepasst).

Hügeln entspricht nicht der *surface layer* über idealem Gelände. Die Änderungen des vertikalen Impulsflusses an der Oberfläche breiten sich in Strömungsrichtung aus. Die Transportprozesse für Impuls, Masse und Energie sind somit nicht höhenkonstant und die Flüsse derselben Größen auch näherungsweise nicht. Nur in einem Bereich sehr nahe an der Oberfläche ( $z \ll l$ , *inner surface layer*) ist die Turbulenz in lokalem Gleichgewicht. Wood (2000) nennt als typische Mächtigkeit dieser Schicht ein Meter.

Im Lee einer Geländeerhebung bildet sich bei neutraler und labiler Schichtung eine Region (*wake region*) mit schwachen Windgeschwindigkeiten und hoher Turbulenzintensität. Bei genügend steilen Hängen kann sich diese Region vollständig vom darüber liegenden Windfeld abkoppeln und z.T. entgegengesetzte Strömungen aufweisen. Dies hat Auswirkungen auf die Austauschprozesse in dieser Region. Für Modellberechnungen ist es daher wichtig, Voraussetzungen dazu treffen zu können, ob Separation auftritt und in welchem Umfang. Hierzu sind heute nur Faustregeln vorhanden, welche anhand der Form des Hügels, der Hangneigung und der Rauigkeit der Oberfläche auf die Möglichkeit von Strömungsabkopplungen hinweisen.

Bei schwach bis mittel ausgeprägter stabiler Schichtung ist die Unterteilung in eine innere und äussere Region immer noch gültig. Die Windgeschwindigkeitserhöhungen treten dann auf der Leeseite des Hügels auf und haben teilweise starke Hangabwinde und Leewellen zur Folge.

### Austausch von Skalaren

Kaimal und Finnigan (1994) schreiben zu diesem Thema „*We have little or nothing to say about the behaviour of scalar quantities over hills; this is a fair reflection of the amount of experimental data available*“. An diesem Umstand hat sich bis heute nicht viel geändert. Die theoretischen Überlegungen und die Windkanaluntersuchungen von Raupach und Finnigan (1997) geben folgende bruchstückhaften Einblicke:

1. Die Auswirkungen des Hügels sind auf die innere Region beschränkt, da der Austausch nur turbulent erfolgen kann.
2. Die innere Region ist dabei gleich mächtig wie für das Windfeld.
3. Aus thermodynamischen Gründen ist der verdunstende Anteil bei potentieller

Verdunstung unabhängig von Windgeschwindigkeit und Rauigkeit der Oberfläche (Thom, 1975). Da die Verdunstung in der Realität oft nahe bei der potentiellen Verdunstung liegt, spielen aerodynamische Effekte bei der Energiebilanz am Hang nicht eine so grosse Rolle wie für den Impulsfluss.

4. Obwohl die Flüsse von Skalaren lokal markant beeinflusst werden scheint es so, dass Änderungen bei den räumlich gemittelten Flüssen vernachlässigbar sind.

### Wissenslücken

Für die praktische Durchführung mikrometeorologischer Messungen in komplexem Gelände ergeben sich aus den vorherigen Betrachtungen mehr Fragen als Antworten. Einige davon seien hier angesprochen:

Die Richtung der turbulenten Flüsse ist unklar. Über ebenem Gelände fallen die Transportrichtungen von thermisch und mechanisch erzeugter Turbulenz in der Vertikalen zusammen. In geneigtem Gelände gilt dies für rein thermische Turbulenz weiterhin, die mechanische Turbulenz weist aber eine Transportrichtung normal zu den Strömungslinien auf. Die „wahre“ Transportrichtung wird in Abhängigkeit von der Stabilität der Schichtung irgendwo dazwischen liegen und mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche ändern. Diese Unsicherheit führt bei allen gängigen Methoden der Flussbestimmung zu Problemen.

Unterschiedliche Oberflächenbedingungen, thermisch induzierte Strömungen sowie Konvergenz und Divergenz in den Stromlinienfeldern führen in reliefiertem Gelände zu lokaler Advektion. Der Beitrag dieser Flüsse zum Gesamtaustausch eines Hangstandorts ist nicht vernachlässigbar, mit Profilmessungen nur an einem Standort aber nicht bestimmbar (Baldocchi et al., 2000). Die Diskussion in Hofmann (1960) vermittelt eine Übersicht, wie sich Advektion auf den Wärmehaushalt eines Standortes auswirkt.

Die Bestimmung der Stabilität der Schichtung als Voraussetzung für einige Methoden der Flussmessung und zur Untersuchung turbulenter Strukturen ist am Hang nicht trivial. Die Richardson-Zahl benötigt Gradientmessungen, bei denen sich dann wieder die Richtungsfrage stellt.  $L$ , die Obukov-Länge, benötigt Messungen der Schergeschwindigkeit und des Wärme-

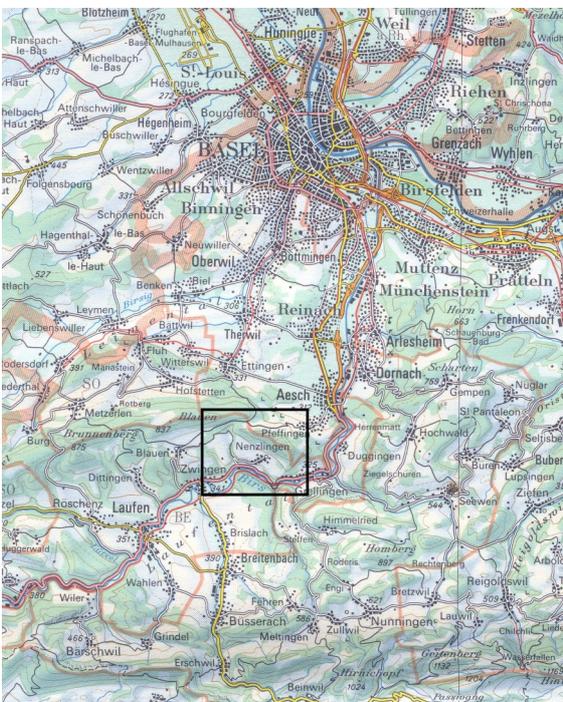
flusses, welche in komplexem Gelände ja erst geklärt werden müssen: „Die Katze beisst sich in den Schwanz.“

### 3 Untersuchungsstandort und Messanlage

#### 3.1 Die Nenzlinger Weide

Die Nenzlinger Weide liegt im Nordwestschweizer Faltenjura, rund 12 km südlich von Basel oberhalb der Ortschaft Nenzlingen im Laufental (siehe Abb. 3.1). Es handelt sich um eine extensiv bewirtschaftete Halbtrockenrasenfläche (Mesobrometum), welche von Mai bis September durch ca. 80 Rinder in zwei Weidgängen beweidet wird. Im Rahmen des Schwerpunktprogrammes Umwelt, Modul 3 „Biodiversität“, des Schweizerischen Nationalfonds wurde 1993 die engere Untersuchungsfläche (ca. 1.8 Aren) für die Durchführung verschiedener Experimente eingezäunt (siehe Abb. 3.3) und zur Erhaltung der Artenvielfalt zweimal jährlich gemäht.

Die Untersuchungsfläche ist südwest-exponiert und weist am Standort der mikrometeorologischen Station eine Hangneigung von 17 Grad auf (siehe Abb. 3.4). Hangaufwärts schliesst nach 30 m eine ausgedehnte Waldfläche mit einer durchschnittlichen Baumwuchshöhe von 15 m an, an ihrem unteren Rand, in einer Distanz von 60 m zum Messmast, wird sie durch



**Abb. 3.1:** Ausschnitt aus der Generalkarte der Schweiz, 1:300'000 (Schweizerische Landestopographie Wabern, 1985). Das Rechteck gibt den in Abb. 3.3 dargestellten Ausschnitt wieder.



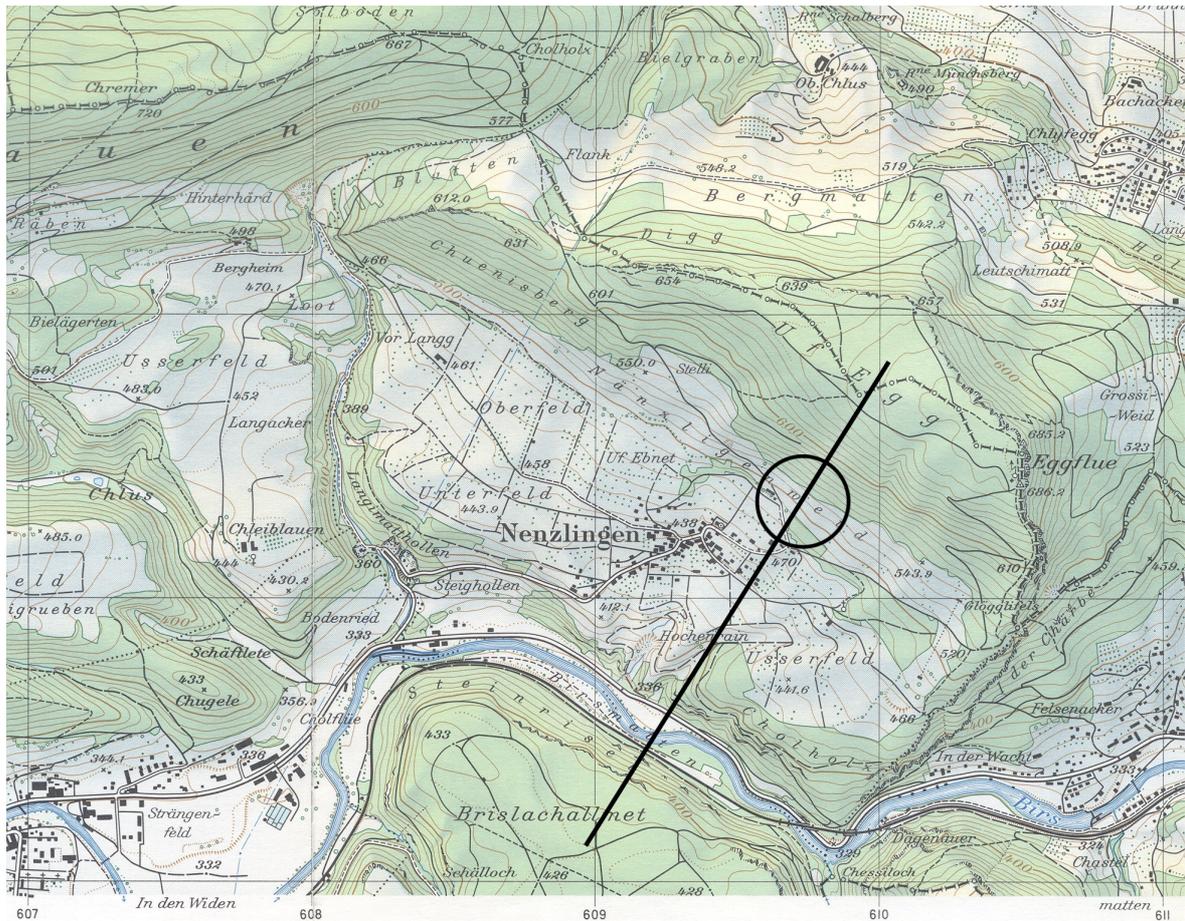
**Abb. 3.2:** Mikrometeorologische Station Nenzlinger Weide. 1. November 1994, Blickrichtung WNW.

einen rund 25 m breiten Waldstreifen abgeschlossen. Die Ausdehnung in Hangstreichrichtung beträgt für beide Seiten rund 750 m, wobei in nordwestlicher Richtung im Abstand von 100 m und in südöstlicher Richtung nach 160 m einzelne Bäume auf der Wiese stehen. Die geographischen Koordinaten der Meteostation betragen  $7^{\circ} 34' 8''$  westliche Länge und  $47^{\circ} 27' 0''$  nördliche Breite, die Station liegt auf einer Höhe von 510 m über Meer.

Der Boden auf der Nenzlinger Weide setzt sich aus einem humosen Oberboden mit einer Mächtigkeit von rund 0.5 m und darunter folgendem Kalkschutt zusammen (Braune Rendzina aus Deckschutt über Mittelschutt auf Basisschutt, Spycher, 1997). Ab 0.15 m Tiefe ist der Skelettanteil (Grus und Steine)  $> 50\%$ . Eine ausführliche Beschreibung der Landschaftsstruktur im Raum Nenzlingen aus geökologischer Sicht kann Ogermann et al. (1994) entnommen werden.

#### 3.2 Messanlage und Datengrundlage

Ein Überblick zu den verwendeten Messgeräten vermittelt Tab. 3.1, in Abb. 3.2 ist der Messaufbau ersichtlich.

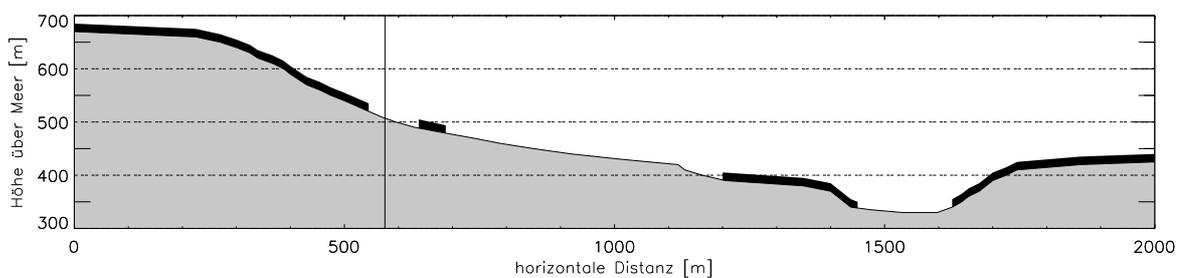


**Abb. 3.3:** Ausschnitt aus der Landeskarte der Schweiz, 1:25'000, Blatt Arlesheim (Schweizerische Landestopographie Wabern, 1984). Die Gitternetzlinien weisen einen Abstand von 1 km auf. Der Kreis kennzeichnet die Hauptuntersuchungsfläche des integrierten Projektes „Biodiversität“. In dessen Zentrum wurde die mikrometeorologische Station aufgebaut. Die Linie gibt die Lage des in Abb. 3.4 dargestellten Talquerschnitts wieder.

### Datengrundlage

Die in dieser Arbeit analysierten Daten stammen aus dem Zeitraum 25. August 1994 bis 16. Dezember 1996. Von Juni bis August 1994 wurde die Station in Betrieb genommen und getestet. Zudem diente diese Zeitperiode der Durchführung von Spezialuntersuchungen (siehe Anhang 2).

Zwei Datenlogger (Campell CR10X und CR21) zeichneten die Messwerte auf. Der CR21 erfasste mit 5 Hz den dreidimensionalen Windvektor des Ultrasonic-Anemometers (Sonic, Solent Gill Enhanced) und die mit einem Thermoelement (75  $\mu$ m Durchmesser) gemessene Lufttemperatur. Jede halbe Stunde berechnete der CR21 Mittelwerte, Standardabweichungen sowie Kovarianzen und speicherte diese ab. Die



**Abb. 3.4:** Querschnitt durch das Laufental von „Uf Egg“ bis „Brislachallmet“. Die geographische Lage des Querschnitts kann Abb. 3.3 entnommen werden. Die vertikale Linie gibt den Standort der Messstation wieder, der Wald ist mit einer durchschnittlichen Wuchshöhe von 15 m schwarz dargestellt. Das Verhältnis von vertikaler zu horizontaler Distanz ist 1:1.

Rohdaten wurden aufgrund eingeschränkter Speicherkapazitäten anschliessend gelöscht. Für die Sicherung der Datenqualität und für Untersuchungen zur Turbulenzstruktur sind Rohdaten aber unabdingbar. Die Kapazität der Speicherkarten (2 MB) liess einen Kompromiss zu: Wöchentlich konnten in der Regel acht Stunden Rohdaten aufgezeichnet werden. Diese Rohdatenreihen wurde vorwiegend tagsüber aufgenommen, der Wochentag zufällig ausgewählt. Somit stehen für weiterführende Untersuchungen 1224 Halbstundenzeitreihen der Rohdaten zur Verfügung.

Der CR10X registrierte mit einem Intervall von 10 s die übrigen Elemente (Windrichtung und horizontale Windgeschwindigkeit 3 s), bildete daraus 10 min-Mittelwerte und legte diese auf einer zweiten Speicherkarte ab. Für die folgenden Auswertungen wurden diese dann auf Halbstundenwerte reduziert. Für den gesamten Untersuchungszeitraum stehen somit 40656 Halbstundenwerte aller Elemente zur Verfügung.

Die Kontrolle der Datenqualität führte zum Ausschluss einer Anzahl Werte. Für die mit dem CR10X erfassten Grössen sind 1303 Halbstundenwerte unbrauchbar bzw. nicht vorhanden, für die Messgrössen des CR21 sind es 2370 Halbstundenwerte. Datenlücken werden wo nötig aus vorangehendem und nachfolgendem Wert linear interpoliert. Fehlen innerhalb eines Tages mehr wie 24 Werte werden die Tagesmittelwerte auf einen Fehlerwert gesetzt. Für die Betrachtung des Energiehaushaltes werden schliesslich einzelne fehlende Tage linear aus vorangehendem und nachfolgendem Wert interpoliert, bei Lücken von mehreren Tagen wird der Mittelwert aus den vorangehenden sieben und nachfolgenden sieben Tagen eingesetzt.

### Ultrasonic-Anemometer

Grundlegende Beschreibungen und Untersuchungen zu Ultrasonic-Anemometern wurden bereits an verschiedenen Orten diskutiert (z.B. Vogt, 1995). Aufgrund der besseren Kontrollierbarkeit der Exposition des Sonics wurde

**Tab. 3.1:** Übersicht zu den verwendeten Messgeräten

Messgrösse	Messgerät & Hersteller	Messhöhen	Messbereich	Genauigkeit (Kalibrierung)
Strahlungsbilanz	Pyrradiometer, Schenk Mod. 8111	1.6 m	0.3 – 60 $\mu\text{m}$	tagsüber: $\pm 10 \text{ Wm}^{-2}$ , $\pm 4 \%$ nachts: $\pm 5 \text{ Wm}^{-2}$ (Vogt 1995)
Kurzwellige Strahlung	Pyranometer, Kipp & Zonen CM11	oben 1.6 m unten 1.4 m	$\sim 0.3 - 3 \mu\text{m}$	$\pm 2 \%$ (Vogt 1995)
Photosynthetisch aktive Strahlung	Quantum Sensor, Li-Cor LI-190SA	oben 1.6 m unten 1.5 m	0.4 – 0.7 $\mu\text{m}$	$\pm 5 \%$ (Hersteller)
Trocken- und Feuchttemperatur	Psychrometer, Typ Frankenberger, PT 100	4.6, 2.8, 0.9 m		$\pm 0.005 \text{ K}$ (Kalibrierbad, Quarz-Thermometer HP 2804A)
Windrichtung	Wind Monitor, Young 05103	5.2 m		$\pm 5^\circ$ (Hersteller)
Horizontale Windgeschwindigkeit	Wind Monitor, Young 05103	5.2 m		$\pm 2 \%$ (Hersteller)
Dreidimensionaler Windvektor	Ultrasonic Anemometer, Solent Gill Enhanced	2.5 m		$\pm 3 \%$ (Windkanal, Matrixkalibrierung, Vogt 1995)
Lufitemperatur	Thermoelement 75 $\mu\text{m}$ Typ E, Chromel/Konstantan	2.5 m		-
Niederschlag	Wippe, Rimco	1.5 m		$\pm 5 \%$ (Hersteller)
Bodenwärmestrom	Heat Flux Plates, Rimco HP3	-0.05 m		$\pm 3 \%$ (Hersteller)
Bodentemperatur	Thermistoren, YSI 44203	-0.05, -0.09, -0.15 m		$\pm 0.15 \text{ K}$ (Hersteller)

dieses horizontal montiert. Geissbühler et al. (2000) untersuchten die Einflüsse der hangparallelen und horizontalen Montage eines Sonic-Anemometers und kamen zum Resultat, dass die hangparallele Ausrichtung zu leicht verbesserter Datenqualität führt, dies aber statistisch nicht signifikant ist. Sie ziehen daraus den Schluss, dass die Exposition nur bei der Untersuchung einzelner Flussereignisse von Bedeutung ist, bei der Betrachtung integrierter Flüsse über längere Zeitperioden aber die Ausrichtung keine Rolle spielt. Eddy-Kovarianzmessungen in komplexem Gelände sind im Hinblick auf Strömungsdeformationen somit weniger problematisch wie vermutet.

## 4 Charakterisierung der surface layer

### 4.1 Mittlere Strömung

Die vorwiegende Anströmrichtung auf der Nenzlinger Weide ist West, gefolgt von einem sekundären Maximum aus dem Sektor Nordost (siehe Abb. 4.2). Die beiden Richtungen entsprechen der Achse des Haupttales (West-Ost) und der Falllinie des Hanges. Windrichtungen im Bereich Ost und Süd-Südwest fehlen beinahe gänzlich. Zur Einordnung ins mesoskalige Strömungsfeld können die Werte der meteorologischen Station Gempen hinzugezogen werden. Diese liegt rund 8 km ost-nordöstlich der Nenzlinger Weide auf dem Hochplateau des Gempen (710 m ü. M.) und gibt recht gut die ungestörten Windverhältnisse der PBL für die Region wieder (Kamber, 1999). Der Vergleich zeigt die übereinstimmende Hauptwindrichtung West und das Fehlen von Winden aus südlicher Richtung. Wie zu erwarten, ist das Windfeld auf der Nenzlinger Weide somit für Anströmrichtungen aus den Sektoren Südost bis Nordwest stark von der lokalen Topographie beeinflusst (vgl. Abb. 3.3).

Eine detailliertere Betrachtung der Häufigkeitsverteilungen für die beiden Messniveaus 5.2 und 2.5 m in Abb. 4.2 über Grund lässt Rückschlüsse auf die involvierten Prozesse zu. Die auf den ersten Blick recht ähnlichen Windrosen für den ganzen Tag setzen sich in den beiden Niveaus unterschiedlich zusammen. Auf dem Messniveau 5.2 m stimmen die Verteilungen tagsüber und nachts recht gut überein. In 2.5 m dominieren tagsüber die Winde aus dem Sektor West, gefolgt von einem sekundären Maximum aus dem Sektor Süd-Südost. Nachts überragen die Winde aus dem Sektor Nordost alle anderen Richtungen ebenso klar. Offensichtlich erfahren die Windrichtungen zwischen den beiden Messniveaus (Distanz 2.7 m!) beträchtliche Änderungen. Die Ursache dafür liegt beim Wald mit seiner durchschnittlichen Bestandeshöhe von rund 12 m, der 30 m hangaufwärts beginnend den gesamten Eggberg überzieht.

Die oberhalb der Messstation produzierte nächtliche Kaltluft fließt im Stammraum ab und überströmt die Nenzlinger Weide in einer geringmächtigen Schicht. Abhängig von der Wetterlage wird dieser Kaltluftabfluss mehr oder weniger stark vom Bergwindssystem des Haupttales überlagert und erfährt eine Ablenkung nach Südost. In 5.2 m über Grund ist vom

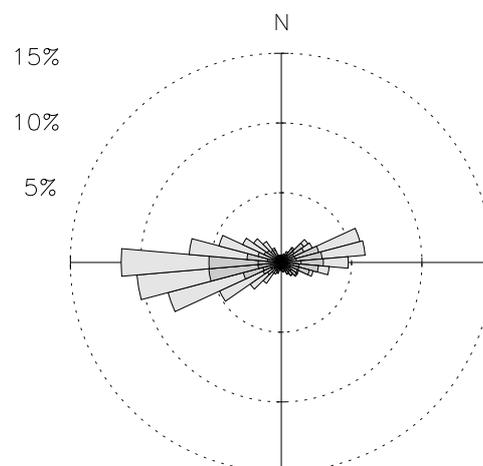
nächtlichen Kaltluftabfluss nicht mehr viel spürbar, vielmehr prägen hier die grossräumigen Strömungssysteme das Bild.

Tagsüber ist das Messniveau 2.5 m bei Windrichtungen aus dem Bereich Nordwest bis Südost beinahe vollständig vom darüberliegenden Strömungsfeld abgekoppelt. Auch das Messniveau 5.2 m dürfte vom Eggberg und dem Wald oberhalb des Messstandortes noch stark beeinträchtigt sein, zeigt aber doch ein sekundäres Maximum im Sektor Nordost.

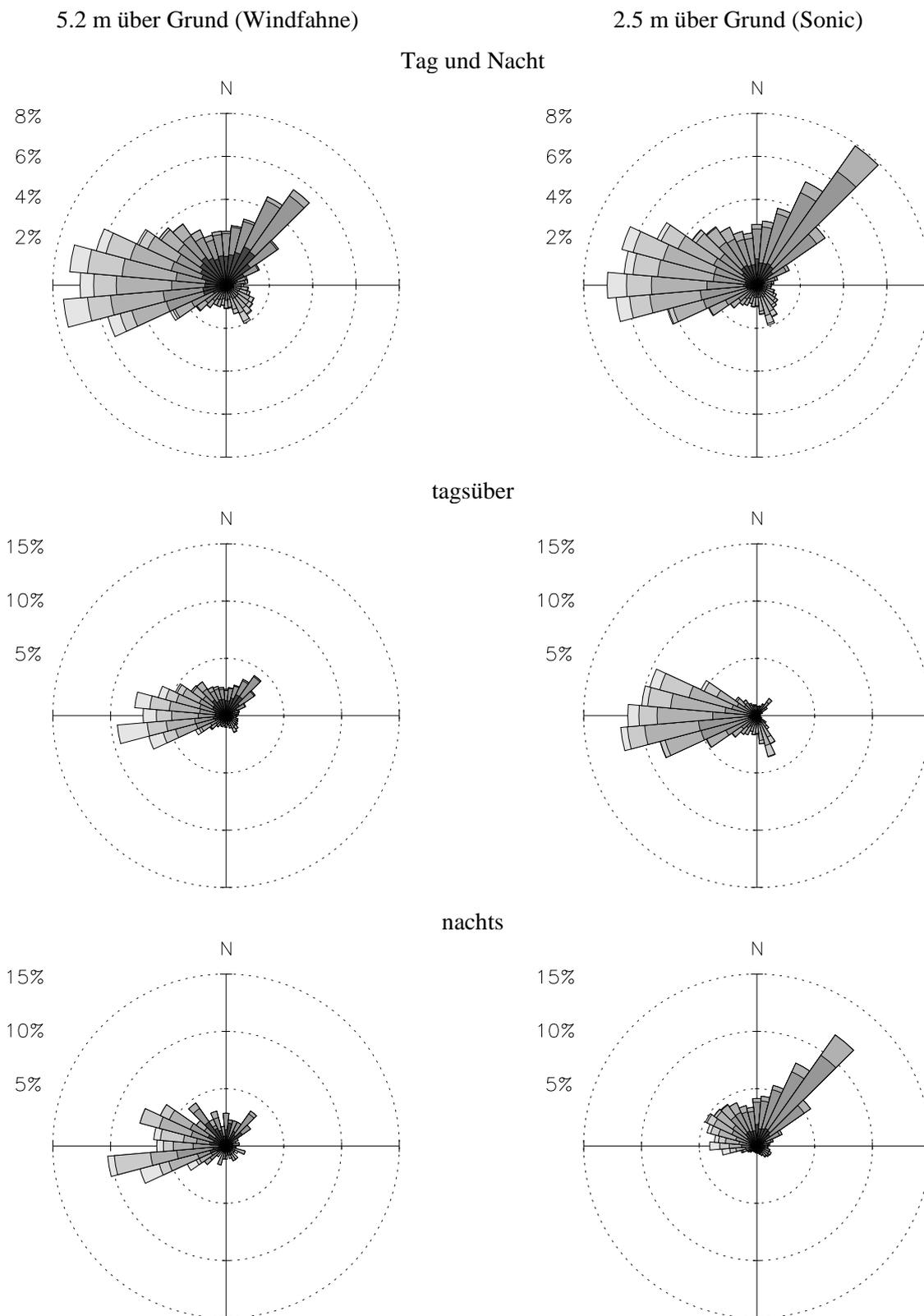
Die gemessenen Windgeschwindigkeiten sind allgemein gering. In 5.2 m werden nur in 12 % aller Fälle Windgeschwindigkeiten von  $2 \text{ ms}^{-1}$  und mehr erreicht, auf dem Messniveau 2.5 m fallen noch 10 % aller Halbstundenmittelwerte in diesen Bereich. Die Verschiebung der Häufigkeiten in den untersten beiden Geschwindigkeitsklassen des Messniveaus 2.5 m in Tab. 4.1 weist wiederum auf den geringmächtigen Kaltluftabfluss hin.

**Tab. 4.1:** Prozentuale Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeiten (skalare Mittel)

Klassen ( $\text{ms}^{-1}$ )	5.2 m	2.5 m
<0.5	30	18
0.5 - <1	35	44
1 - <2	23	28
2 - <3	8	7
$\geq 3$	4	3

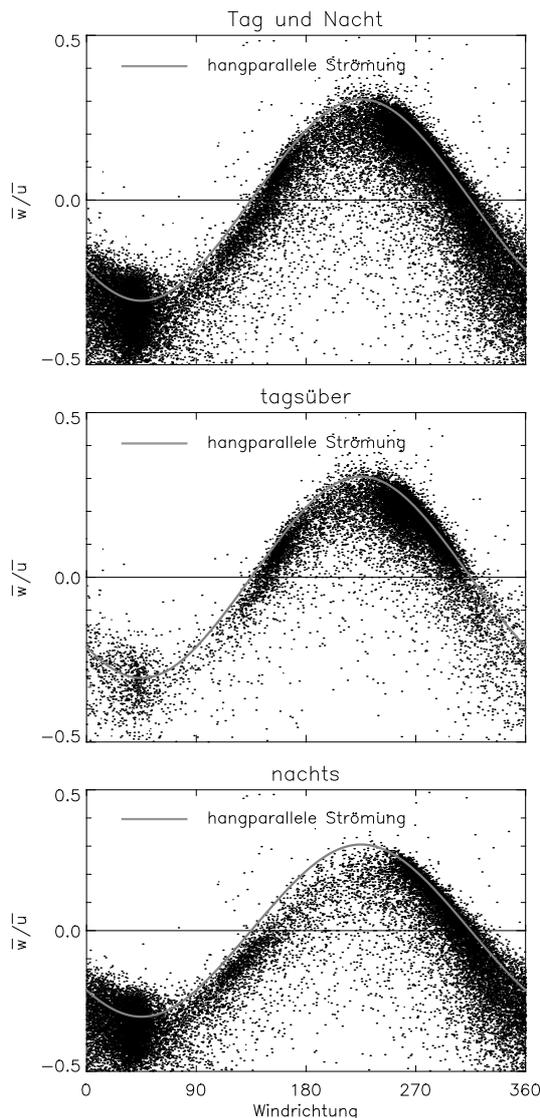


**Abb. 4.1:** Windrose der Station Gempen (710 m ü. M.). Messhöhe 10 m über Grund, Halbstundenmittelwerte von März bis Oktober 1996.



**Abb. 4.2:** Prozentuale Häufigkeitsverteilung der Windrichtungen für die Messhöhen 5.2 und 2.5 m über Grund für die gesamte Messperiode auf der Basis von Halbstundenmittelwerten. Dargestellt sind Sektoren von 10 Grad Breite, unterteilt nach Windgeschwindigkeitsklassen (von dunkel nach hell:  $<0.5$ ,  $<1$ ,  $<2$ ,  $<3$ ,  $\geq 3$   $\text{ms}^{-1}$ ). Die Aufteilung in Tag- und Nachtwerte wurde anhand der Globalstrahlungswerte ( $>$  bzw.  $<30$   $\text{Wm}^{-2}$ ) vorgenommen.

Weber und Kaufmann (1998) präsentieren die Resultate von Windfeldmessungen in der Region Basel im Rahmen des Projektes MISTRAL für die Jahre 1991 und 1992. Dem Konzept von Whiteman und Doran (1993) folgend identifizieren sie für die MISTRAL-Stationen die das Windfeld dominierenden Mechanismen. Für kleinere Täler (zwei bis drei Kilometer breit) sind diese thermischer Natur, bis zu einem gewissen Grad überprägt von Kanalisierungseffekten (*forced channeling*). Die vorliegenden Messungen auf der Nenzlinger Weide stützen diese Erkenntnisse.



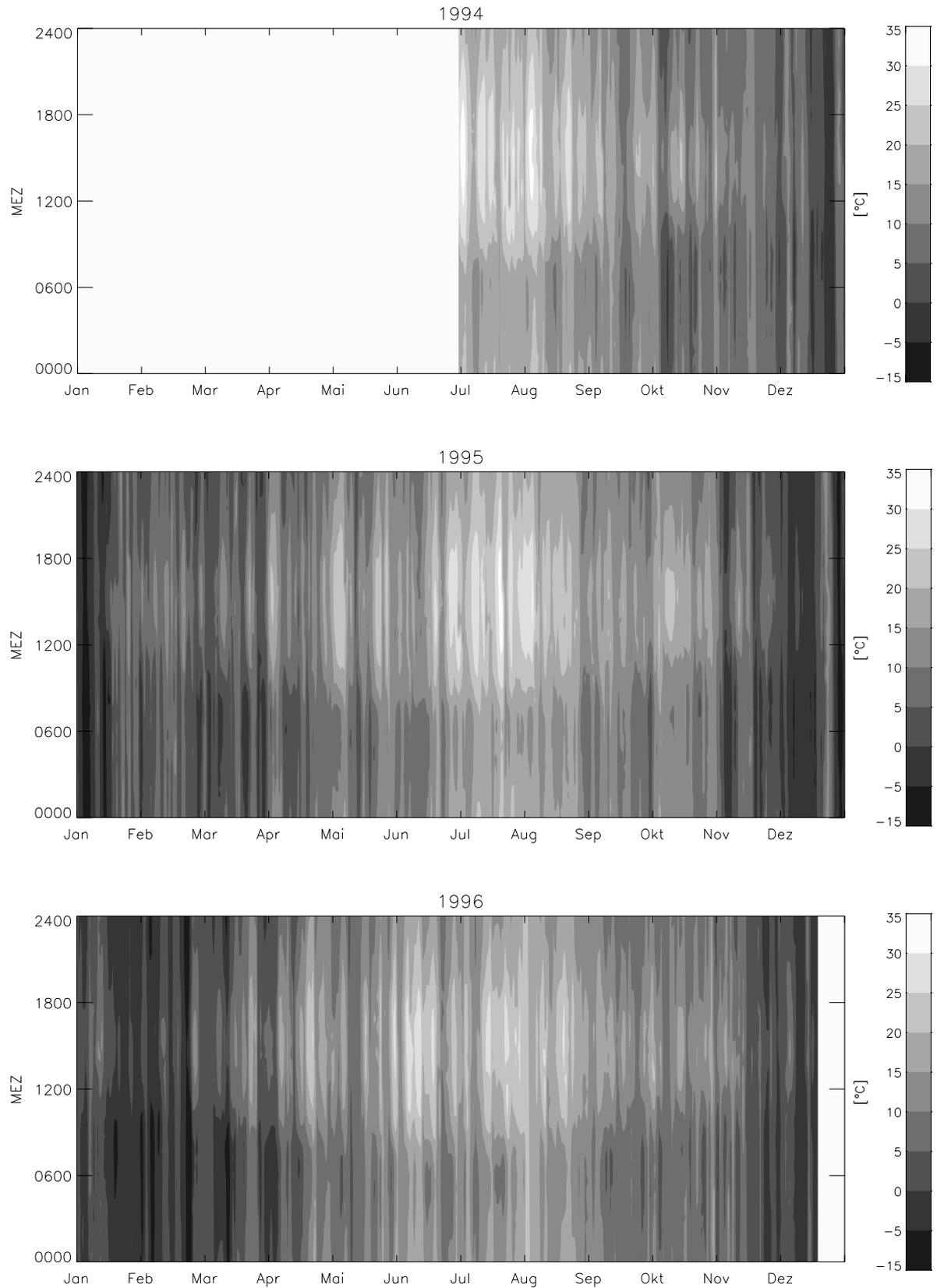
**Abb. 4.3:** Vertikalwind normiert mit dem Horizontalwind für das Messniveau 2.5 m.  $\bar{u}$  wurde durch vektorielle Mittelung bestimmt. Dargestellt sind alle Halbstundenmittelwerte der Jahre 1994 bis 1996. Aufteilung in Tag- und Nachtwerte wie in Abb. 4.2. Erläuterungen siehe Text.

In reliefiertem Gelände weist der mittlere Windvektor eine von der Anströmrichtung und damit von Hangneigung und -exposition abhängige Vertikalkomponente auf. Bei hangparalleler Strömung entspricht das Verhältnis von Vertikal- zu Horizontalkomponente dem Tangens des Winkels zwischen horizontalem Einheitsvektor in Anströmrichtung und dessen Projektion auf die Hangfläche. In Abb. 4.3 sind die berechneten und die gemessenen Verhältnisse für alle Windrichtungen aufgetragen.

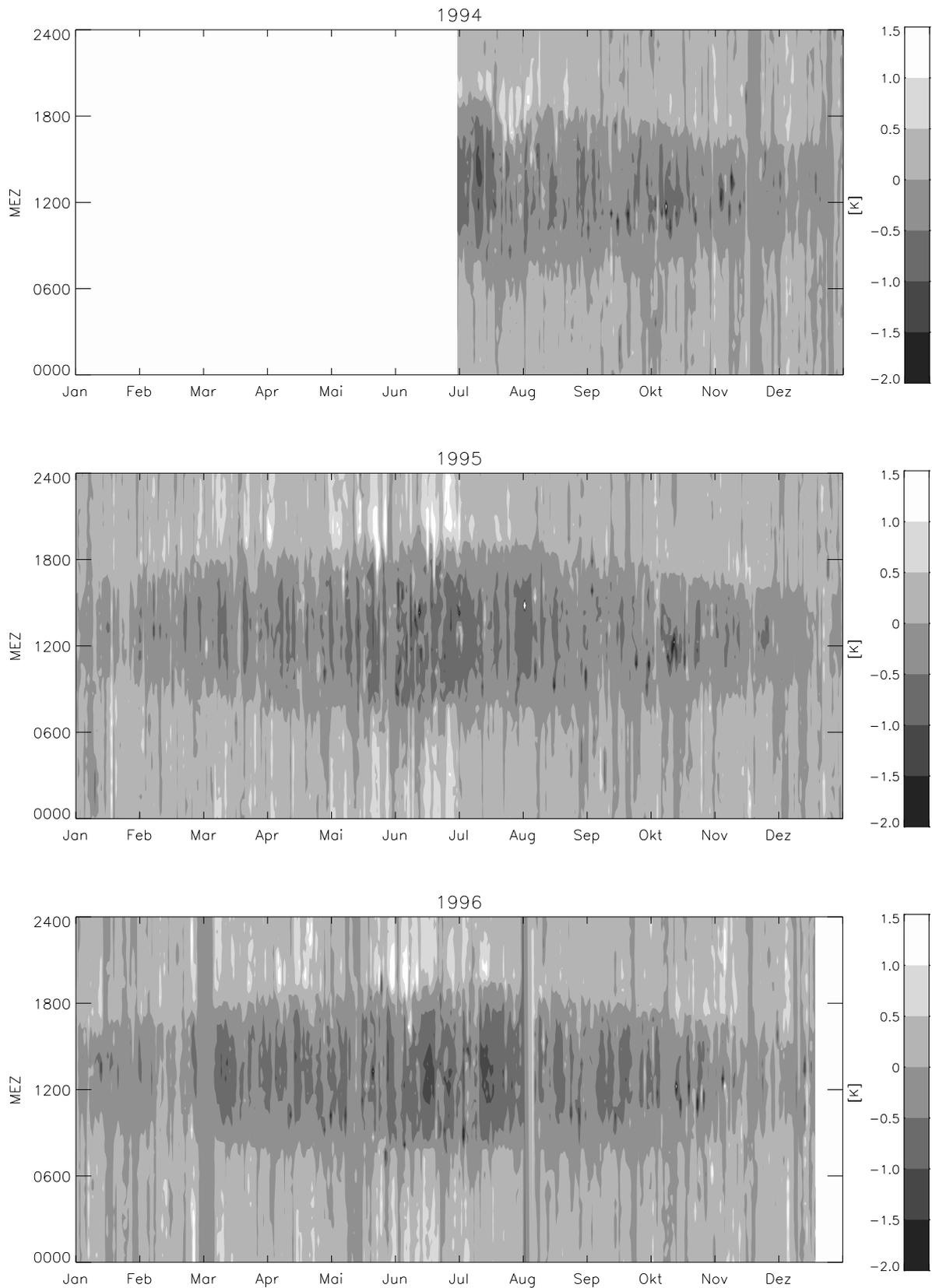
Auf der Nenzlinger Weide folgt die Strömung in groben Zügen dem Hang. Auffällig ist die ungleich verteilte Streuung um die Linie hangparalleler Strömung. Oberhalb scheint eine klare Begrenzung vorhanden zu sein, während die Anströmwinkel unterhalb der Linie über weite Bereiche variieren. Dies bedeutet sowohl für hangauf- wie auch hangabwärts gerichtete Strömungen eine Häufung von mittleren Bewegungen zum Hang hin. Für die hangaufwärts gerichtete Strömung tagsüber ist dieses Bild auf den ersten Blick doch erstaunlich. Aufgrund der mit konvektiven Luftbewegungen verbundenen labilen Schichtung wären eigentlich häufiger auch vom Hang weg gerichtete Strömungen zu erwarten. Die häufig zur Oberfläche hin gerichteten nächtlichen Hangabwinde unterstützen diese Erwartung denn auch.

In Baldocchi et al. (2000) zeigt sich für hügeliges Gelände über homogenem Wald ein ausgeglicheneres Bild. Kaltluftabfluss und lokale Konvektion führen dort zu einer gleichmässigen Streuung der  $\bar{w}/\bar{u}$ -Werte um die hangparallele Linie. Wilczak et al. (2001) schlagen dieses Verfahren denn auch vor, um Strömungen auf Deformationen zu testen. Systematische Abweichungen von der sinusförmigen Linie sind demnach das Resultat von Strömungsdeformationen durch Objekte in der näheren Umgebung. In stärker reliefiertem Gelände führen auch Leewirbel zu Abweichungen von der „Ideallinie“.

Als Ursache für die auf der Nenzlinger Weide beobachteten Strömungsdeformationen kann primär der Wald oberhalb der Messstation identifiziert werden. Dieser stellt für hangaufwärtsgerichtete Strömungen ein wirksames Hindernis dar. Für die anderen Anströmrichtungen ist das Windfeld durch die hohe Rauigkeit der Umgebung ebenfalls beeinträchtigt (vgl. Abb. 3.3). Zusätzlich sind auch ohne die in unmittelbarer Nähe liegenden Rauigkeitselemente nach der in Raupach und Finnigan (1997) angege-



**Abb. 4.4:** Lufttemperaturen in 0.9 m über Grund. Erläuterungen siehe Text.



**Abb. 4.5:** Verlauf der Differenzen zwischen den potentiellen Temperaturen der Messniveaus 4.6 und 0.9 m über Grund. Erläuterungen siehe Text.

benen Faustregel die Voraussetzungen für Strömungsabkoppelungen im Lee des Eggberges gegeben.

Insgesamt kann am Messstandort von einem erheblich gestörten, inhomogenen Strömungsfeld ausgegangen werden, für welches theoretische Betrachtungen bislang fehlen (vgl. Kapitel 2.4). Die Turbulenz über der Nenzlinger Weide dürfte demnach in den wenigsten Fällen in lokalem Gleichgewicht sein. Ebenso wenig wird sich eine *inner surface layer* etablieren können (Wood, 2000), in der die Flüsse näherungsweise höhenkonstant sind. Für den Energiehaushalt des Messstandortes bedeutet dies, dass in den meisten Fällen mit zusätzlichen advektiven Termen zu rechnen ist.

## 4.2 Lufttemperatur

Abb. 4.4 zeigt den Verlauf der Lufttemperaturen in Bodennähe für die gesamte Messperiode. Die Halbstundenmittelwerte variieren übers Jahr im Bereich  $-15$  bis  $35$  °C. Die Witterungsphasen erzeugen ein streifenförmiges Muster, welches durch die Tagesgänge überprägt ist. Eine detailliertere Betrachtung der Witterungsphasen folgt bei der Besprechung des Energiehaushaltes.

Einen Eindruck zur mittleren thermischen Schichtung der *surface layer* am Messstandort vermittelt Abb. 4.5. In den Graphen der Differenzen zwischen den potentiellen Temperaturen der Messniveaus 4.6 und 0.9 m über Grund sind klare Strukturen erkennbar. Tagsüber sind die Gradienten vorwiegend negativ, in der Nacht positiv. Die damit verbundenen Flüsse der fühlbaren Wärme entsprechen dem über natürlichen Oberflächen beobachtbaren Regime. Offenbar gilt auch hier die bekannte Tatsache, dass sich Inhomogenitäten im Umfeld des Standorts weit weniger stark auf den Wärmeaustausch auswirken, wie auf den Impulsfluss. Doran et al. (1989) haben z.B. im Brush Creek, Colorado, an verschiedenen Standorten zeitgleich Wärme- und Impulsflüsse gemessen und für die Impulsflüsse erheblich höhere Variabilitäten zwischen den Messpunkten festgestellt.

## 4.3 Nullpunktverschiebung $d$

Der Windprofilparameter  $d$  gibt an, um welchen Betrag sich der Nullpunkt des Windprofils aufgrund eines vorhandenen Bestandes in der Vertikalen verschiebt. Zur Bestimmung von  $d$

existieren verschiedene Methoden. Den meisten gemeinsam ist die Verwendung des logarithmischen Windprofils (Stull, 1988, De Bruin, 1993, Rannik, 1998). In Anhang 1 wird die von Rotach (1994) beschriebene Methode verwendet, welche auf der MO-Beziehung für die Temperaturvarianz basiert. Perrier und Tuzet (1991) parametrisieren  $d$  anhand des Blattflächenindex LAI (*leaf area index*).

Aufgrund der Betrachtungen in Kapitel 4.1 sind keine adäquaten Windprofilmessungen zu erwarten, die Gültigkeit der MO-Beziehungen am Standort Nenzlinger Weide ist unsicher und kontinuierliche Messungen des LAI stehen ebenfalls nicht zur Verfügung. Zudem ist die physikalische Bedeutung von  $d$  als Eigenschaft der Oberfläche wie auch als Eigenschaft der Strömung in der *surface layer* nach wie vor unklar (Feigenwinter, 2000).  $d$  wird daher in den folgenden Betrachtungen, übereinstimmend mit anderen Autoren (z.B. Oke, 1987), mit  $2/3$  der aktuellen Bestandeshöhe eingesetzt.

## 4.4 Stabilität der Strömung

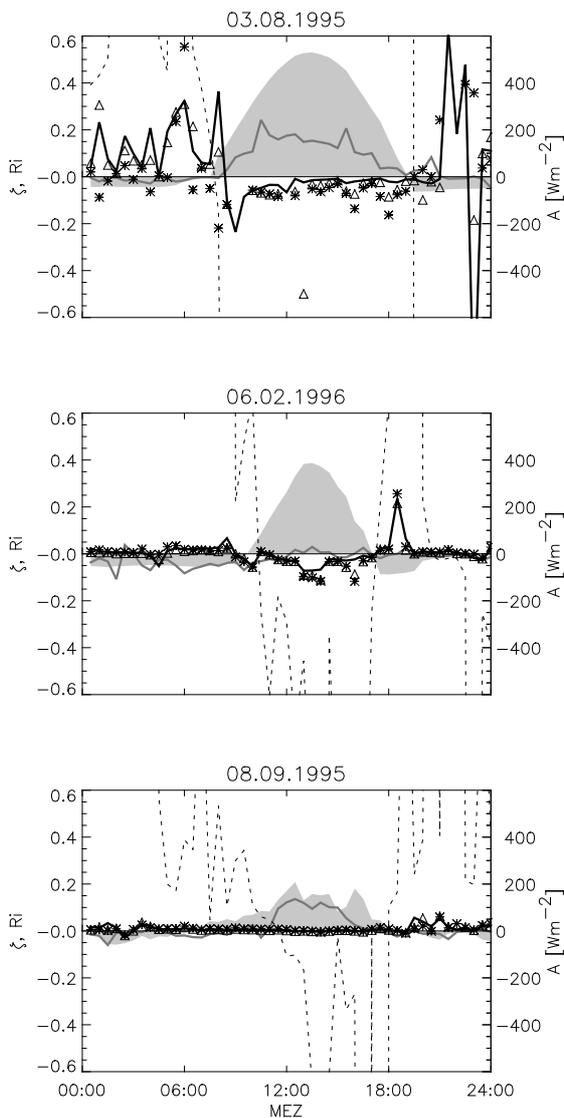
In Kapitel 2.4 wurde auf die Problematik hingewiesen, welche mit der Bestimmung der Stabilitätsparameter in komplexem Gelände verbunden ist. Hinweise auf diese Fragen fehlen in der Literatur für komplexe Topographie weitgehendst, spezielle Ansätze zur Berechnung der Stabilitätsgrößen werden nicht diskutiert.

Zur Klärung der Anwendbarkeit der üblichen Ansätze (vgl. Kapitel 2) wurde  $\zeta$  und die Richardson-Zahl für einen hochsommerlichen und einen winterlichen Strahlungstag (3.8.1995 bzw. 6.2.1996) sowie für eine mit relativ hohen Windgeschwindigkeiten verbundene Westwindlage (8.9.1995) bestimmt. Abb. 4.6 zeigt die Ergebnisse.

Die Richardson-Zahl kann unter den gegebenen Umständen offensichtlich nur als grobe Näherung für die Stabilitätsverhältnisse verwendet werden. Die Vorzeichen sind richtig, die Beträge sollten aber im labilen Bereich nur gering von  $\zeta$  abweichen (Stull, 1988). Die in Kapitel 4.1 diskutierten Strömungsverhältnisse und die unterschiedlichen Modelle von Windmessgeräten in den verschiedenen Niveaus lassen keine exakte Bestimmung des Windgradienten zu.

Der Einfluss der Rotation von Impuls- und Wärmefluss auf  $\zeta$  scheint nur bei starkem vertikalen Austausch von Bedeutung zu sein.

Am 3.8.1995 treten einige markante Differenzen zwischen den drei Varianten auf, wobei hier sowohl die Beträge als auch die Vorzeichen betroffen sind. Wird nur der Impulsfluss rotiert, verändern sich zwar zu einigen Zeitpunkten die Beträge, die Vorzeichen bleiben aber dieselben. Wird zusätzlich der Wärmefluss rotiert, ändern sich nachts stellenweise auch die Vorzeichen. Die Rotation der Kovarianzen von Vertikalwind und Temperatur, so



**Abb. 4.6:** Stabilitätsparameter für drei ausgewählte Tage. Dargestellt sind die Richardson-Zahl (gestrichelt),  $\zeta$  unverändert (dicke Linie),  $\zeta$  mit rotiertem Impulsfluss (Dreiecke) und  $\zeta$  mit rotiertem Impuls- und rotiertem Wärmefluss (Sterne). Die verfügbare Energie ist grau unterlegt (zweite y-Achse), der fühlbare Wärmestrom ist als graue Linie eingezeichnet. Erläuterungen siehe Text.

dass  $\bar{w}$  Null wird, führt also zu einem Vorzeichenwechsel beim Wärmefluss. Die verfügbare Energie zeigt nachts aber negative Werte. Die Oberfläche weist ein Energiedefizit auf, was in der Regel mit einem Fluss fühlbarer Wärme Richtung Oberfläche verbunden ist. Die Rotation des Wärmeflusses zur Bestimmung der Stabilität ist also wenig plausibel.

Betrachtet man  $\zeta$  am 3.8.1995 tagsüber fällt auf, dass die Werte recht klein sind. Vormittags bewegen sie sich im schwach labilen Bereich (-0.05 bis -0.5), nachmittags im neutralen Bereich (-0.05 bis 0.05). Unter den gegebenen meteorologischen Bedingungen wäre eine deutlicher labile Schichtung zu erwarten. Unter Berücksichtigung der Berechnung von  $L$  (Gl. 2.11) führt entweder eine Überschätzung des Impulsflusses, eine Unterschätzung des fühlbaren Wärmeflusses oder beides zusammen zu diesem Resultat. Der mit der Bowen-Verhältnis-Methode bestimmte Wärmefluss für denselben Tag ist denn auch deutlich höher als der direkt gemessene Eddy-Fluss. Bezüglich Impulsfluss kann kein Vergleich gezogen werden. Die teilweise höheren Vormittagswerte von  $\zeta$  bei rotiertem Impulsfluss liegen aber im labilen Bereich. Der im horizontalen Koordinatensystem bestimmte Impulsfluss enthält einen Teil des mit der mittleren Strömung transportierten Impulses (mittlerer Vertikalwind  $\neq 0$ , vgl. Kapitel 4.1) und entspricht somit nicht dem für die Stabilität massgebenden Impulsfluss zwischen Oberfläche und atmosphärischer Grenzschicht. Durch die Rotation in die mittlere Strömung entfällt dieser Anteil und der Impulsfluss wird kleiner. Vergleiche an weiteren Tagen bestätigen den Sachverhalt.

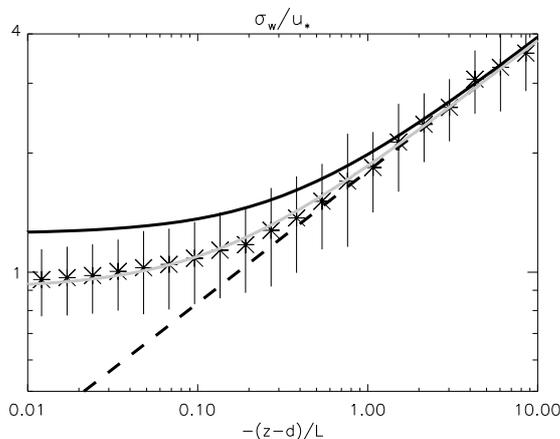
Als Ergebnis obiger Betrachtungen kann festgehalten werden:

- Eine Grobausage zur Stabilität der Strömung am Hang ist sowohl unter Verwendung der Richardson-Zahl wie auch von  $\zeta$  möglich.
- Die Obukhov-Länge  $L$  hängt kritisch von Impuls- und Wärmeflussbestimmung ab. Die Rotation des Wärmeflusses verschlechtert die Resultate, die Rotation des Impulsflusses ist hingegen notwendig. Die beiden Erkenntnisse geben einen ersten Anhaltspunkt zur Frage nach der Richtung der Flüsse von Energie und Impuls in komplexem Gelände. In Kapitel 5.4 wird die Richtungsfrage zusammenfassend diskutiert.

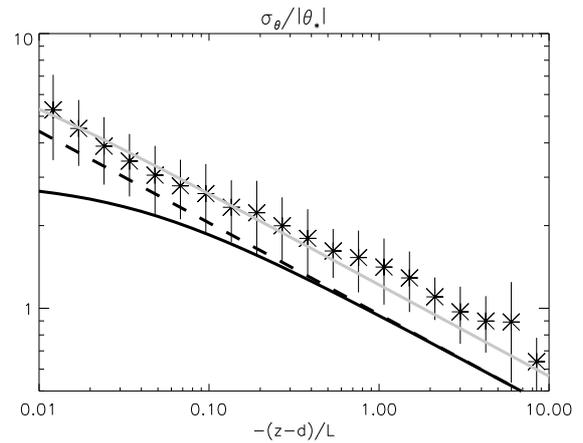
- $L$  ist die zentrale Grösse der Monin-Obukhovschen Ähnlichkeitstheorie (siehe z.B. Kaimal und Finnigan, 1994). Die Bestimmbarkeit von  $L$  in komplexem Gelände weist darauf hin, dass die Ähnlichkeitsbeziehungen auch hier Gültigkeit haben. Die jeweiligen Formen sind aber noch zu klären.
- Das in Anhang 1 entwickelte spektrale Modell zur Korrektur der Wärmeflussmessungen des Enhanced/75 ist auf der Nenzlinger Weide anwendbar.

#### 4.5 Normalisierte Standardabweichungen

Die Betrachtung der mit den entsprechenden Skalierungsgrössen normierten Standardabweichungen von  $u$  und  $\theta$  ermöglicht eine Abschätzung der Gültigkeit der Monin-Obukhov Ähnlichkeitshypothese für den Messstandort (vgl. Kapitel 2.2.3). In Abb. 4.7 ist  $\sigma_w/u_*$  gegen die Stabilität aufgetragen, Abb. 4.8 zeigt die Verhältnisse für  $\sigma_\theta/|\theta_*|$ . In beiden Abbildungen sind diejenigen Messwerte aufgetragen, bei denen  $\zeta \leq -0.01$  ist. Von den insgesamt 40656



**Abb. 4.7:**  $\sigma_w/u_*$  für instabile Bedingungen. Für die jeweiligen Klassenmittel sind die Standardabweichungen mit Vertikallinien eingezeichnet. Die schwarze Linie gibt die theoretische Beziehung nach Panofsky und Dutton (1984) wieder, die gestrichelte Linie steht für den Übergang zu freier Konvektion (Kaimal und Finnigan, 1994). Hellgrau durchgezogen ist die den Messwerten angepasste Funktion. Erläuterungen siehe Text.



**Abb. 4.8:** Wie Abb. 4.7, aber für  $\sigma_\theta/|\theta_*|$ . Die funktionalen Beziehungen stammen aus De Bruin et al. (1993) bzw. Wyngaard et al. (1971, gestrichelte Linie).

Werten sind dies 16020 Halbstundenmittel. Für die normierten Standardabweichungen der potentiellen Temperatur muss der kinematische Wärmefluss zudem  $\geq 0.03$  sein, um erratische Werte zu vermeiden. Dies schränkt den Datenumfang dort auf 5781 Werte ein.

Die normalisierten Standardabweichungen des Vertikalwindes liegen in Abb. 4.7 systematisch tiefer als die durch die MOS gegebenen Werte für ideale Verhältnisse. Als Ursache kommen ein erhöhter Impulsfluss oder geringere Vertikalwindfluktuationen in Frage. Feigenwinter (2000) stellt für eine städtische Grenzschicht ebenfalls durchwegs geringere normalisierte Standardabweichungen des Vertikalwindes fest und zeigt, dass dies auch für weitere Studien in urbanem Gelände gilt. Er schliesst daraus auf eine generell erhöhte mechanische Produktion vertikaler Windfluktuationen über rauen städtischen Oberflächen, welche erhöhte vertikale Impulsflüsse zur Folge hat. Unter Berücksichtigung des funktionalen Zusammenhangs können die erhöhten Impulsflüsse aber nicht allein die Folge grösserer lokaler Vertikalwindfluktuationen sein. Auch Rannik (1998) stellt über einer gewellten Waldoberfläche für instabile Verhältnisse leicht unter den „ideal“-Werten liegende normalisierte Standardabweichungen fest. Dasselbe Bild ergibt sich bei Geissbühler et al. (2000) für einen heterogenen Wald an geneigtem Standort und auch Vogt (1995) zeigt für einen homogenen Kiefernbestand dasselbe Bild. Erklärungen für dieses Verhalten bleiben aus und auch die vorliegende Untersuchung lässt nur die Vermutung zu, dass räumliche Inhomogen-

**Tab. 4.2:** Vergleich der  $C_1$  und  $C_2$ -Werte verschiedener Studien für labile Situationen (siehe Gl. 2.30, 2.31, 2.34 und 2.35).

Autor	Oberfläche	$C_{w1}$	$C_{w2}$	$C_{\theta 1}$	$C_{\theta 2}$
Wyngaard et al. (1971) (freie Konvektion)	„ideal“	1.90		0.95	
Panofsky und Dutton (1984)	„ideal“	1.25	3.00		
De Bruin et al. (1993)	„ideal“	1.25	3.00	2.9	28.4
Kaimal und Finnigan (1994)	„ideal“	1.25	3.00	2.00	9.50
dito, aber für freie Konvektion		1.80			
Rannik (1998)	Kiefernwald, uneben	1.23	2.65		
Vorliegende Untersuchung	Wiese in Hanglage	0.91	7.52	9.47	468.98

genitäten für die tieferen Werte verantwortlich sein könnten.

Die normalisierten Standardabweichungen der potentiellen Temperatur liegen systematisch über den Referenzwerten der MOS und überschreiten im gesamten instabilen Bereich auch den Wert für freie Konvektion. Formal lässt sich dies auf erhöhte Temperaturfluktuationen oder auf geringere vertikale Energieflüsse fühlbarer Wärme zurückführen. Die geringeren Wärmeflüsse können dabei wiederum (vgl. Kapitel 4.4) standortspezifische oder messmethodische Unzulänglichkeiten widerspiegeln. Die Resultate anderer Studien lassen ein recht einheitliches, mit den Ergebnissen der vorliegenden Untersuchung übereinstimmendes Muster erkennen.

Über städtischen Oberflächen ist für Messhöhen  $z/h \geq 2.5$  ein deutlicher Trend zu höheren Werten von  $\sigma_{\theta} / |\theta_*|$  sichtbar (siehe Feigenwinter, 2000). De Bruin et al. (1991) zeigen, dass Inhomogenitäten in den Temperatur- und Feuchtebedingungen der Oberflächen ebenfalls zu erhöhten normalisierten Standardabweichungen führen. Die Untersuchungen von Wichura und Foken (1995) bestätigen dies. Foken und Wichura (1996) weisen schliesslich darauf hin, dass zusätzliche mechanische Turbulenz, verursacht durch Einzelobjekte im Messumfeld oder das Messgerät selbst, ebenfalls signifikant höhere Werte bei den normalisierten Standardabweichungen von Skalaren zur Folge haben können.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass auf der Nenzlinger Weide die Turbulenz in Bezug zur MOS abweichend ausgeprägt ist. Die

Abweichungen, welche nicht signifikant von der Anströmrichtung abhängen, lassen sich durch mechanisch und thermisch wirksame Inhomogenitäten im Messumfeld erklären. Der Einfluss der Hanglage ist aus den erhobenen Messdaten nicht ableitbar. Für eine fundierte Abschätzung der Topographieeinflüsse fehlen zudem Resultate von Studien in vergleichbarem Gelände.

## 4.6 Spektralanalyse

Die vergleichende Betrachtung der Spektren und Kospektren von Wind- und Temperaturfluktuationen am Messstandort mit Referenzspektren, welche unter „idealen“ Bedingungen gewonnen wurden (Kaimal et al., 1972), verfolgt mehrere Ziele: Die allgemeine Form der (Ko)spektren, die Lage der Bereiche maximaler (ko)spektraler Energiedichten und die Steigung der (Ko)spektren im *inertial subrange* geben Hinweise auf Inhomogenitäten im Umfeld des Messpunktes, auf advective Komponenten, auf den aktuellen thermischen und dynamischen Zustand der *surface layer* oder lassen spezifische Eigenschaften der Hanggrenzschicht sichtbar werden. Zudem bilden sich auch messtechnische Unzulänglichkeiten in den (Ko)spektren ab.

Für die Spektralanalyse konnte wiederum auf das in Kapitel 3.2 vorgestellte Rohdatenkollektiv zurückgegriffen werden. Vor Anwendung der Fast-Fourier-Transformation wurde in den aus 9000 Einzelwerten (5 Hz-Messungen) bestehenden Halbstundenreihen der lineare Trend eliminiert und die Windkomponenten in die mittlere Strömungsrichtung rotiert. Auf die

Anwendung eines Filters zur Glättung der Eckwerte (*bell taper* u.ä.) kann verzichtet werden, da Vergleiche zeigten, dass dies im vorliegenden Fall keine Auswirkungen auf die (Ko)spektren hat.

Für die Darstellung der (Ko)spektren in Abb. 4.9 bis Abb. 4.11 wurde die allgemein übliche Form der (ko)spektralen Energiedichten gewählt, in der die mit der entsprechenden (Ko)varianz normierten und mit der Frequenz multiplizierten (ko)spektralen Energiedichten gegen die dimensionslose Frequenz  $n$  aufgetragen sind (siehe Kapitel 2.3). Die Kaimal-Spektren werden mit  $u_*$  und  $\theta_*$ , bzw. dem Produkt der beiden Grössen normiert. Dies erklärt den vertikalen Versatz zwischen den gemessenen und den Referenz-Spektren. Der Grund für die Wahl der (Ko)varianzen als Normierungsgrössen liegt in der Unsicherheit der Bestimmung von  $u_*$  und  $\theta_*$ . Die (ko)spektralen Energiedichten der Einzelspektren wurden auf 25 Werte reduziert, indem für feste logarithmische Klassen der dimensionslosen Frequenz  $n$  Mittel gebildet und den Zentralfrequenzen zugewiesen wurden. Aus den Einzelspektren konnten dann für die drei Stabilitätsklassen mittlere Spektren berechnet werden. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit liegt für neutrale Schichtung bei  $1.2 \text{ ms}^{-1}$ , bei labiler Schichtung bei  $0.7 \text{ ms}^{-1}$  und bei stabiler Schichtung bei  $0.6 \text{ ms}^{-1}$ . Die Werte der Exponentialfunktionen  $n^{-2/3}$  und  $n^{-4/3}$  weisen auf die Proportionalität der (ko)spektralen Energiedichten im *intertal subrange* zur Kolmogorov-Hypothese hin.

#### 4.6.1 Spektren der Windkomponenten

Die mittleren Spektren der Windkomponenten sind gut ausgeprägt und die Einzelspektren weisen geringe Abweichungen von den mittlere

ren Werten auf. Form und Lage der Bereiche maximaler Energiedichten (*Peak-Frequenzen*) weichen je nach Windkomponente unterschiedlich stark von den Referenzspektren ab.

Die *Peak-Frequenzen* sind generell in Richtung tieffrequenten Bereich verschoben (vgl. Tab. 4.3). Unter Anwendung von Taylor's Hypothese entspricht dies Änderungen in den Wirbelnängen von +220 m, +162 m und +6 m für  $u$ ,  $v$  und  $w$  (im Vergleich zu den *Peak-Frequenzen* der Referenzspektren). Absolut betrachtet tragen in Strömungsrichtung Wirbel mit einer Länge von 264 m den grössten Anteil zur Gesamtvarianz bei. Die lateralen und vertikalen Werte betragen 176 m und 10 m.

Bei allen Komponenten kann ein Abfallen der Spektraldichten im höherfrequenten Bereich proportional zu  $n^{-2/3}$  beobachtet werden, gefolgt von einem Wiederanstieg im hochfrequenten Bereich. Das Abfallen der Spektraldichten zeigt, dass sich in der *surface layer* der Nenzlinger Weide eine Turbulenzkaskade ausbildet, in der turbulente kinetische Energie von grösseren zu kleineren Eddies transportiert wird. Das Ausmass dieses Transports ist durch die Dissipationsrate bestimmt, die Rate, mit welcher turbulente kinetische Energie durch viskose Kräfte in Wärme umgewandelt wird.

Der Wiederanstieg im hochfrequenten Bereich kann das Resultat zurückgefalteter Energiedichten um die Nyquist-Frequenz (*Aliasing*) sein. Das Enhanced-Sonic führt intern rund 80 Messungen des Windvektors pro Sekunde durch. Die gemittelten Werte wurden mit 5 Hz vom Datalogger erfasst (vgl. Kapitel 3.2). Dies kommt einem *Low-pass*-Filter gleich, welcher das Problem des *Aliasing* deutlich mindert. Das erneute Ansteigen der Spektraldichten dürfte somit eher auf zusätzliche Produktion von Turbulenz in diesem Bereich hinweisen. Einer-

**Tab. 4.3:** Lage der Maximas gemittelter neutraler Spektren in Abhängigkeit von der Anströmrichtung (dimensionslose Frequenzen  $n$ ). Zum Vergleich sind die *Peak-Frequenzen* von Kaimal et al. (1972) angegeben.

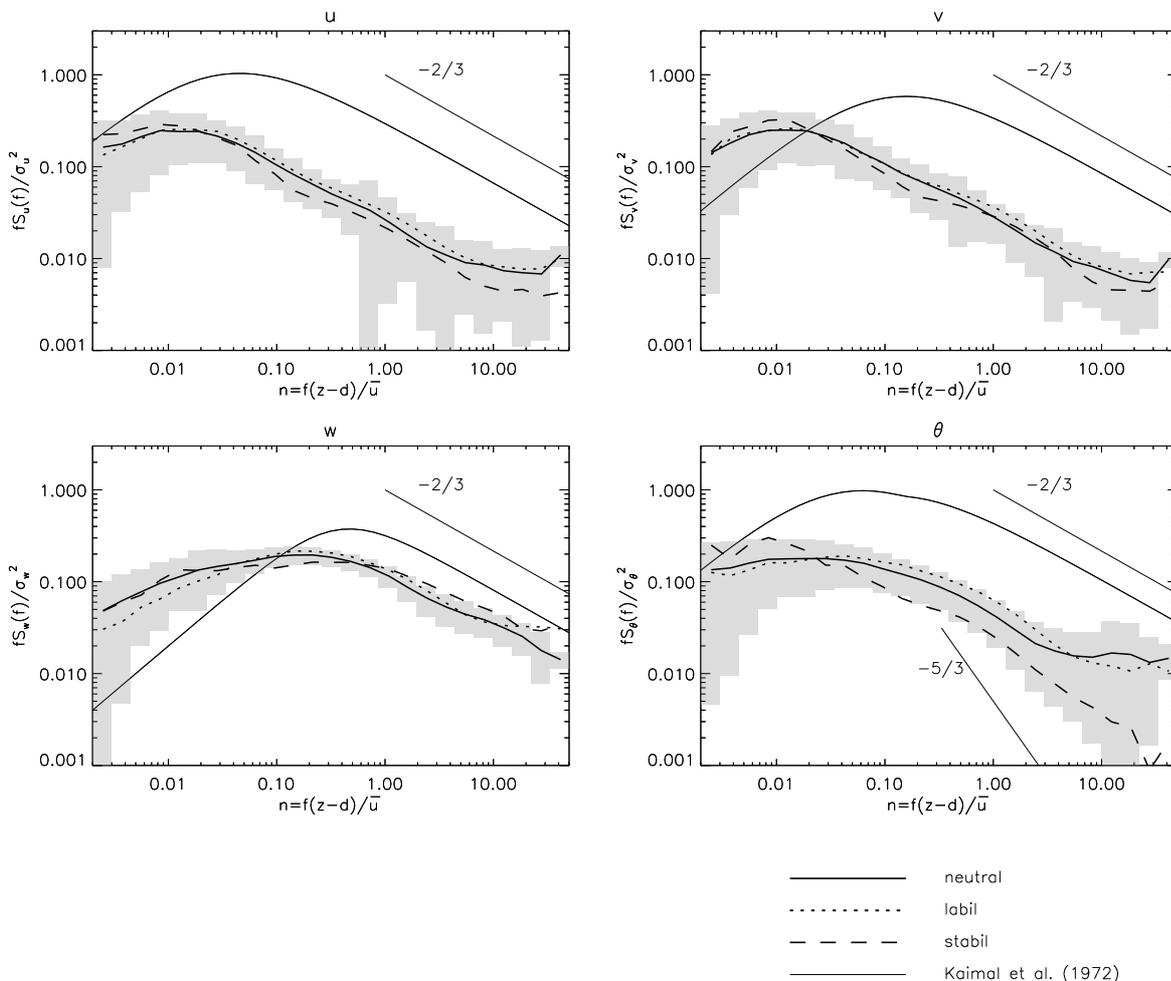
Sektor	0-<90	90-<180	180-<270	270-<360	alle	Kaimal et al. (1972)
$u$	0.019	0.008	0.008	0.019	0.008	0.050
$v$	0.019	0.013	0.008	0.019	0.013	0.159
$w$	0.215	0.144	0.215	0.144	0.215	0.501
$\theta$	0.008	0.013	0.028	0.019	0.028	0.063
Anzahl	25	112	229	291	657	-

seits wäre dies durch den heterogenen Bestand im Umfeld des Messpunkts möglich (Kaimal et al., 1994). Panofsky et al. (1982) zeigen Resultate von Messungen in komplexem Gelände, wo im longitudinalen Spektrum nur die hohen Frequenzen unmittelbar auf einen Rauigkeitsanstieg auf der windzugewandten Seite reagieren. Die tieffrequenten Teile bleiben über eine grössere Distanz unbeeinflusst. Andererseits könnte zusätzliche Turbulenz auch durch die vertikale Ausrichtung des Enhanced-Sonics mit entsprechend verstärkter Beeinflussung der Strömung durch den Messkopf des Sonics generiert werden oder aber der Wiederanstieg ist Ausdruck eines durch den Datenerfassungsprozess produzierten Rauschens.

Im tieffrequenten Bereich fallen die Spektren durchwegs langsamer ab als dies unter idealen Bedingungen der Fall ist. Auch hier führt wohl

eine Kombination mehrerer Effekte zu diesem Bild. Panofsky et al. (1982) sehen die Ursache bei Rauigkeitsverminderungen im Vorfeld des Messortes. Im Gegensatz zum vorher Gesagten führt hier das „Turbulenzgedächtnis“ der Strömung zu substantiellen Erhöhungen im tieffrequenten Bereich; die kleinen Wirbel passen sich schneller der neuen Oberfläche an. Kaimal und Finnigan (1994) zeigen, dass Wellenbewegungen normal zur Richtung des betrachteten Spektrums zusätzliche Energie in den niederfrequenten Bereich bringen können. Aufgrund der komplexen Topographie im Umfeld der Nenzlinger Weide wäre ein solchermassen verursachter Beitrag durchaus denkbar.

Frank (1996) diskutiert den Einfluss von Hügeln auf die Strömungsturbulenz. Er entwickelt eine spektrale Transferfunktion, um die Referenzspektren in deformierte „Hügel-Spektren“



**Abb. 4.9:** Gemittelte Spektren von  $u$ ,  $v$ ,  $w$  und  $\theta$ . Die Mittelung wurde für neutrale, labile und stabile Schichtung getrennt durchgeführt. Die Anzahl Werte pro Stabilitätsklasse können Tab. 4.4 entnommen werden. Dargestellt sind auch die Referenzspektren von Kaimal et al. (1972). Für die neutralen mittleren Spektren sind die Standardabweichungen pro Frequenzklasse grau unterlegt. Erläuterungen siehe Text.

zu überführen. Seine theoretischen Überlegungen und der Einbezug von Resultaten praktischer Arbeiten zeigen zweierlei: In der *inner layer*, bei lokalem Gleichgewicht von Produktion und Dissipation von Turbulenz, sollten die mittleren und höheren Frequenzen erhöht sein. In der Realität sind aber häufig alle Frequenzen erhöht. In der *outer layer* führt die unterschiedliche Anpassung der mittleren Strömung und der grossen Eddies an die Topographie zu einer Verschiebung der *Peak*-Frequenzen Richtung tieffrequenten Bereich und zu einer Erhöhung der Spektraldichten in diesem Bereich. Aufgrund der ausgeprägten Asymmetrie grosser Eddies wirkt sich dies hauptsächlich auf die Spektren der longitudinalen Windkomponente aus. Die Resultate der vorliegenden Untersuchung führen somit auch zur Frage nach der Ausprägung einer *inner layer* und einer *outer layer* am Messstandort. Schliesslich weisen McNaughton und Laubach (2000) noch auf ein rechentechnisches Problem hin: Die Fourieranalyse kombiniert Informationen sowohl über die Form einzelner Ereignisse als auch über die Intervalle zwischen diesen. Unter inhomogenen Bedingungen nimmt die Anzahl grosser, isolierter Ereignisse zu. Durch die Repräsentation der Intervalle zwischen diesen Ereignissen wird die Spektraldichte im niederfrequenten Teil eines Spektrums angehoben.

Die Aufgliederung der Spektren nach der Stabilität zeigt nur geringfügige Abweichungen zwischen den Klassen. In den Spektren unter stabilen Bedingungen lassen die Energiebeiträge durch turbulente Bewegungen nach, Beiträge von Wellenbewegungen treten zunehmend in den Vordergrund. Einzig Inhomogenitäten führen zu dynamischer Turbulenz. Nach Kaimal und Finnigan (1994) ist in diesen Fällen ein flaches Spektrum charakteristisch, welches ein Hintergrundrauschen repräsentiert. In der vorliegenden Untersuchung ist im  $w$ -Spektrum eine Tendenz in diese Richtung erkennbar. Ansonsten sind die geringen Differenzen zwischen den mittleren Spektren bei unterschiedlicher Stabilität darauf zurückzuführen, dass das für die Analyse verwendete Rohdatenkollektiv hauptsächlich aus Tag- und Tagrandwerten besteht und die gemessenen Stabilitäten nur in einem schmalen Band streuen. So kann denn auch die von verschiedenen Autoren (z.B. Panofsky et al., 1982) festgestellte relative Unempfindlichkeit instabiler Spektren auf Geländeeinflüsse für die Windkomponenten nicht bestätigt werden.

Um die Spuren allfälliger Inhomogenitäten des Messumfelds in den Spektren besser sichtbar zu machen, wurden die mittleren Spektren für neutrale Verhältnisse auch nach Windrichtungsklassen berechnet. In Tab. 4.3 sind die zugehörigen *Peak*-Frequenzen aufgelistet. Sowohl die Form der Spektren als auch die Lage der *Peak*-Frequenzen lassen keine eindeutige Richtungsabhängigkeit erkennen. Die Strömung wird demnach aus allen Richtungen ähnlich beeinflusst.

**Tab. 4.4:** Stabilitätsklassierung für 1224 Rohdatenreihen. Angegeben sind die Anzahl Werte pro Klasse.

labil $\zeta < -0.05$	neutral $-0.05 < \zeta < 0.05$	stabil $\zeta > 0.05$
454	657	113

Interessant sind die Ergebnisse des Vergleichs zwischen den Spektren der vorliegenden Untersuchung und denjenigen weiterer Experimente in komplexem Gelände. Feigenwinter (2000) hat die Turbulenz in und über einer städtischen Grenzschicht untersucht. Van Gorsel (2001) führte Turbulenzuntersuchungen in und über einem Wald am Hang durch. Panofsky et al. (1982) sowie Founda et al. (1997) führten ebenfalls Messungen der Turbulenzstrukturen über hügeligem Gelände durch. Van Gorsel stellt in ihren Spektren der Windkomponenten eine Verschiebung der Frequenzen grösster Spektraldichten Richtung höherer Frequenzen fest. Dies kann, wie vorher erwähnt (Frank, 1996), darauf hinweisen, dass sich an ihrem Messstandort ein lokales Gleichgewicht zwischen Produktion und Dissipation von turbulenter kinetischer Energie einstellt und somit hangspezifische Strukturen zutage treten. Diese Verschiebung wird denn auch durch die Untersuchungsergebnisse von Panofsky et al. (1982) sowie Founda et al. (1997) bestätigt. Feigenwinter stellt mit abnehmender Distanz zur bebauten Oberfläche kleiner werdende dominante Eddies fest. Allerdings sind diese, verglichen mit den Referenzspektren, zunehmend Richtung grösserer Wellenlängen verschoben, je näher der Messpunkt den Rauigkeitselementen kommt.

Als Ergebnis dieser Betrachtungen kann festgehalten werden, dass hoch- und tieffrequente turbulente Strukturen in unterschiedlichen Raten auf die Einflüsse des Geländes und der Umgebungsrauigkeit reagieren. Auf der Nenzlinger Weide werden allfällige Hangeinflüsse

auf die Strömungsturbulenz grösstenteils durch die Einflüsse der Rauigkeitselemente der stark inhomogenen Umgebung überprägt.

#### 4.6.2 Temperaturspektren

Die Temperaturfluktuationen wurden mit einem Thermoelement 75  $\mu\text{m}$  (TC75, Typ E, Chromel/Konstanten) erfasst (vgl. Kapitel 3.2). Die mittleren Spektren sind für alle Stabilitätsklassen gut ausgeprägt. Insbesondere zeigen sich deutlichere Unterschiede zwischen den Klassen. Die *Peak*-Frequenzen sind von labil über neutral bis stabil zunehmend zu den tieferen Frequenzen hin verschoben (0.043, 0.028 und 0.008). Das Referenzspektrum zeigt maximale Spektraldichten bei  $n = 0.063$ . Auf der Längenskala ausgedrückt sind dies 52 m, 78 m und 264 m (Kaimal et al., 1972: 35 m).

Im *inertial subrange* fallen die spektralen Dichten nicht proportional zu  $n^{-2/3}$  ab, vielmehr zeigt sich ein stärkerer Abfall. Zum Vergleich ist in Abb. 4.9 die Proportionalität zu  $n^{-5/3}$  eingezeichnet. Diese Proportionalität ist beim TC75 aufgrund der Signaldämpfung zu erwarten (vgl. A1). In Abb. A1.3 ist dies denn auch gut erkennbar. Der Grund für den zwischen den beiden Proportionalitäten liegenden Abfall der spektralen Dichten auf der Nenzlinger Weide dürfte wiederum auf zusätzliche Produktion von Turbulenz in diesem Bereich durch den heterogenen Bestand im Umfeld des Messpunktes hinweisen. *Aliasing*, als alternative Erklärung der zusätzlichen Varianz, wird beim TC75 durch die technisch bedingte Dämpfung des Messsignals unterdrückt.

Am tieffrequenten Ende liegen die mittleren spektralen Energiedichten, wie auch bei den Windkomponenten, deutlich über denjenigen des Referenzspektrums. Wie die Betrachtung der Standardabweichungen in Abb. 4.9 zeigt, sind die Unterschiede zwischen den Einzelspektren auch grösser. McNaughton und Laubach (2000) sehen darin einerseits das Resultat erhöhter Windfluktuationen im tieffrequenten Bereich, welche auf Prozesse ausserhalb der *surface layer* zurückzuführen sind (Topographieinflüsse oder grossräumige konvektive Bewegungen). Diese Windfluktuationen führen zu „advektierter Varianz“. Andererseits sei das Bild im niederfrequenten Bereich des Spektrums durch die ungleichmässige Verteilung von Quellen und Senken für Skalare im Umfeld des Messpunktes geprägt. Für die Nenzlinger Weide dürfte eine ungleiche Verteilung gegeben sein.

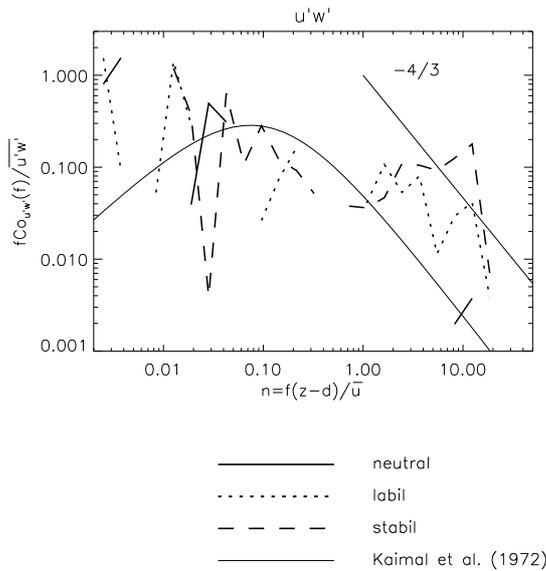
Die auffallend abweichende Lage des Punktes maximaler Energiedichte bei den mittleren stabilen Spektren dürfte auf den nachlassenden Einfluss turbulenter Strukturen zugunsten von Wellenbewegungen zurückzuführen sein. Die dominante Wellenlänge von 264 m entspricht auf der Zeitskala einem Ereignis alle 7 min.

#### 4.6.3 Kospektren

In Abb. 4.10 sind die Kospektren für  $u'w'$  dargestellt. Abb. 4.11 zeigt die Kospektren für  $w'\theta'$  mit rotierter Vertikalwindkomponente und ohne Rotation. Zusätzlich wurde hier auch die durch die räumliche Separation der Messgeräte bedingte Phasenverschiebung zwischen den beiden Signalen berücksichtigt. In beiden Abbildungen ist die Proportionalität zu  $n^{-4/3}$  eingezeichnet, in Abb. 4.11 auch die Proportionalität zu  $n^{-7/3}$ . Wie die Untersuchungen im Anhang 1 zeigen, folgen letzterer die Kospektren im *inertial subrange* aufgrund der Dämpfung des Thermoelement-Signals.

Mittlere Kospektren von  $u'w'$  sind nicht ausgeprägt. Die fehlenden Frequenzen weisen negative Werte auf und sind daher in Abb. 4.10 nicht sichtbar. Einzelne negative Werte sind Ausdruck von Störungen im entsprechenden Frequenz- bzw. Wellenlängenbereich. Diese können messtechnischer Natur sein oder auf das Messumfeld zurückgeführt werden. McNaughton und Laubach (2000) zeigen, dass der Impulsfluss zum Grund in Stärke und Richtung irregulär ist, wenn die *surface layer* durch unregelmässige grösserskalige Bewegungen beeinflusst ist. Der Impulsfluss ist dann die Summe einer stetigen Komponente, verbunden mit dem mittleren Wind, und einer zufälligen Komponente, verursacht durch die Störungen. Die stetige Komponente gibt dem Kospektrum die Form der Kansas-Spektren während die zufälligen Komponenten zu erratischen Beiträgen in beliebige Richtungen führen. In ihren gemittelten Kospektren gleichen sich diese Irregularitäten allerdings zum grossen Teil aus, woraus McNaughton und Laubach schliessen, dass die Störungen zwar zu einer Erhöhung der Variabilität im Impulsfluss führen, diese aber auf den mittleren Impulsfluss keine Auswirkung hat. Im vorliegenden Fall prägt sich kein mittleres Kospektrum aus. Demnach ist auch der mittlere Impulsfluss durch die Topographie und die Umgebungsrauigkeit nachhaltig beeinflusst.

Die mittleren Kospektren von  $w'\theta'$  in Abb. 4.11 sind, sofern die Vertikalwindkomponente



**Abb. 4.10:** Wie Abb. 4.9, aber für Kospektren von  $u'w'$ .

unrotiert verwendet wird, deutlich ausgeprägt. Wird  $w'$  vorgängig in die Strömungsnormale rotiert, zeigt sich nur für die labilen Bedingungen ein einigermaßen kontinuierliches Kospektrum.

Dies führt zur Frage nach der Richtung des Flusses fühlbarer Wärme in komplexem Gelände. Übereinstimmend wird diese für geneigte Standorte von verschiedenen Autoren in der Richtung des Geopotentials vermutet (z.B. Wilczak et al., 2001). Die vorliegenden Kospektren stützen diese Vermutung: Die Fluktuationen der potentiellen Temperatur und der Vertikalwindkomponente normal zur Strömung weisen keine systematischen Zusammenhänge auf.

Allerdings könnte die schlechte Ausprägung der Kospektren in Abb. 4.11A auch einfach Ausdruck dafür sein, dass durch die unterschiedliche Behandlung der beiden Zeitreihen die Phasen nicht mehr übereinstimmen und die kospektralen Energiedichten somit stark beeinträchtigt sind.

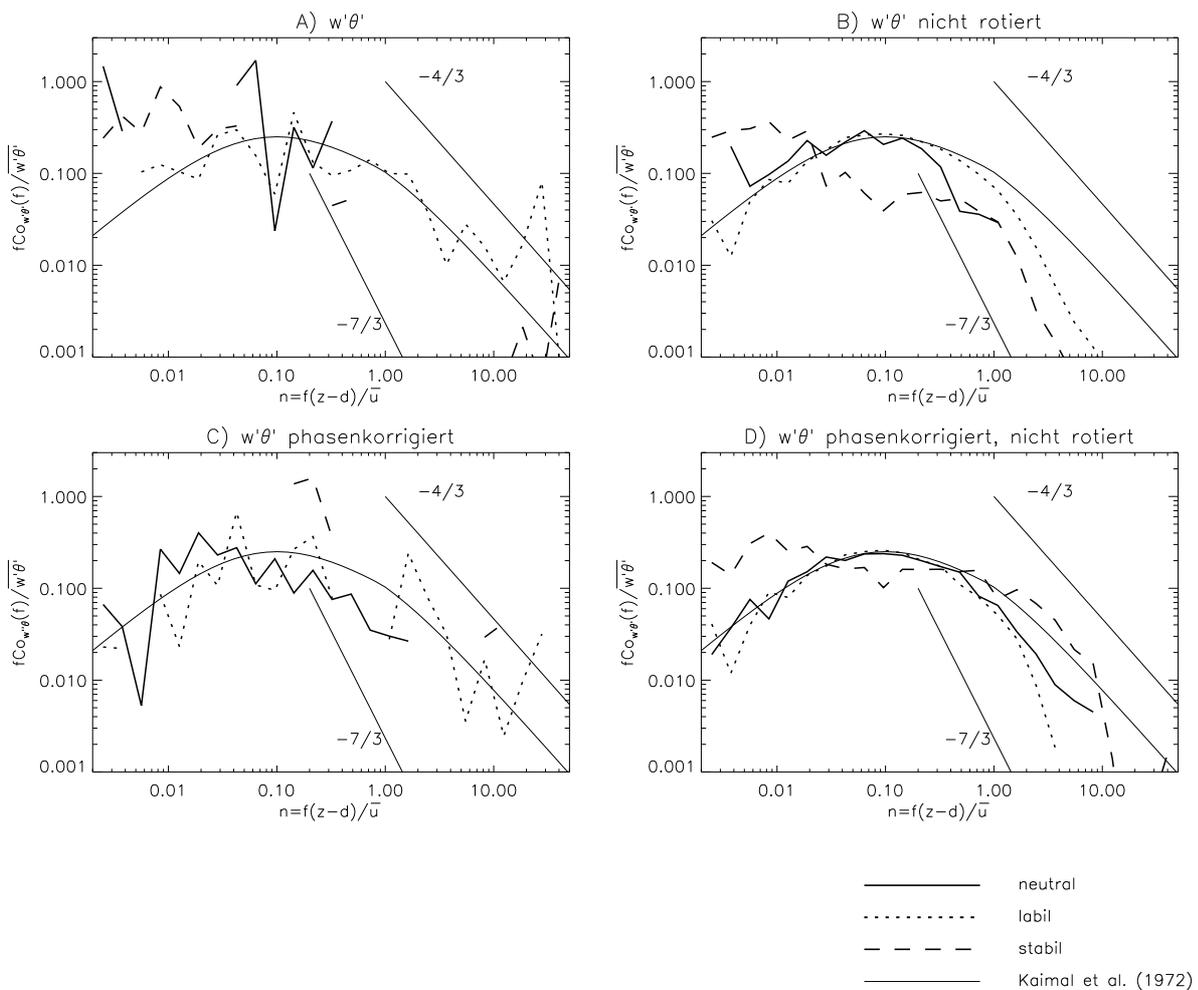
Die Korrektur der Phasenverschiebung führt unter neutralen und stabilen Bedingungen nochmals zu einer besseren Ähnlichkeit mit dem Referenzspektrum. Die Frequenzen grösster kospektraler Dichten liegen in Abb. 4.11D unter labilen und neutralen Bedingungen bei  $n \approx 0.096$  und unter stabilen Verhältnissen bei  $n \approx 0.008$ . Auf der Längenskala entspricht dies 23 m und 264 m. Die Werte für das Kaimal-Kospektrum betragen  $n \approx 0.1$  und 22 m. Der

Abfall der kospektralen Dichten im *inertial subrange* liegt, wie bei den Spektren der Einzelkomponenten auch, zwischen der Proportionalität aufgrund der Kolmogorov-These und  $n^{-7/3}$ , der Proportionalität, welche aufgrund der Dämpfung des TC75-Signals zu erwarten ist. Für die Begründung dieses Verhaltens kann auf die Diskussion der Spektren von  $w'$  und  $\theta'$  verwiesen werden.

Unter stabilen Bedingungen ist der Verlauf der kospektralen Dichten von grösserer Zufälligkeit geprägt. Auch Feigenwinter (2000) findet unter diesen Verhältnissen die meisten negativen Werte und die grösste Streuung. Allerdings ist die Frequenz grösster Energiedichten in seinen Kospektren erhöht, währenddem sie in der vorliegenden Untersuchung stark Richtung tiefer Frequenzen verschoben ist. Dies kann durch die Adoption der Beschreibung der turbulenten Wärme-flüsse in der Mischungsschicht durch Kaimal et al. (1976) erklärt werden: Die vertikalen turbulenten Wärme-flüsse werden unter stabilen Bedingungen klein, wechseln die Vorzeichen und sind in ihrer Summe nur kleine Differenzen zwischen grösserskaligen Aufwärts- und Abwärts-transporten in verschiedenen Frequenzbanden. Das Resultat ist ein Kospektrum ohne gut definierte Form.

Die wenigen publizierten Kospektren für komplexes Gelände lassen bis heute keine generellen Aussagen zu. Somit muss auch die vorangegangene Diskussion bruchstückhaft bleiben. Manche Interpretationsschwierigkeiten bleiben bestehen, Erklärungen können nicht über das Stadium von Mutmassungen hinausgeführt werden. Dies gilt umso mehr, als das Messumfeld sehr heterogen ist und zudem in komplexer Topographie liegt. Zusammenfassend kann die *surface layer* am Messstandort Nenzlinger Weide aufgrund der Diskussion der (Ko)spektren wie folgt charakterisiert werden:

- Die Produktion und Dissipation von turbulenter kinetischer Energie ist überwiegend nicht in lokalem Gleichgewicht. Advective Komponenten treten dazu
- *Inner* und *outer layer* sind nicht konstant ausgeprägt.
- Rauigkeitsänderungen im Umfeld des Messpunktes beeinflussen sowohl die tiefen als auch die hochfrequenten turbulenten Strukturen.



**Abb. 4.11:** Wie Abb. 4.9, aber für Kospektren von  $w'\theta'$ .

- Die ungleichmässige Verteilung der Quellen und Senken von Skalaren beeinflusst die tieffrequenten turbulenten Bewegungen.
- Die Inhomogenitätseinflüsse sind unabhängig von der Anströmrichtung.
- Windfluktuationen im tieffrequenten Bereich aufgrund überlagerter Konvektion oder verursacht durch die Topographie (z.B. Leewellen) beeinflussen die tieffrequenten turbulenten Strukturen.
- Der Einfluss der Topographie auf die Turbulenz ist im Vergleich zum Einfluss der stark inhomogenen Umgebung klein.

In Bezug auf die turbulenten Flüsse von Impuls und Wärme kann festgestellt werden, dass die gewählte Mittelungsperiode von 30 min ausreichend ist, um das gesamte Spektrum turbulenter Bewegungen auf der Nenzlinger Weide zu erfassen. Quantitative Aussagen zur Güte der Flussmessungen sind durch die vorangegangenen Betrachtungen nicht möglich. Die Analyse

der Kospektren stützt aber die qualitative Feststellung verschiedener Autoren (vgl. z.B. Kaimal und Finnigan, 1994), dass der Wärmefluss in komplexem Gelände im Vergleich zum Impulsfluss weniger stark gestört ist.

## 5 Resultate Messmethoden

In diesem Kapitel werden die angewandten Methoden zur Bestimmung der Wärmeflüsse unter den gegebenen Rahmenbedingungen diskutiert. Voraussetzungen, Anwendbarkeit und Korrekturmodelle für die einzelnen Methoden werden geprüft, sowie die Ergebnisse untereinander verglichen.

### 5.1 Eddy-Kovarianzmethode

Wie bereits in Kapitel 2.2.1 erwähnt, sind, im Gegensatz zur Einfachheit der zugrundeliegenden Theorie, die Ansprüche an das Messinstrumentarium bei dieser Methode recht hoch. Beim Schritt in nicht ideales Gelände treten zudem neue Fragen theoretischer Natur hinzu. Die zu klärenden Punkte lassen sich gruppieren in

messtechnische Fragen,

- Präzision und Reproduzierbarkeit der Messungen (u.a. Kalibrierung),
- Abtastrate,
- präzise Installation der Messgeräte,
- Räumliche Trennung von Temperaturvarianzmessung und Messung der Windgeschwindigkeitsfluktuationen (Phasenverschiebungen in den Signalen)
- Dämpfungsverluste,

und in Fragen, welche sich aus den Bedingungen der theoretischen Herleitung und des nicht idealen Messgeländes ergeben:

- Webb-Pearman-Leuning-Korrektur,
- Stationarität der Datenreihen,
- Homogenität des Umfeldes, sowie
- Bestimmung der Nullpunktverschiebung  $d$ ,
- Bestimmung des Stabilitätsindex  $\zeta$  und
- Richtung der Flüsse.

Messtechnische Fragen und theoretische Probleme, die sich auch in homogenem Gelände stellen, sind bereits andernorts in umfangreichen Untersuchungen diskutiert worden (Wilczak et al., 2001, Paw U, 2000, Foken und Wichura, 1996, Vogt, 1995, Eugster, 1994, Lee und Black, 1994, VDI, 1991, Moore, 1986, Verma, 1985, Brutsaert, 1982, Webb et al., 1980). Die Bestimmung von  $d$  und Untersuchungen zur Stabilität wurden bereits in früheren Kapiteln dieser Arbeit vorgenommen (4.3 und 4.4).

Mit den folgenden Detailbetrachtungen wird versucht, die restlichen standortspezifischen Fragen zu klären.

#### 5.1.1 Phasenverschiebung

Wie in Anhang 1 gezeigt, führt die räumliche Separation von Temperatur- und Windgeschwindigkeitssensor zu Verlusten bei den Kovarianzmessungen. Die Bestimmung des Verlustes ist aufgrund der angewandten Datenerfassung (vgl. Kapitel 3.2) nicht durchgängig mit Kreuzkorrelationsbetrachtungen auf Halbstundenbasis möglich. Auf Basis der zur Verfügung stehenden Rohdatenreihen (vgl. wiederum Kapitel 3.2) kann aber versucht werden, die Phasenverschiebungen in Abhängigkeit von atmosphärischer Stabilität und Orientierung des Messsystems relativ zur Windrichtung zu parametrisieren und die Verluste zu modellieren.

Die Auswertung ergibt kein klares Bild. Es treten sehr wohl Phasenverschiebungen zwischen den Signalen von Vertikalwind- und Temperaturfluktuationen auf, diese sind aber nicht eindeutig auf eine Ursache zurückzuführen. Am aussagekräftigsten ist die Zuordnung der Phasenverschiebungen zur Windrichtung, wie sie in Tab. 5.1 wiedergegeben ist. Die Werte entsprechen derjenigen Phasenverschiebung, welche in Windrichtungsklassen von 10 Grad Breite mit der grössten Häufigkeit auftritt. Innerhalb der Klassen sind gewisse Tendenzen sichtbar, so z.B. eine Häufung positiver Phasenverschiebungen unter stabilen Bedingungen.

**Tab. 5.1:** Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Windrichtung [Grad]. Erläuterungen siehe Text.

0-70,	70-110	110-280	280-320,	320-360,
-3	0	-1	-2	-3

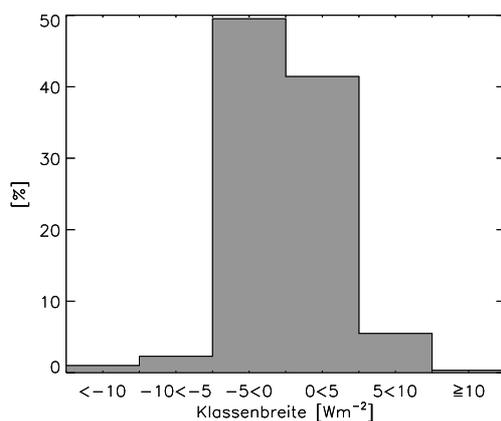
In Tab. 5.1 fällt auf, dass keine Windrichtungs-kategorie ein Maximum im Bereich positiver Phasenverschiebungen aufweist. Dies dürfte eigentlich aufgrund der Befestigung des Temperaturfühlers an der Nordstrebe des Sonics für südliche Anströmrichtungen erwartet werden. Für östliche und westliche Anströmrichtungen wären gleichermassen keine Phasenverschiebungen zu erwarten. Während dies für Windrichtungen um Ost eintritt, weisen die Westwindlagen überwiegend leicht negative Werte auf. Die Gründe für das beobachtete Muster sind unklar und können allenfalls in der hang-

spezifischen Turbulenzstruktur vermutet werden.

Wie wirken sich die Phasenverschiebungen nun auf den Betrag des fühlbaren Wärmeflusses aus? Dazu wurden für alle 1224 Zeitreihen Kreuzkovarianzberechnungen durchgeführt und die jeweiligen Maxima mit den Kovarianzen der nicht verschobenen Reihen verglichen. Das Resultat in Abb. 5.1 überrascht. 98.7 % der absoluten Differenzen sind  $\leq 10 \text{ Wm}^{-2}$ . Relativ betrachtet betragen die Differenzen bei absoluten Flüssen von  $>10 \text{ Wm}^{-2}$  im Mittel 4.4 %. Dies bei einer Standardabweichung von 0.4 %. Vergleicht man den Verlauf der Kreuzkorrelationskoeffizienten mit demjenigen in Anhang 1 (Abb. A1.5) zeigt sich auf der Nenzlinger Weihe ein deutlich flacherer Verlauf. Werden die Zeitreihen von Vertikalwind und Temperatur gegeneinander verschoben, hat dies auf die Kovarianzen somit einen geringeren Einfluss.

Die betrachteten Zeitreihen dürfen für den Untersuchungszeitraum als repräsentativ gelten. Insbesondere wurden die Zeitreihen vorwiegend tagsüber aufgezeichnet, wo die Flüsse fühlbarer Wärme maximal sind und somit auch die grössten absoluten Differenzen auftreten würden.

Die Phasenverschiebung durch die räumliche Separation von Temperatur- und Windschwindigkeitssensor führt somit zu geringen



**Abb. 5.1:** Prozentuale Häufigkeitsverteilung der Differenzen zwischen phasenkorrigierten und unverändert bestimmten Wärmeflüssen. Die Differenzen sind negativ bei Wärmeflüssen zur Oberfläche hin und positiv bei Flüssen von der Oberfläche weg. Die Datengrundlage umfasst 1224 Halbstunden-Zeitreihen. Erläuterungen siehe Text.

absoluten und relativen Verlusten bei den Kovarianzmessungen. Auf eine Korrektur der Verluste kann in Anbetracht der Grössenordnung somit verzichtet werden.

### 5.1.2 Stationarität

Eine weitere wichtige Voraussetzung zur Anwendung der Eddy-Kovarianzmethode stellt die Stationarität der Daten dar. D.h. die statistischen Eigenschaften der Variablen müssen unabhängig von der Zeit sein (vgl. Kapitel 2). Um einen Einblick in die Verhältnisse am Untersuchungsstandort zu gewinnen, kann wiederum auf die Rohdatenreihen zurückgegriffen werden.

Ein einfacher Stationaritätstest stellt der Vergleich der Kovarianzen für unterschiedlich lange Zeitperioden dar. Foken und Wichura (1996) vergleichen die Kovarianzen aus Halbstundenreihen mit dem Mittelwert der Kovarianzen von 5 min-Fenstern aus denselben Halbstundenreihen. Erreicht der 5 min-Wert mindestens 70 % des 30 min-Wertes, so wird die Messreihe als stationär betrachtet. Tab. 5.2 zeigt die Ergebnisse für das vorliegende Datenkollektiv.

Werden die Zeitreihen ohne weitere Behandlung analysiert, können 50 % aller Messreihen als stationär betrachtet werden. Werden sukzessive jene Reihen weggelassen, bei denen die Flüsse fühlbarer Wärme 10, 30 bzw.  $50 \text{ Wm}^{-2}$  nicht erreichen, verbessert sich das Resultat bis auf 74 %.

**Tab. 5.2:** Vergleich der Kovarianzen von Vertikalwind- und Temperaturfluktuationen bei der Bestimmung über Zeitperioden von 5 und 30 min. Für die Analyse wurden 1224 Halbstundenzeitreihen berücksichtigt. Angegeben sind Prozentwerte der jeweiligen Wärmeflussklasse, für welche die Abweichungen der mittleren 5 min-Kovarianzen von den Halbstundenkovarianzen  $\leq 30$  % sind. Die Analyse mit trendbereinigten Zeitreihen ist mit *trend* gekennzeichnet. Erläuterungen siehe Text.

Fluss  [ $\text{Wm}^{-2}$ ]	$>10$	$>30$	$>50$	alle Werte
5 min <i>trend</i>	81	85	88	70
5 min	61	69	74	52

Die Gründe hierfür sind naheliegend und werden durch die Betrachtung der Differenzen der Kovarianzen in Bezug zu Stabilität und Windgeschwindigkeit klar: Generell grosse Unterschiede treten bei neutraler bzw. schwach stabiler Schichtung und geringen Windgeschwindigkeiten ( $<1 \text{ ms}^{-1}$ ) auf. Die Turbulenz ist unter diesen Bedingungen nur schwach ausgeprägt und intermittierend und führt zu einem geringen vertikalen Austausch. Stationarität bei den Turbulenzgrössen ist in diesen Fällen also nicht gegeben.

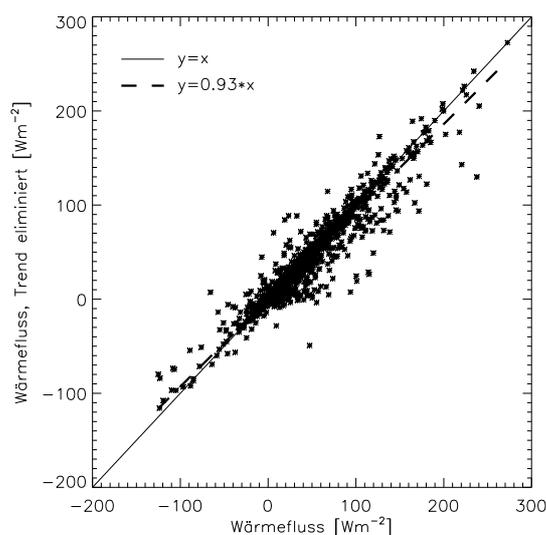
Instationarität in den Messreihen ist oftmals auch das Resultat räumlicher Inhomogenitäten des Messumfeldes. Dieser Umstand kann durch die Taylor-Hypothese erklärt werden (siehe z.B. Panofsky und Dutton, 1984), welche unter inhomogenen Bedingungen nicht mehr erfüllt ist. Die Betrachtung der Kovarianzdifferenzen in Abhängigkeit von der Anströmrichtung zeigt keinen signifikanten Zusammenhang. Die Inhomogenitäten des Messumfeldes wirken sich demnach für alle Windrichtungen ähnlich aus.

Mesoskalige Einflüsse oder Änderungen der gemessenen Komponenten mit dem Tagesgang beeinflussen ebenfalls die Stationarität von Messreihen. Diese Einflüsse lassen sich durch Elimination des linearen Trends von den Originaldaten vermindern, was in Tab. 5.2 zu einer Halbierung der instationären Fälle führt (ohne Spalte „alle Werte“). Ohne Trendeliminierung leistet bei einer Kovarianzberechnung auch das Produkt der beiden Trends einen (positiven

oder negativen) Beitrag an die Kovarianz. Inwieweit diese Kovarianzanteile einem wahren vertikalen Fluss entsprechen bleibt offen (Kaimal und Finnigan, 1994).

Bei der routinemässigen Datenerhebung auf der Nenzlinger Weide wurde der Trend in den Zeitreihen nicht vorgängig zur Kovarianzbildung eliminiert. Welche Folgen für den vertikalen Wärmefluss ergeben sich nun aus dieser zusätzlichen Instationarität? Abb. 5.2 weist im Einzelfall maximale Abweichungen von bis zu  $100 \text{ Wm}^{-2}$  auf. Über alle 1224 Werte sind mit einem Korrelationskoeffizienten  $r$  von 0.95 aber 91 % der gemeinsamen Varianz erklärt. Die Regressionsgerade zeigt mit der Trendeliminierung im Mittel leicht kleiner werdende Flüsse. Bei der Betrachtung der Energieflüsse auf Halbstundenbasis ist also mit grösseren Abweichungen zu rechnen, Tagessummen werden hingegen keine bedeutenden Unterschiede aufweisen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass Instationarität der Messreihen, bedingt durch mesoskalige Einflüsse oder Änderungen der gemessenen Komponenten mit dem Tagesgang, für Betrachtungen des Energiehaushaltes über einen längeren Zeitraum vernachlässigbar ist. Ein weiterer Teil der instationären Messreihen beschränkt sich auf Situationen mit geringem vertikalen turbulenten Austausch und spielt für die Summen der Energieflüsse somit eine untergeordnete Rolle. Für die übrigen Fälle, in denen sich in der Instationarität der Messreihen u.a. die Inhomogenitäten des Messumfeldes abbilden, sind die Auswirkungen auf die turbulenten Flüsse fühlbarer Wärme nicht abschätzbar.



**Abb. 5.2:** Flüsse fühlbarer Energie mit und ohne Trendeliminierung für alle Rohdatenreihen (1224 Werte). Erläuterungen siehe Text.

## 5.2 Temperaturvarianzmethode

Damit die Temperaturvarianz-Methode zur Bestimmung der Wärmeflüsse angewandt werden kann, müssen die MO-Ähnlichkeitsbeziehungen am Messstandort gültig sein. Dass auf der Nenzlinger Weide diese Voraussetzung in groben Zügen gegeben ist, im Detail aber doch Abweichungen feststellbar sind, wurde in Kapitel 4.5 gezeigt.

Auch bei der Eddy-Kovarianzmethode werden die vom Thermoelement gemessenen Temperaturfluktuationen verwendet. Zwischen den Resultaten der beiden Methoden ist demnach eine gewisse Übereinstimmung zu erwarten. Dies umso mehr, als auch der Stabilitätsindex

mit den Flussmessungen des Eddy-Kovarianzsystems bestimmt wird. Der Vergleich aller Halbstundenwerte zeigt denn auch eine recht gute Korrelation mit einem Bestimmtheitsmass von 0.74. Werden die Werte nach der Stabilität aufgliedert, ergibt sich für die neutralen und stabilen Situationen eine starke Verschlechterung, während unter labilen Verhältnissen die erklärte Varianz beinahe unverändert bleibt (siehe Tab. 5.3).

**Tab. 5.3:** Korrelation zwischen den mit der Eddy-Kovarianz- und der Temperaturvarianzmethode bestimmten Flüsse fühlbarer Wärme. Erläuterungen siehe Text.

	Anzahl Werte	erklärte Varianz
alle Werte	38517	73.8%
labil	19913	72.4%
neutral und stabil	18604	31.4%

Die starke Verschlechterung der Korrelation unter stabilen Bedingungen dürfte auf den nur noch schwachen und intermittierenden turbulenten Impulsfluss zurückzuführen sein, welcher als einzige Variable in die Berechnungen mit Gleichung 2.33 eingeht.

Die Betrachtung der Tagessummen zeigt schliesslich für die Temperaturvarianzmethode häufig höhere Werte (vgl. Abb. 5.5).

### 5.3 Bowen-Verhältnis-Methode

Mit der Bowen-Verhältnis-Methode steht ein alternativer Zugang zur Wärmeflussbestimmung zur Verfügung (vgl. Kapitel 2.2.6). Fritschen und Qian (1990) bezeichnen diese als die geeignete Methode für geneigtes Gelände, da sie relativ unsensibel gegenüber den mikrometeorologischen Anforderungen ist. Sie weisen zudem darauf hin, dass sich hier die Frage nach lotrechter oder hangparalleler Montage der Messinstrumente nicht stellt: zwar ändert sich die Grösse der Gradienten, nicht aber deren Verhältnis.

Von zentraler Bedeutung für die Anwendbarkeit der Bowen-Verhältnis-Methode ist das Verhältnis der turbulenten Austauschkoeffizienten  $K_h/K_q$ . Dieses ist Gegenstand vielfältiger Untersuchungen (Laubach et al., 2000, De Bruin et al., 1999, McNaughton und Laubach, 1998, Lang et al., 1983). Ein Verhältnis von eins ist gleichbedeutend mit der perfekten Kor-

relation der Temperatur- und Feuchtefluktuationen. Da die spezifische Luftfeuchte auf der Nenzlinger Weide nicht hochaufgelöst erfasst wurde, kann das Verhältnis der Austauschkoeffizienten auf diese Weise nicht überprüft werden.

Damit die Austauschkoeffizienten gleich gross sind, müssen die Quellen der Skalare dieselben sein. Ist dies gegeben, wirken sich rein turbulente Mechanismen auf den Transport beider Skalare immer gleich aus. Dies gilt gleichermaßen für den turbulenten Transport über homogenen Flächen wie auch über komplexem Gelände (McNaughton und Laubach, 1998). Beispiele, in denen die Skalare unterschiedlichen Quellen entstammen, sind die Mischungsschicht einer konvektiven Grenzschicht, in der die Skalare der *surface layer* und der *entrainment layer* gemischt werden, oder auch die Bestandesschicht. Weiterhin ist unter advektiven Bedingungen, wenn sich die Quellen der skalaren Flüsse in der Horizontalen unterscheiden, mit ungleichen Austauschkoeffizienten zu rechnen. Generell ist also mit unterschiedlichen turbulenten Austauschkoeffizienten zu rechnen, wenn nicht-lokal verursachte Flüsse die gleiche Grössenordnung erreichen wie die durch Oberflächenerwärmung und -verdunstung am Beobachtungsort erzeugten lokalen turbulenten Flüsse.

McNaughton und Laubach (1998) berechneten den relativen Fehler in Bezug zur verfügbaren Energie unter Bedingungen, bei denen  $K_h \neq K_q$  ist. Dieser liegt bei instabilen und neutralen Verhältnissen im Bereich weniger Prozente und ist nur bei sehr stabiler Schichtung bedeutsam. Auch De Bruin et al. (1999) stellen fest, dass die praktische Berechnung der Oberflächen-Energieflüsse mit der Bowen-Verhältnis-Methode unter Annahme von  $K_h = K_q$  nur geringe Fehler zur Folge hat. In der vorliegenden Untersuchung wird daher  $K_h/K_q = 1$  gesetzt.

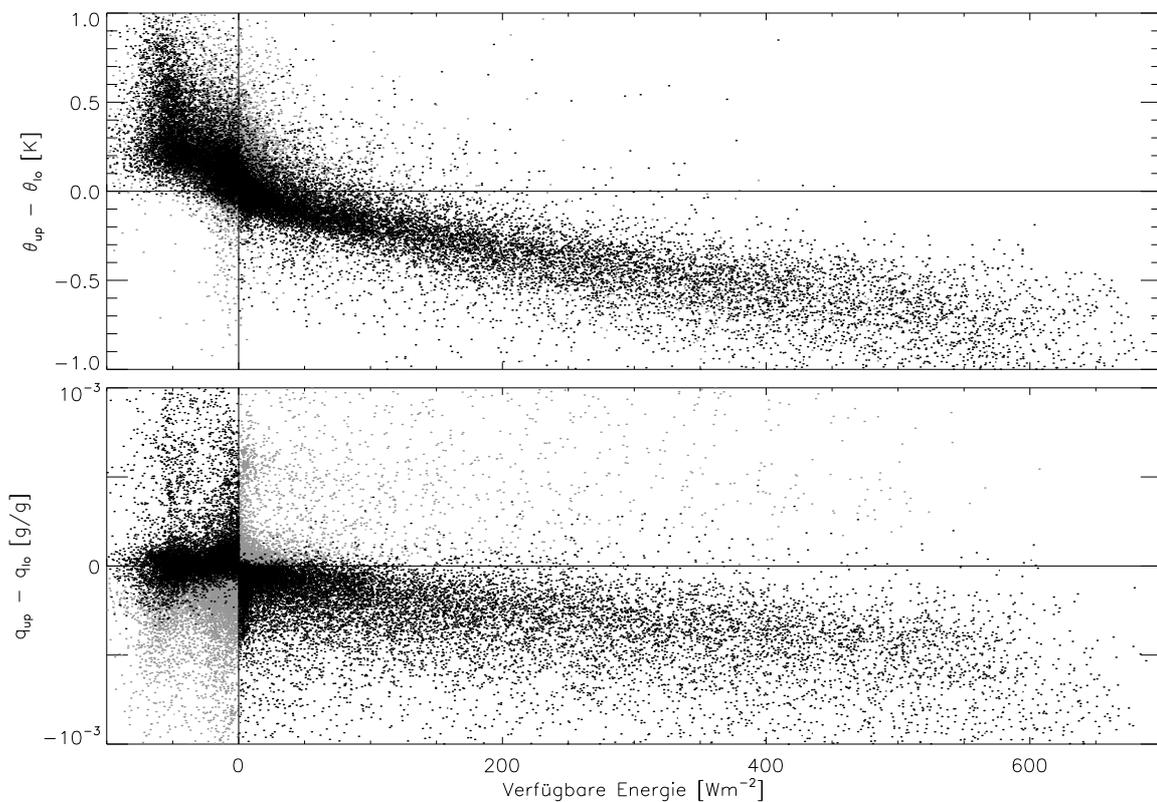
Ohmura (1982) diskutiert weitere, mit der Bowen-Verhältnis-Methode verbundene Fragen. Er gibt Kriterien an, welche für sinnvolle Resultate erfüllt sein müssen. Diese gründen auf der Erfüllung der Fluss-Gradient-Beziehungen und auf numerischen Betrachtungen. Die Anwendung dieser Ausschlusskriterien führt v.a. in den Tagrandstunden und nachts sowie in der kalten Jahreszeit zu vielen Lücken in den Datenreihen. Für Abb. 5.5. wurden die Lücken durch die Werte der Eddy-

Kovarianzmessungen ersetzt. Nebst diesen, anhand objektiver Kriterien klar erkennbaren Problemwerten sind mit ganzjährigen Psychrometernmessungen einige weitere Probleme verknüpft, auf die hier aber nicht näher eingegangen werden soll (z.B. Eisbildung an den Feuchtfühlern im Winter).

Die Bowen-Verhältnis-Methode ergibt, sofern die Ohmura-Kriterien erfüllt sind, immer auf den ersten Blick sinnvolle Werte für den vertikalen fühlbaren und latenten Wärmestrom. Dies unabhängig davon, ob am Messstandort die zugrunde liegende Theorie Gültigkeit hat oder nicht. Die Betrachtung der Differenzen von potentieller Temperatur und Luftfeuchte in Bezug zur verfügbaren Energie in Abb. 5.3 gibt einen qualitativen Eindruck zur Gültigkeit der Fluss-Gradient-Beziehungen auf der Nenzlinger Weide. Sowohl die Temperatur- wie auch die Feuchtedifferenzen streuen bei negativer verfügbarer Energie, also nachtsüber, stark. Hier sind keine Fluss-Gradient-Beziehungen ausgeprägt, allenfalls die Temperaturdifferenzen weisen eine schwache Korrelation mit der verfügbaren Energie auf. Bei positiver verfüg-

barer Energie sind die Temperaturdifferenzen klar von deren Betrag abhängig. Je mehr Energie zur Verfügung steht, desto grösser werden auch die Differenzen. Bei den Feuchtedifferenzen gilt diese Aussage nur eingeschränkt. Sie weisen einen grösseren Streubereich auf und die Beziehung verläuft flacher.

Interessant ist die unterschiedliche Auswirkung der Datenfilterung anhand der Ohmura-Kriterien auf die Feuchte- und Temperaturdifferenzen. Trotz positiver verfügbarer Energie sind positive Temperaturdifferenzen möglich, ohne dass der Wärmefluss gegen den Gradienten läuft. Für den negativen Fall gilt dasselbe. Rein formal ist hier also die Möglichkeit gegeben, dass für die Verdunstung zusätzlich Energie aus dem Wärmefluss bezogen wird, bzw. durch Kondensation ein Wärmestrom in die *surface layer* aufrecht erhalten wird, obwohl die Oberfläche durch Ausstrahlung und Bodenwärmestrom Energie verliert. Ob die vorliegenden Daten solche Situationen widerspiegeln oder vielmehr auf advective Transporte von Feuchte und Wärme zurückzuführen sind kann nicht beurteilt werden.



**Abb. 5.3:** Differenzen der potentiellen Temperaturen und der spezifischen Feuchten in Abhängigkeit von der verfügbaren Energie. Dargestellt sind die Differenzen zwischen den Messniveaus 4.9 und 0.9 m. Grau eingezeichnet sind alle Werte der Messperiode, schwarz diejenigen Werte, welche nach Anwendung der Ohmura-Kriterien übrig bleiben. Erläuterungen siehe Text.

Abb. 5.3 lässt somit die Aussage zu, dass die theoretischen Grundlagen der Bowen-Verhältnis-Methode auf der Nenzlinger Weide tagsüber grundsätzlich erfüllt sind, die Beträge der Flüsse von latenter und sensibler Wärme aber aufgrund der grossen Streuung der Fluss-Gradient-Beziehungen mit grösseren Unsicherheiten behaftet sind. Die mit der Bowen-Verhältnis-Methode bestimmten Tagessummen des sensiblen Wärmeflusses für die gesamte Messperiode sind in Abb. 5.5 dargestellt. Die ausgeschlossenen Werte wurden dabei durch Eddy-Kovarianzmessungen ersetzt (14280 Werte von insgesamt 40656).

## 5.4 Richtung der Flüsse und Advektion

An mehreren Stellen in dieser Arbeit wurde die Frage nach der Richtung der Energie- und Impulsflüsse bereits angesprochen (Kapitel 2.4, 4.4, 4.6.3). Desgleichen zeigte sich bei verschiedenen Detailbetrachtungen, dass nicht-lokal produzierte Flussbeiträge existieren (Kapitel 4.1, 4.5, 4.6.1, 4.6.2, 4.6.3, 5.1.2). Im Folgenden werden die diesbezüglichen Resultate zusammengefasst.

### Richtung der Flüsse von Impuls und fühlbarer Wärme am Messstandort Nenzlinger Weide

Wie bereits in Kapitel 2.4 erwähnt, fallen über ebenem Gelände die Transportrichtungen von thermisch und mechanisch erzeugter Turbulenz in der Vertikalen zusammen. In geneigtem Gelände gilt dies für die thermische Turbulenz weiterhin, die mechanische Turbulenz weist aber eine Transportrichtung normal zu den Strömungslinien auf. Die „wahre“ Transportrichtung wird in Abhängigkeit von der Stabilität der Schichtung irgendwo dazwischen liegen und mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche ändern.

Die durchschnittlich doch eher geringen Windgeschwindigkeiten (vgl. Kapitel 4.1) lassen bereits die Vermutung zu, dass der turbulente Wärmetransport von der Oberfläche in die angrenzende Luftschicht häufig thermisch gesteuert ist und somit vertikal verläuft. Unterstützt wird diese Einschätzung durch die Analyse der Kospektren in Kapitel 4.6.3. Dort wird gezeigt, dass die Fluktuationen der potentiellen Temperatur und der Vertikalwindkomponente normal zur Strömung nur geringe systematische

Zusammenhänge aufweisen. Somit findet in dieser Richtung kein nennenswerter turbulenter Wärmetransport statt.

Für den Impulsfluss muss hingegen die Annahme getroffen werden, dass dieser normal zur Strömung verläuft, da ja auch der Windgradient in dieser Richtung verläuft. Somit ist die bevorzugte Richtung für den Impulstransport unter homogenen Bedingungen die Hangnormale, da die Luft nahe der Oberfläche parallel zum Hang strömt. Durch die inhomogene Umgebung auf der Nenzlinger Weide ist die Stärke und Richtung des Impulsflusses jedoch generell erheblich gestört, was sich z.B. in den Spektren und Kospektren der Windkomponenten zeigt.

Beide Richtungseinschätzungen werden durch die Stabilitätsbetrachtungen in Kapitel 4.4 unterstrichen. Die Qualität der Stabilitätswerte ist dann am Besten, wenn der Impulsfluss normal zur Strömung und der vertikale Wärmefluss verwendet werden.

Obige Erkenntnisse und die Untersuchungen weiterer Autoren (z.B. Wilczak et al., 2001) rechtfertigen daher die Wahl des Geopotentials als Richtung zur Bestimmung des Wärmeflusses für die Energiehaushaltsbetrachtungen in Kapitel 6.

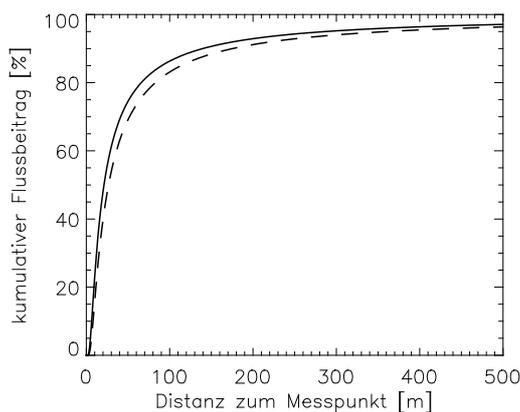
### Advektion

Mit advektiven Beiträgen zu Impuls-, Masse- und Energieflüssen muss an jedem Messort gerechnet werden. Die lokalen statistischen Eigenschaften und die statistischen Eigenschaften der Flüsse über einer grösseren Fläche sind unter natürlichen Bedingungen nie dieselben. Die von der Theorie geforderten homogenen und stationären Verhältnisse werden in unterschiedlichem Ausmass verfehlt; die Turbulenz ist nicht in lokalem Gleichgewicht und die Flüsse in der Grenzschicht sind nicht höhenkonstant. Advektive Flussbeiträge beschränken sich also nicht auf komplexe Standorte wie die Nenzlinger Weide.

Für die Hanglage spezifisch ist Konvergenz und Divergenz in den Stromlinienfeldern, welche zu lokaler Advektion führen kann (Baldocchi et al., 2000). Die Topographie beeinflusst aber auch die verfügbare Energie, die Eigenschaften des Bodens und der Vegetation sowie die Wasserverfügbarkeit und damit ändern sich die Oberflächenbedingungen. Dass auf der Nenzlinger Weide mechanisch und thermisch wirksame Inhomogenitäten vorhanden sind, zeigt bereits die Betrachtung des Windfeldes in Kapi-

tel 4.1, in dem festgestellt wird, dass am Messstandort von einem erheblich gestörten, inhomogenen Strömungsfeld ausgegangen werden muss. Dies wirkt sich hauptsächlich auf den Impulsfluss aus, in geringerem Ausmass auch auf den Wärmeaustausch (Kapitel 4.2 und 4.6.3). Die Untersuchung der Spektren der Windkomponenten zeigt dann, dass advektiver Transport nicht signifikant von der Anströmrichtung abhängig ist (Kapitel 4.6.1). In den Temperaturspektren, welche in Kapitel 4.6.2 gezeigt werden, ist nach McNaughton und Laubach (2000) der Einfluss von Prozessen ausserhalb der *surface layer* zu sehen (beispielsweise grossräumige konvektive Bewegungen), wie auch die ungleiche Verteilung der Quellen und Senken für Skalare im Umfeld der Messstation.

Fazit: Auf der Nenzlinger Weide findet der Austausch von Impuls, Masse und Energie von der Oberfläche in die atmosphärische Grenzschicht auch in Raumrichtungen statt, die von den bevorzugten Richtungen abweichen (Vertikale für thermisch induzierten Transport, Normale zu den Stromlinien für mechanisch induzierten Transport), und durch Prozesse mit Zeitperioden, die grösser als die gewählten 30 min-Intervalle sind. Die dadurch nicht erfassten Anteile können für die Nenzlinger Weide nicht angegeben werden, da zeitlich hochaufgelöste Feuchtemessungen fehlen und somit eine unabhängige Prüfung der Schliessung der Energiebilanz nicht möglich ist. Resultate anderer Untersuchungen zeigen aber (Fritsch, 1998,



**Abb. 5.4:** Kumulativer Flussbeitrag der Fläche zwischen Messstation und Distanz  $x$  in Anströmrichtung für die Windrichtungssektoren WSW-WNW (ausgezogen) und NNE-ENE (gestrichelt) für die Messhöhe  $z = 2.5$  m. Erläuterungen siehe Text.

Panin et al. 1996, Vogt 1995), dass diese Anteile leicht 10 bis 20 % des Flusses ausmachen können. Diese Unsicherheit geht somit auch in die Energiehaushaltsbetrachtungen in Kapitel 6 ein.

## 5.5 Quellgebiet der turbulenten Wärmeflüsse

Im Hinblick auf die folgende Diskussion des Energiehaushaltes in Kapitel 6 muss eine weitere Frage geklärt werden: Sind die vorliegenden Messungen repräsentativ für den Kalk-Trockenrasen der Nenzlinger Weide? Oder genauer: wo und wie weit erstreckt sich das Gebiet, von dem die gemessenen Flüsse am Messpunkt stammen? Eine Antwort darauf kann die Quellflächen-Theorie geben.

Mit *flux footprint* wird der relative Beitrag jeder Einheitsfläche im Luv eines Messpunktes zum dort gemessenen Vertikalfluss einer Grösse bezeichnet. Verschiedene Autoren haben Modelle zur Bestimmung des *flux footprint* vorgeschlagen und diese auf ihre Abhängigkeit von Messhöhe, Distanz zum Messpunkt, thermischer Schichtung und Oberflächenrauigkeit getestet (z.B. Horst, 1999, Horst und Weil, 1992, Leclerc und Thurtell, 1990, Schmid und Oke, 1990, Schuepp et al., 1990). Laubach (1996) beschreibt auf der Basis des Modells von Schuepp et al. (1990) den kumulativen Flussbeitrag des lateral unendlich weit ausgedehnten Quellflächenbereichs zwischen Messpunkt und Distanz  $x$  auf der windzugewandten Seite mit

$$\frac{F_B}{F_M} = \exp\left[-\frac{\bar{u}_m(z-d)}{u_* k x}\right]. \quad (5.1)$$

Dabei ist  $F_B$  der aus dem oben erwähnten Quellflächenbereich stammende Fluss,  $F_M$  der gemessene vertikale Fluss eines Skalars am Messpunkt und  $\bar{u}_m$  die mittlere horizontale Strömungsgeschwindigkeit der Luftschicht zwischen Nullpunkt des Windprofils und Messhöhe  $z$ . Die Distanz  $x$  zur Einheitsfläche, von welcher der grösste Beitrag zum gemessenen Fluss stammt, ist

$$x = \frac{\bar{u}_m(z-d)}{u_* 2k}. \quad (5.2)$$

Beide Beziehungen (Gl. 5.1 und 5.2) gelten nur unter neutralen Bedingungen für ideal homoge-

ne Flächen. Weiterentwicklungen der Modelle, so dass auch für komplexe Oberflächenstrukturen gesicherte Aussagen zu den Quellflächen der Flüsse getroffen werden können, sind im Gange. So diskutieren etwa Rannik et al. (2000) die *flux footprint*-Analyse für heterogene Waldflächen. Die nachfolgenden Feststellungen können also nicht mehr als eine erste Abschätzung zu den Quellgebieten der an der Station Nenzlinger Weide gemessenen Flüsse sein.

Die Punkte maximaler Flussbeiträge liegen für die Situationen mit westlicher Anströmung bei 7.5 m, für nordöstliche Strömungslagen bei 9 m. Dabei zeigt sich, dass die Flächen zwischen Messmast und den Punkten maximaler Flussbeiträge nur 14 bzw. 13 % zum vertikalen turbulenten Fluss am Messort beisteuern. Wichtiger als die Punkte maximaler Flussbeiträge sind daher die kumulativen Beiträge, wie sie aus Abb. 5.4 für die zwei Hauptwindrichtungsbereiche ersichtlich sind.

Rund 50 % der Flüsse tragen die Flächen bis zu einer Entfernung von rund 20 (Sektor West) bzw. 25 m (Sektor Nordost) vom Messmast bei. 90 % der Flüsse sind den Flächen bis zu einer Distanz von 140 bzw. 180 m zuzuordnen. Über eine Strecke von bis zu 290 bzw. 360 m erstrecken sich schliesslich die Quellgebiete von 95 % der gemessenen Flüsse. Die Unterschiede zwischen den Anströmrichtungen sind auf die mittleren Differenzen bei der Stabilität zurückzuführen (vgl. Kapitel 4.1). Horst und Weil (1992) zeigen, dass bei labiler Schichtung das Quellgebiet kleiner wird bzw. bei stabiler Schichtung expandiert. Ein Hinweis auf die Vertrauenswürdigkeit obiger Werte ist deren recht gute Übereinstimmung mit der Faustregel, wonach sich die Oberflächeneigenschaften über eine Distanz von rund 100 mal der Messhöhe  $z$  (*fetch*) im Luv einer mikrometeorologischen Messung nicht ändern sollten, damit diese als repräsentativ für die entsprechende Oberfläche gelten kann.

Das Vorfeld der Messstation auf der Nenzlinger Weide setzt sich in westlicher Richtung aus rund 80 m Halbtrockenrasen, einer im Schnitt 15 m hohen Baumreihe und anschliessenden weiteren rund 300 m Wiese und Ackerland zusammen. In nordöstlicher Richtung folgt nach 30 m Halbtrockenrasen ein Buchen-Mischwald mit einer durchschnittlichen Wuchshöhe von rund 12 m. Bei westlicher Anströmung repräsentieren die Flussmessungen demnach hauptsächlich die Verhältnisse des Halbtrockenrasens, bei nordöstlichen Winden sind die Fluss-

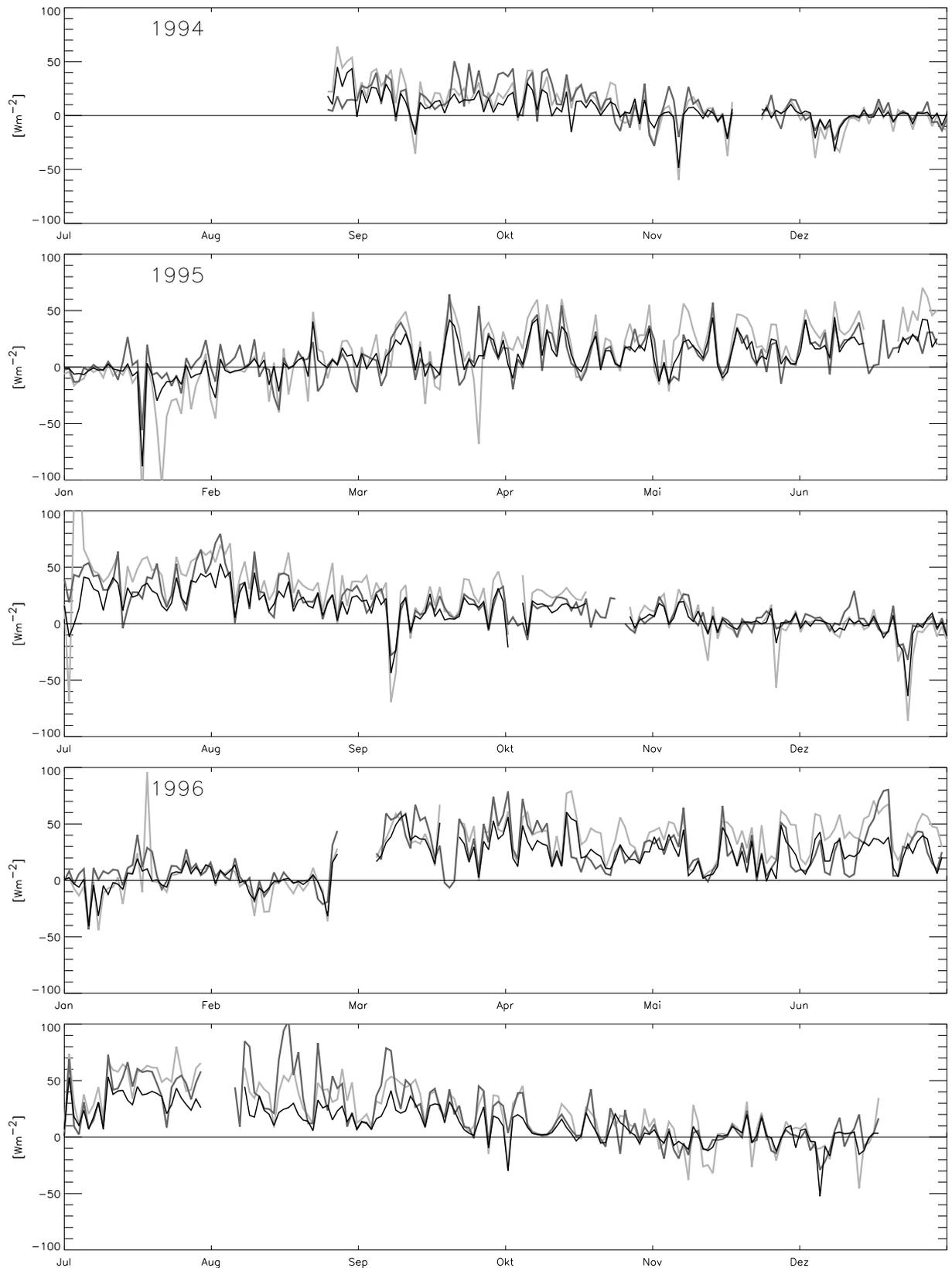
messungen beinahe zur Hälfte auch vom Buchen-Mischwald mitbestimmt.

## 5.6 Methodenbewertung

Abschliessend stellt sich die Frage, welche Methode für die Bestimmung des Wärmeflusses auf der Nenzlinger Weide bevorzugt werden soll bzw. welche Resultate den wahren Flüssen am nächsten kommen.

Abb. 5.5 zeigt die mit der Eddy-Kovarianzmethode, der Bowen-Verhältnis- und der Temperaturvarianzmethode bestimmten Tagesmittelwerte der Wärmeflüsse für den gesamten Messzeitraum von August 1994 bis Dezember 1996. In erster Näherung ist feststellbar, dass die Tagesmittelwerte von Eddy-Kovarianzmethode und Bowen-Verhältnis-Methode besser übereinstimmen. Die Werte der Temperaturvarianzmethode liegen häufig deutlich über den Resultaten der beiden andern Methoden und zeigen auch eine grössere Variabilität auf der Zeitachse. Zusammen mit der Unklarheit bezüglich der Gültigkeit der Monin-Obukhov-Ähnlichkeitsbeziehungen in der *surface layer* über der Nenzlinger Weide und der engen Verknüpfung von Temperaturvarianz- und Eddy-Kovarianzmessung scheint die Annahme aber plausibel, dass mit der Temperaturvarianzmethode den wahren Wärmeflüssen nicht näher zu kommen ist.

Aufgrund der bisher gewonnenen Erkenntnisse in Kapitel 4 und 5 und basierend auf den Arbeiten verschiedener Autoren ist davon auszugehen, dass die Eddy-Kovarianzmessungen häufig zu geringe Werte für den vertikalen Wärmeaustausch zwischen Oberfläche und Atmosphäre ergeben (siehe z.B. Paw U et al., 2000, Panin und Tetzlaff, 1999, Fritsch, 1998, Panin et al., 1996, Laubach, 1996, Vogt, 1995, Bernhofer, 1992, Webb et al., 1980). Dies gilt speziell für komplexes Gelände, aber auch über homogenem Gelände wird immer wieder eine Schliessungslücke in der Energiebilanz festgestellt. Übereinstimmend kommen die Untersuchungen zum Schluss, dass weder die Berücksichtigung der Webb-Pearman-Leuning-Korrektur noch messtechnische Fehler oder die Kombination beider Ursachen die Lücken erklären können. Vielmehr besteht ein Konsens darüber, dass die systematischen Fehler die Folge der Vernachlässigung von Termen in den sieben Grundgleichungen zur Beschreibung des Zustands der Atmosphäre liegen (vgl. Kapitel 2; Paw U, 2000).



**Abb. 5.5:** Tagesmittelwerte des fühlbaren Wärmestroms für die gesamte Messperiode. Dargestellt sind die Ergebnisse der Eddy-Kovarianzmethode (schwarz), der Bowen-Verhältnis-Methode (dunkelgrau) und der Temperaturvarianz-Methode (hellgrau). Erläuterungen siehe Text.

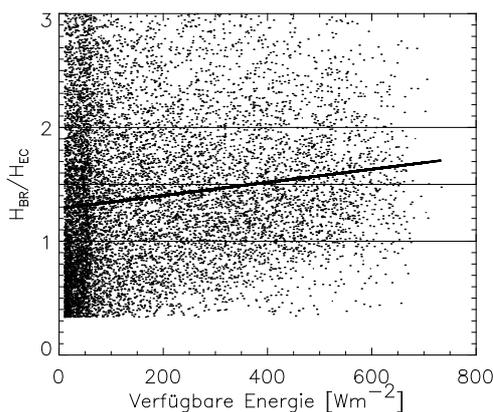
Panin et al. (1996) analysieren die Daten verschiedener grosser mikrometeorologischer Experimente (FIFE-89, KUREX-91 und TARTEX-90) und leiten daraus einfache Korrekturfaktoren für die turbulenten Flüsse von sensibler und latenter Wärme ab, welche allerdings nur für die jeweiligen Untersuchungsflächen gelten. Danach müssen die Summen der Flüsse von sensibler und latenter Wärme mit den Faktoren 1.1, 1.3 bzw 1.5 multipliziert werden, damit die Energiebilanzen der entsprechenden Datensätze geschlossen sind. Fritsch (1998) füllt die Schliessungslücken aufgrund der gemessenen Anteile der beiden Wärmeströme rechnerisch auf und erhält mittlere Korrekturfaktoren von rund 1.5.

Für die Korrektur der Wärmeflüsse aus den vorliegenden Kovarianzmessungen zwischen Lufttemperatur und vertikaler Windkomponente stellt sich das oben bereits erwähnte Problem, dass keine Eddy-Kovarianzmessungen für den Feuchtefluss vorliegen und damit auch die Schliessungslücke nicht bekannt ist. Daher muss ein alternativer Weg begangen werden.

Einziger Anhaltspunkt für die Grösse des vertikalen Feuchteflusses ist die Messung der Differenz der spezifischen Luftfeuchten in zwei Niveaus und das zusammen mit den Temperaturdifferenzen daraus abgeleitete Gradient-Bowen-Verhältnis. Nun ist ja, wie in Kapitel 5.3 gezeigt, auch die Anwendung der Bowen-Verhältnis-Methode auf der Nenzlinger Weide nicht ohne Probleme, v.a. bei geringen Diffe-

renzen nachts und in den Tagrandstunden. Die Betrachtung der einzelnen Tagesgänge zeigt aber, dass bei gut ausgebildeten Gradienten die Bowen-Verhältnis-Methode vielfach vertrauensereckende Resultate liefert. Die zu diesen Zeitpunkten mit der Bowen-Verhältnis-Methode bestimmten Wärmeflüsse können somit als Abschätzung des Bereichs dienen, innerhalb dessen die wahren Werte vermutlich liegen. Mit dem Verhältnis der Wärmeflussmessung von Bowen-Verhältnis- zu Eddy-Kovarianzmethode ist somit ein Ansatzpunkt gegeben, womit die Verluste bei den Eddy-Kovarianzmessungen parametrisiert werden können.

Für die weitere Entwicklung des Korrekturmodells werden nur diejenigen Werte berücksichtigt, bei denen keine der Flussmessungen mehr als das Dreifache von der andern abweicht. Diese Einschränkung basiert auf der Grössenordnung der anzunehmenden Korrekturfaktoren, wie sie z.B. Fritsch (1998) oder Panin et al. (1996) feststellten. Durch diese Einschränkung gehen rund die Hälfte aller nutzbaren Halbstundenwerte verloren. Nun können die Wärmeflussverhältnisse auf ihre Abhängigkeit zu raum-zeitlichen Inhomogenitätsquellen geprüft werden. Die Untersuchungen zeigen, dass, im Gegensatz zu Fritsch (1998) und Bernhofer (1992), zwischen Anströmrichtung und Wärmeflussverhältnis keine ausgeprägte Beziehung existiert. Hingegen ist zur absoluten verfügbaren Energie in Abb. 5.6 eine schwache lineare Beziehung in der Form



**Abb. 5.6:** Verhältnis der Wärmeflüsse von Bowen-Verhältnis- und Eddy-Kovarianzmethode gegen die absolute verfügbare Energie  $A$  für einen ausgewählten Datenbereich. Die dicke Linie zeigt die Regressionsgerade  $H_{BR}/H_{EC} = 1.287 + 0.00059 |A|$ . Erläuterungen siehe Text.

$$\frac{H_{BR}}{H_{EC}} = 1.287 + 0.00059 |A| \quad (5.3)$$

erkennbar. Die Beträge auf der rechten Seite von Gl. 5.3 sind von der Grössenordnung her mit den bereits oben erwähnten Korrekturfaktoren vergleichbar. Die Abhängigkeit von der absoluten verfügbaren Energie ergibt sich einerseits aus deren Einfluss auf die turbulenten Strukturen. Andererseits treten mit zunehmendem Energieinput auch eher grössere konvektive Zellen auf, welche zu nichtmessbaren konvektiven Austauschbeiträgen führen. Die Untersuchung der Vertikalwindgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der verfügbaren Energie unterstützt diese Annahme: Je grösser die absoluten Werte der verfügbaren Energie sind, desto höher sind auch die Beträge der Vertikalwindgeschwindigkeit.

Der in den Energiehaushaltsbetrachtungen in Kapitel 6 verwendete sensible Wärmefluss ist somit ein zweifach korrigierter: Zuerst werden die Eddy-Kovarianzmessungen mit dem in Anhang A1 beschriebenen Modell für Dämpfungsverluste des Temperatursensors korrigiert. Danach werden die Wärmeflüsse bei Werten der absoluten verfügbaren Energie von grösser  $10 \text{ Wm}^{-2}$  mit dem aus Gl. 5.3 berechneten Korrekturfaktor multipliziert. Die verfügbare Energie ist dabei die Summe der auf die Hangfläche umgerechneten Strahlungsbilanz (siehe Anhang A2) und des direkt mit Wärmestromplatten parallel zur Hangfläche gemessenen Bodenwärmestroms (siehe Kapitel 3.2). Der so bestimmte fühlbare Wärmefluss bezieht sich auf die horizontale Einheitsfläche. Der Bezug zur Einheitsfläche der Hangebene wird durch die Multiplikation der Werte mit dem Cosinus der Hangneigung hergestellt ( $\cos(16.9^\circ) = 0.957$ ).

Abschliessend muss nochmals klar festgehalten werden: Die Anwendung der zweiten Korrektur auf die mit der Eddy-Kovarianzmethode gemessenen Wärmeflüsse steht auf schwachen Füßen. Insbesondere ist die Korrelation zwischen absoluter verfügbarer Energie und dem Verhältnis  $H_{BR}/H_{EC}$  in Abb. 5.6 schlecht. Aufgrund der bereits verschiedentlich angeführten gleichförmigen Verteilung der räumlichen Inhomogenitäten am Untersuchungsstandort und basierend auf der Überlegung, dass bei höherer absoluter verfügbarer Energie auch eher Wärme mit mittleren konvektiven Luftbewegungen von der Oberfläche weg oder zu ihr hin transportiert werden, wird die zweite Korrektur aber trotzdem angewandt. Dies scheint jedenfalls der bessere Weg zu sein, als die willkürliche Annahme eines Korrekturfaktors.

## 6 Energiehaushalt der Nenzlinger Weide vom Herbst 1994 bis Winter 1996

### 6.1 Witterungsverlauf

Die folgende Charakterisierung des Witterungsverlaufs in der Untersuchungsperiode entstammt hauptsächlich den von der Schweizerischen Meteorologischen Anstalt (SMA) herausgegebenen Witterungsberichten für die Jahre 1994 bis 1996 (SMA, 1996a, 1996b und 1998). Die Beschreibung der allgemeinen Witterung in der Schweiz hat das Ziel, die Messperiode im langjährigen Vergleich einordnen zu können und bei den Energiehaushaltsbetrachtungen standortspezifische Elemente identifizieren zu können.

#### Lufttemperaturen

Das Jahr 1994 als ganzes war – ausser in den höheren Berglagen – das wärmste Jahr seit Messbeginn 1755. Die positiven Temperaturabweichungen betragen in den Niederungen der Alpennordseite 2.5 bis 3 °C. Damit war das Jahr 1994 in den Niederungen bis 1 °C wärmer als die bisher wärmsten Jahre 1990 und 1947. Die Monate Januar bis März wiesen Wärmeüberschüsse von bis zu 4 °C auf. Im April folgte ein Kälterückfall mit Schnee bis ins Flachland. Nach dem zu kühlen April stiegen die Temperaturen wieder an und blieben in den restlichen Monaten wiederum über der Norm, trotz erster Fröste bereits um die Monatsmitte auch im September. Als besonders warm mit 3 bis 4 °C Wärmeüberschuss gingen die Monate November und Dezember in die Annalen ein.

Auch das Jahr 1995 war wieder deutlich zu warm, wenn auch nur mit 1.5 bis 2 °C Wärmeüberschuss. Den grössten Beitrag zum jährlichen Wärmeüberschuss leisteten die Monate Februar, Juli und Oktober mit positiven Temperaturabweichungen von 3.5 bis 5 °C. Landesweit zu kalt waren der Monat März (mit 16 Schneefalltagen im Mittelland) und die vorwiegend tiefdruckbestimmten Monate Juni und September. Die übrigen Monate waren mehrheitlich bis etwa 1.5 °C zu warm, ausgenommen der Januar in den Höhenlagen und der Dezember in den Niederungen der Deutschschweiz.

Nach einer langen Serie von deutlich zu warmen Jahren wurden 1996 in den meisten Lan-

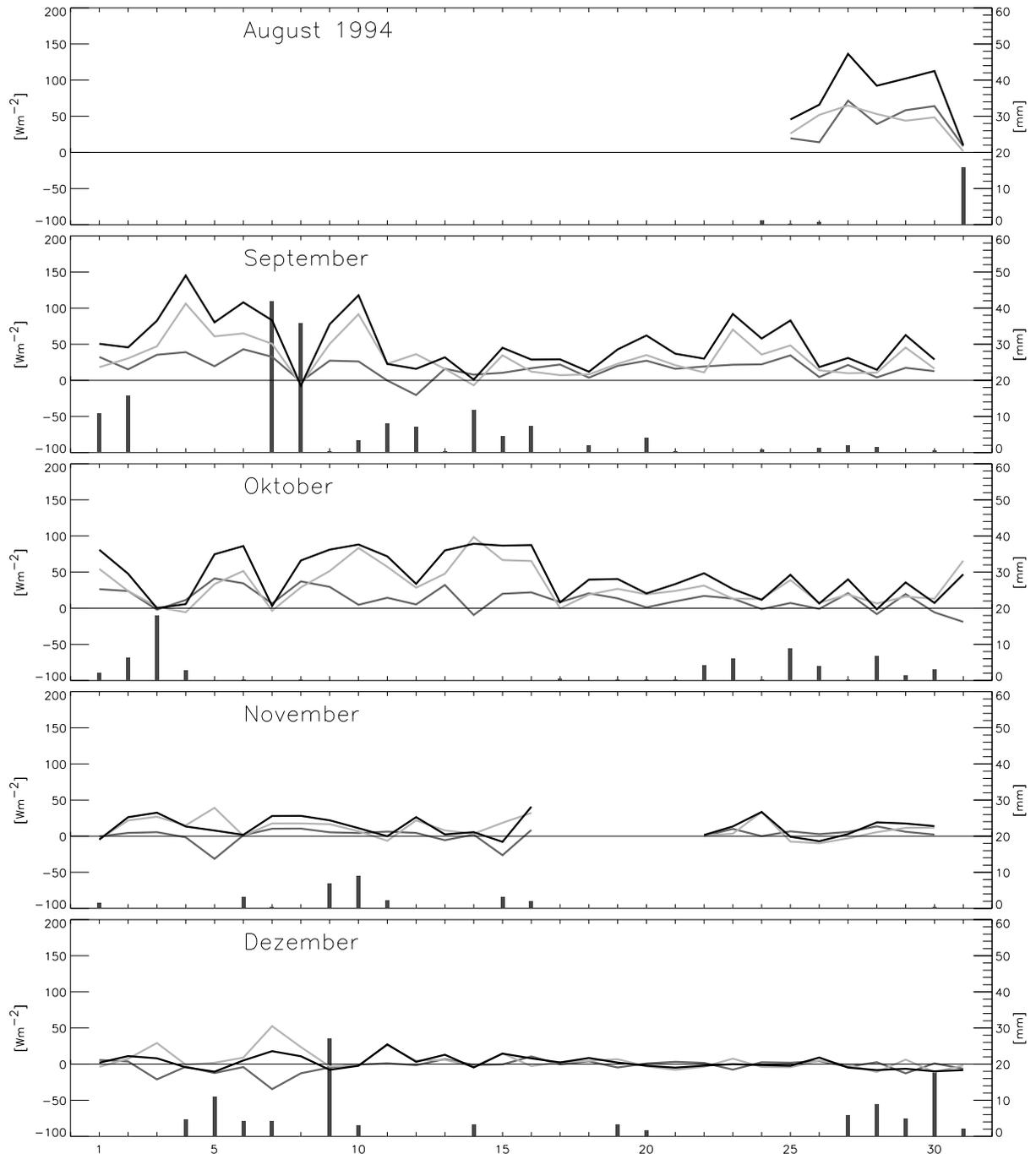
desteilen nur noch geringfügige Temperaturüberschüsse registriert. Die erste kräftige Erwärmung des Jahres trat im April ein, was sich in der Nordwestschweiz in einem 2 °C über der Norm liegenden Monatsmittel niederschlug. Die grosse Hitze kam im Monat Juni. Seine erste Hälfte war in der ganzen Schweiz hochsommerlich warm. Sehr früh im Jahr – bereits Ende August – hielt der Herbst in der ganzen Schweiz Einzug. An vielen Orten in der Schweiz ist seit 1931 nie mehr ein so kalter September gemessen worden. Gegen Ende Dezember brachte schliesslich ein Arktikluftvorstoss allen Landesteilen hochwinterliche Verhältnisse.

#### Niederschlag

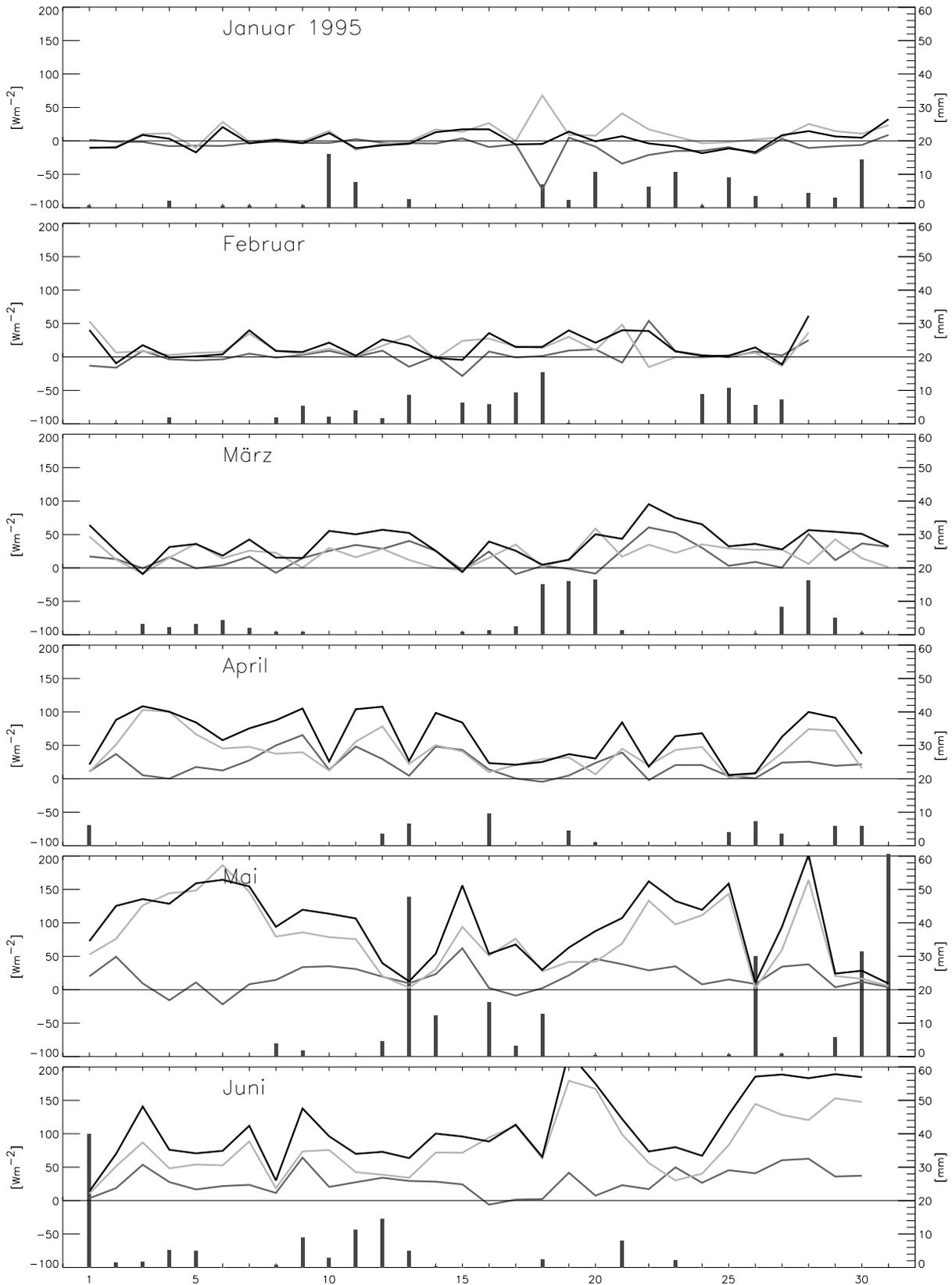
In den meisten Landesteilen fielen im Jahr 1994 übernormale Niederschläge. Im Jura und Mittelland wurden 100 bis 120 % der Norm registriert. Markant zu trocken war der März, was im April und Mai mit grösseren Niederschlagsmengen wieder wettgemacht wurde. Juni bis August waren trocken, gefolgt von einem nassen September. Der im Norden deutlich zu trockene November wurde von einem ebenso deutlich zu nassen Dezember (bis 200 % der Norm) abgelöst.

Auch das Jahr 1995 war mit 110 bis 145 % der normalen Niederschlagsmenge in den meisten Landesteilen deutlich zu nass. Speziell die ersten drei Monate zeichneten sich auf der Alpennordseite durch hohe Niederschlagssummen aus. Auch in den Monaten Mai, September und Dezember fielen verbreitet überdurchschnittliche Summen. Zu trocken waren die Sommermonate Juni und Juli sowie der Oktober. Am 16. November wurde an der Südflanke einer von Grossbritannien bis Skandinavien reichenden Tiefdruckzone sehr feuchte Meeresluft zur Alpennordseite geführt was auf der Nenzlinger Weide zu rund 70 mm Niederschlag führte (vgl. Abb. 6.3).

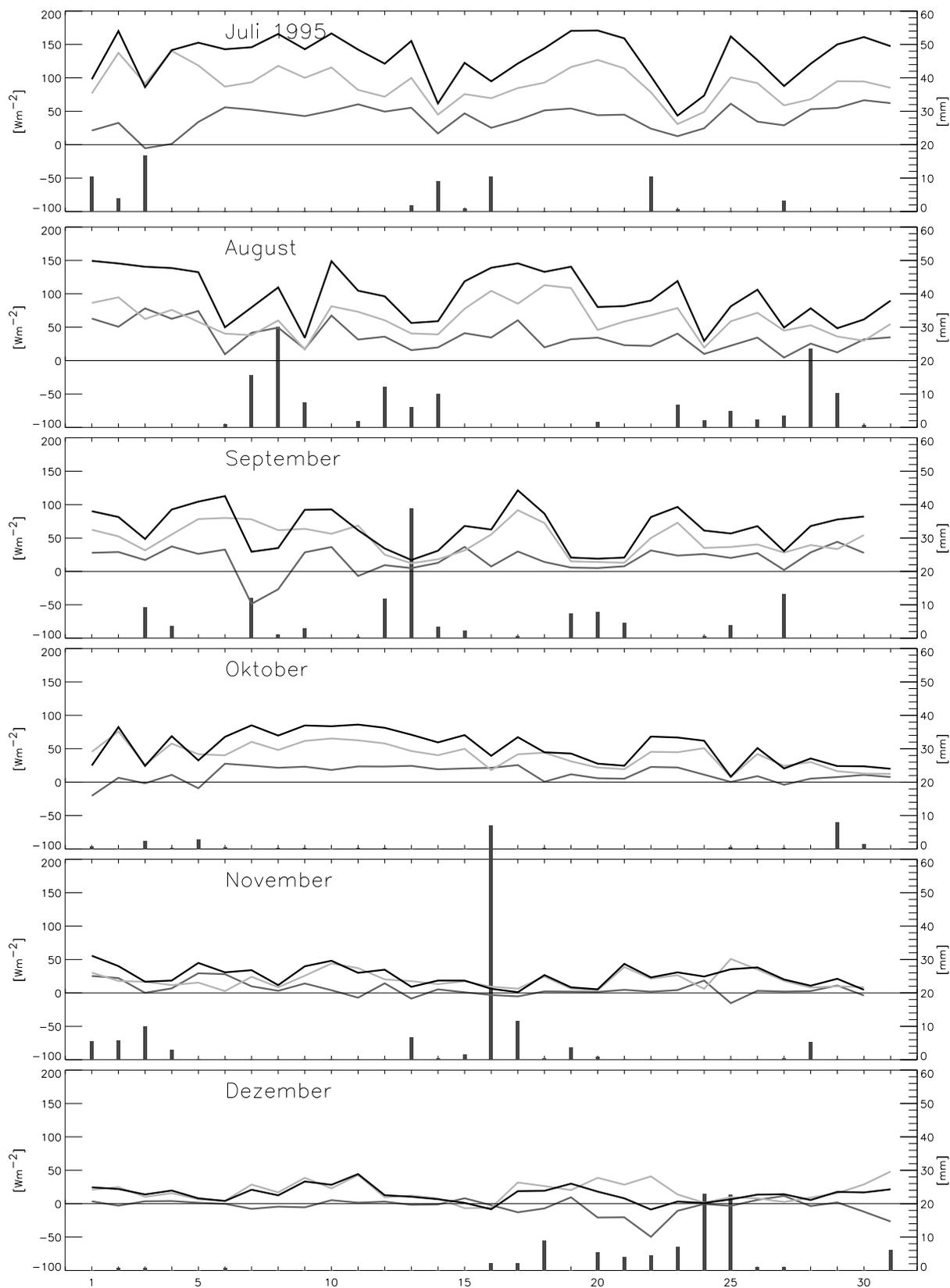
1996 entsprachen die Jahresniederschlagssummen in den meisten Regionen der Schweiz weitgehend den Normalwerten, wengleich sie auch sehr unterschiedlich über die Monate verteilt waren. Anfangs Jahr herrschte bis Ende April ausgeprägte Trockenheit. Mit Ausnahme der eher trockenen Monate September und Dezember fielen in den restlichen Monaten dann Regenmengen, die im Bereich der Norm lagen oder diese überstiegen und somit die Trockenheit der ersten Jahreshälfte ungefähr zu kompensieren vermochten.



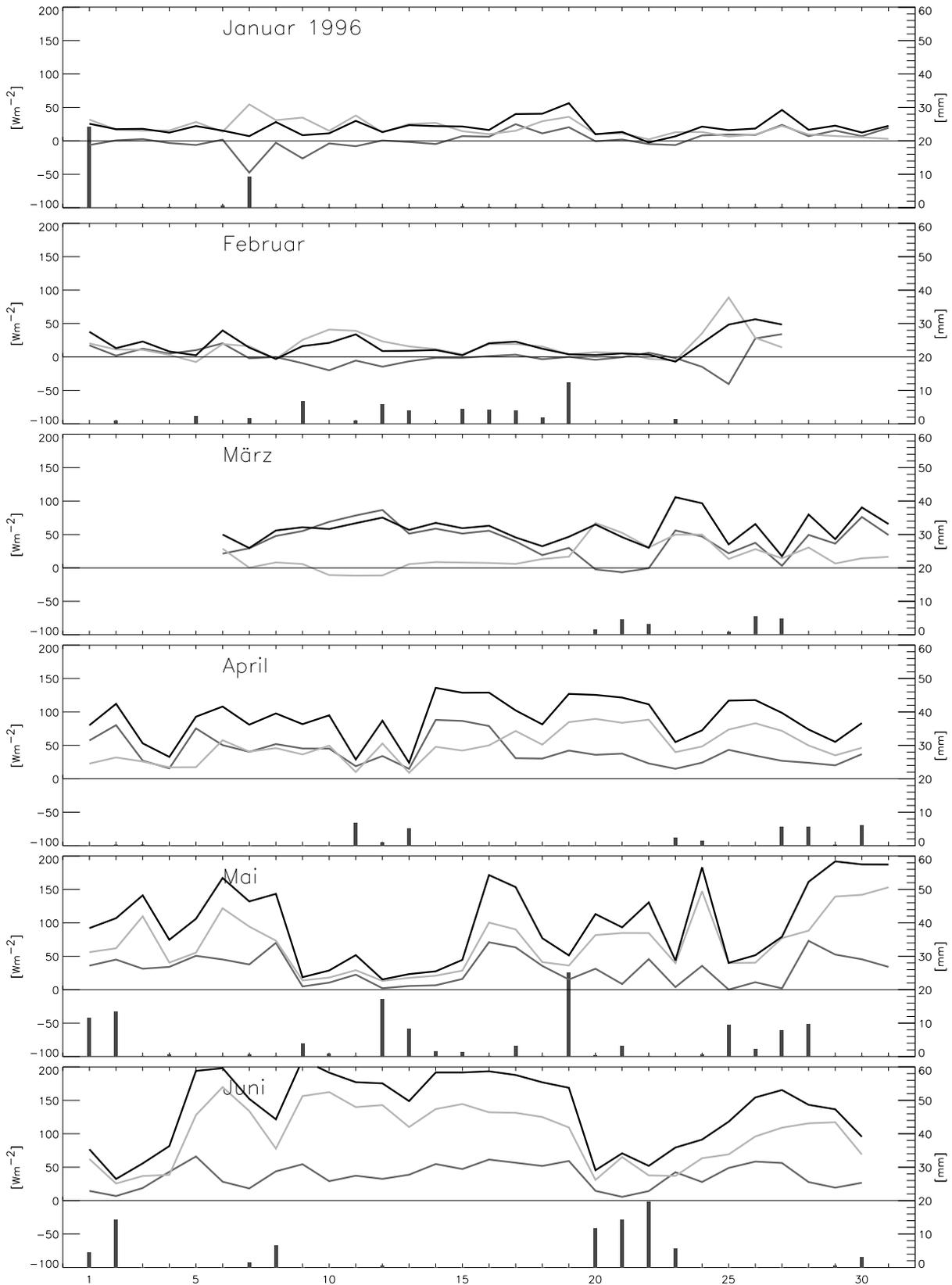
**Abb. 6.1:** Energiehaushalt der Nenzlinger Weide im zweiten Halbjahr 1994. Dargestellt sind Tagesmittelwerte (24 Stunden) der verfügbaren Energie (schwarze Linie), des fühlbaren Wärmestroms (dunkelgraue Linie) und des latenten Wärmestroms (hellgraue Linie). Auf der zweiten y-Achse sind die Tagessummen des Niederschlags eingetragen (Säulen). Beginn der Messungen: 25. August. 17. - 21. November: Ausfall aller Messungen. Erläuterungen siehe Text.



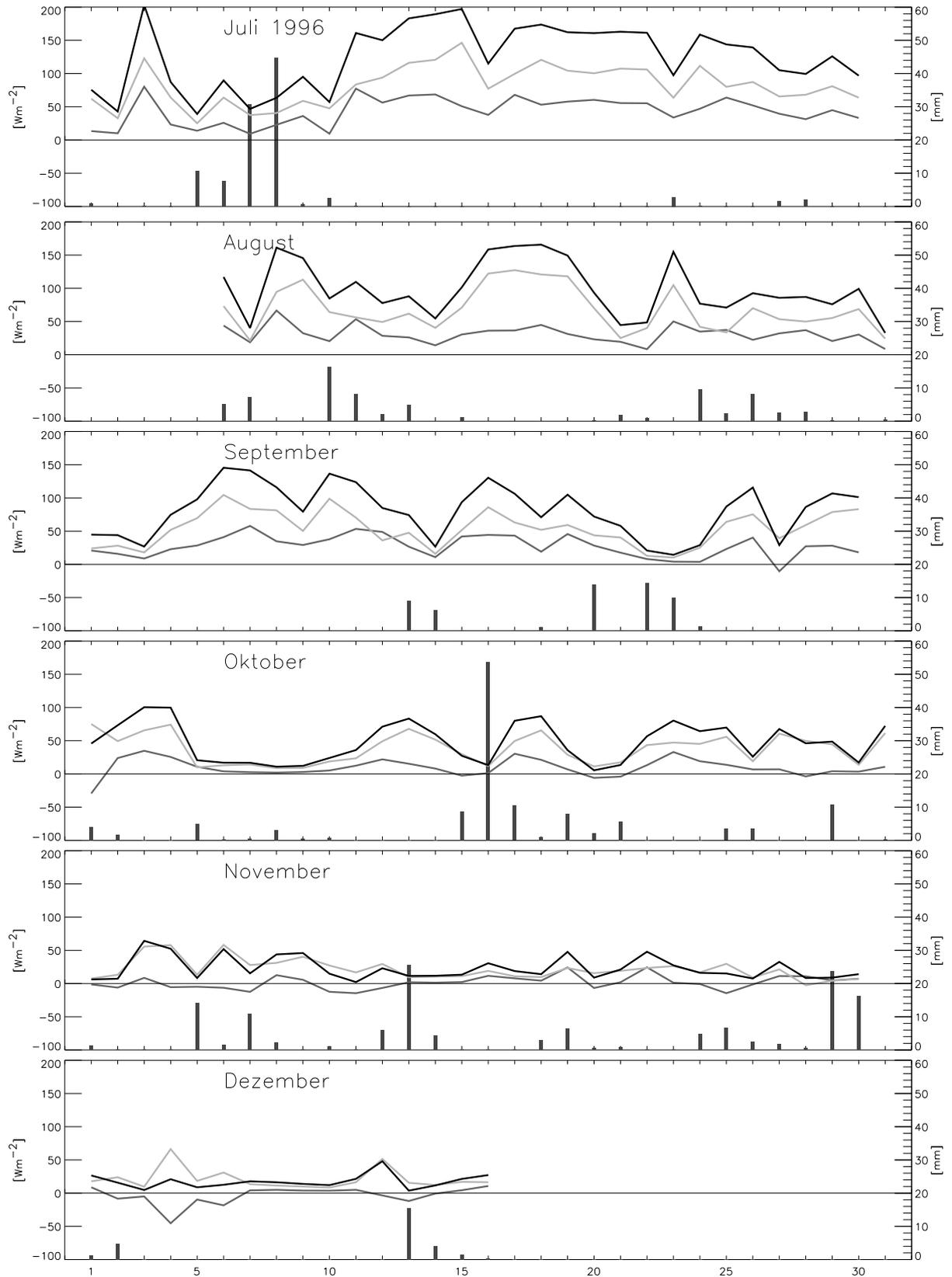
**Abb. 6.2:** Wie Abb. 6.1 aber für das erste Halbjahr 1995. Verfügbare Energie am 19. Juni:  $221 \text{ Wm}^{-2}$ . 16. - 21. Juni: Datenausfall beim Eddy-Kovarianzsystem. An deren Stelle wurden die Werte der Bowen-Verhältnis-Methode eingesetzt.



**Abb. 6.3:** Wie Abb. 6.1 aber für das zweite Halbjahr 1995. 1. - 3. und 18. - 25. Oktober: Datenausfall beim Eddy-Kovarianzsystem. An deren Stelle wurden die Werte der Bowen-Verhältnis-Methode eingesetzt.



**Abb. 6.4:** Wie Abb. 6.1 aber für das erste Halbjahr 1996. Verfügbare Energie am 9. Juni:  $211 \text{ Wm}^{-2}$ . 28. Februar - 5. März: Ausfall aller Messungen. 19. - 22. März: Datenausfall beim Eddy-Kovarianzsystem. An deren Stelle wurden die Werte der Bowen-Verhältnis-Methode eingesetzt.



**Abb. 6.5:** Wie Abb. 6.1 aber für das zweite Halbjahr 1996. 31. Juli - 5. August: Ausfall aller Messungen. 6. und 7. August: Datenausfall beim Eddy-Kovarianzsystem. An deren Stelle wurden die Werte der Bowen-Verhältnis-Methode eingesetzt. Abbau der Messstation: 17. Dezember.

## Sonnenschein

Die Jahreswerte 1994 der Sonnenscheindauer wiesen mehrheitlich ein Defizit bis etwa 10 % auf. Nach Sonnenscheinüberschüssen im Januar mussten in der Nordwestschweiz bis Ende Mai Defizite hingenommen werden. Die Sommermonate und der Oktober waren dann ausgesprochen sonnig, unterbrochen von einem zu trüben September.

Im Jahr 1995 lag die Sonnenscheindauer im Bereich des langjährigen Mittels. Landesweite Sonnenscheindefizite gab es im Februar, im August und September, besonders aber auch im Dezember. Überschüsse konnten gebietsweise in den Monaten Januar, Juli, Oktober und November verzeichnet werden. In den übrigen Monaten wurden Sonnenscheinüberschüsse oder -defizite bis zu 20 % verzeichnet.

Die Sonnenscheindauer im Jahr 1996 lag in der Nordwestschweiz leicht über dem Mittelwert. Dazu beigetragen haben die Monate Januar, Juni und Juli; der Juni brachte in der ganzen Schweiz Sonnenscheinwerte über der Norm. Die Sonnenscheindauer der übrigen Monate bewegte sich im Rahmen des Üblichen.

## 6.2 Klimatologie des Energiehaushaltes

Auf den vorangegangenen Seiten wird ein Überblick zu den im Messzeitraum aufgetretenen Flüssen der verfügbaren Energie, von fühlbarer und latenter Wärme gegeben (Abb. 6.1 bis Abb. 6.5). Eine allgemeine Diskussion der Jahrgänge im Hinblick auf die Witterung folgt anschliessend. Die Abhängigkeit der Verdunstung von der Strahlung wird in Kapitel 6.3 behandelt, Aspekte des Wasserhaushaltes werden in Kapitel 6.4 besprochen. In Kapitel 6.5 werden abschliessend Bezüge zwischen Energiehaushalt und Vegetation thematisiert.

Die folgende Diskussion des Energiehaushaltes im Jahrgang beschränkt sich auf die Jahre 1995 und 1996, da hier für alle Monate Messdaten vorliegen. Die Daten des Jahres 1994 werden dort berücksichtigt, wo dies für Vergleichszwecke hilfreich ist oder für den Verlauf der Energiehaushaltkomponenten im Jahr 1995 von Bedeutung ist. Der Verlauf der Monatsmittelwerte der Energiehaushaltkomponenten ist in Abb. 6.6 dargestellt, die dazugehörigen Werte können Tab. 6.1 entnommen werden.

## Strahlungsbilanz

Mit durchschnittlich  $59.7 \text{ Wm}^{-2}$  liegt die Strahlungsbilanz im Jahr 1995 rund 13% tiefer als im Jahr 1996 mit  $68.7 \text{ Wm}^{-2}$ . Dies deckt sich qualitativ mit den Registrierungen der Schweizerischen Meteorologischen Anstalt (SMA, 1998, 1996b), welche für das Jahr 1996 allgemein eine leicht höhere Sonnenscheindauer feststellte (vgl. Kapitel 6.1). Der höhere Wert im Jahr 1996 ist die Folge grösserer Strahlungsgewinne in den Monaten Januar, März, April, Juni und September. Die Monate Juli und Oktober verringerten hingegen die Differenzen. In beiden Jahren wurden maximale Monatsmittelwerte von rund  $140 \text{ Wm}^{-2}$  (Juli bzw. Juni) erreicht, die Minima wurden im Januar 1995 und im Dezember 1996 erreicht. Im Mittel der beiden Monate Dezember 1994 sowie Januar 1995

**Tab. 6.1:** Monatsmittelwerte der Energiehaushaltskomponenten in  $\text{Wm}^{-2}$  und Monatssummen der Evapotranspiration in mm ( $E$ ).

Monat	$R_n$	$B$	$A$	$H$	$\lambda E$	$E$
Sep. 1994	49.9	1.0	50.9	18.1	32.8	34.6
Okt.	42.2	2.8	44.9	12.8	32.2	34.9
Nov.	8.5	4.1	12.6	1.9	10.7	11.2
Dez.	-4.1	6.1	2.0	-2.7	4.7	5.0
Jan. 1995	-3.2	4.7	1.5	-8.2	9.7	10.4
Feb.	15.8	0.3	16.1	2.6	13.5	13.2
Mar.	37.7	0.1	37.8	17.6	20.3	21.9
Apr.	69.4	-7.6	61.8	20.9	40.9	42.9
Mai	102.0	-5.6	96.3	18.7	77.7	84.7
Jun.	114.2	-4.5	109.7	28.4	81.3	88.0
Jul.	140.0	-9.3	130.7	40.0	90.7	99.4
Aug.	100.5	-2.5	98.0	35.5	62.4	68.2
Sep.	63.0	1.8	64.8	17.2	47.6	50.0
Okt.	52.7	-0.5	52.3	12.1	40.1	49.0
Nov.	17.4	7.6	25.0	5.8	19.2	20.0
Dez.	6.7	7.4	14.1	-4.3	18.5	19.8
Jan. 1996	15.7	4.7	20.4	1.8	18.7	20.0
Feb.	16.2	3.1	19.2	2.5	16.7	16.4
Mar.	57.7	-2.5	55.2	38.8	16.5	14.0
Apr.	97.6	-7.2	90.3	41.2	49.2	51.7
Mai	105.1	-5.5	99.7	30.6	69.1	75.2
Jun.	142.3	-6.3	136.0	36.8	99.1	104.9
Jul.	131.7	-7.0	124.7	43.2	81.5	89.0
Aug.	105.0	-3.2	101.7	32.7	69.0	75.7
Sep.	79.8	1.6	81.4	27.3	54.1	56.8
Okt.	44.8	3.0	47.8	9.5	38.3	41.5
Nov.	15.9	7.2	23.0	1.6	21.4	22.4
Dez.	13.1	6.0	19.2	-1.3	20.5	22.0
1995	59.7	-0.7	59.0	15.5	43.5	567.5
1996	68.7	-0.5	68.3	22.1	46.2	589.6

verlor die Nenzlinger Weide Strahlungsenergie, was aber keinen Einfluss darauf hatte, dass der Dezember 1994 als besonders warmer Monat in die Annalen einging (vgl. Kapitel 6.1 und Anhang 3).

### Bodenwärmestrom

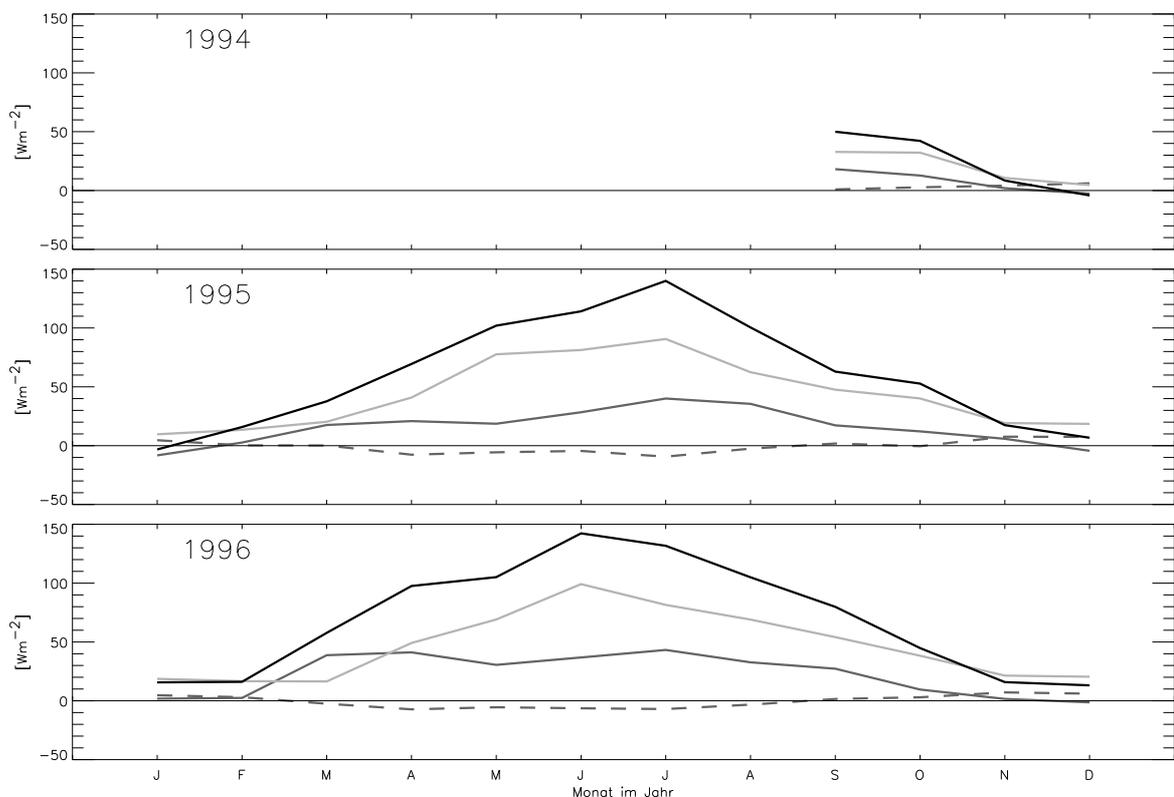
Die Monatsmittelwerte des Bodenwärmestroms sind generell sehr klein. Im Jahresdurchschnitt ist der Bodenwärmestrom im Jahr 1995 wie auch im Jahr 1996 mit  $-0.7$  bzw.  $-0.5 \text{ Wm}^{-2}$  leicht negativ. Es wird also durchschnittlich geringfügig Energie in den Boden transportiert. Dies führt in  $-0.15 \text{ m}$  (Lage des tiefsten Fühlers) aber zu keiner messbaren Erwärmung des Bodens. Im Jahresverlauf wird im Sommerhalbjahr Wärme aufgenommen und im Winterhalbjahr wieder abgegeben. Der Richtungswechsel im Jahr 1995 findet erst zwischen März und April statt. Grund hierfür ist die Schneedecke, welche noch in der zweiten Hälfte März 1995 für fünf Tage den Energieaustausch zwischen Boden und Luft erschwerte und die Strahlungsbilanz durch ihre erhöhte Albedo zusätzlich minderte. Im Jahr 1996 liegt der Übergang in

der Zeitperiode Februar bis März. Die Umkehr des mittleren Bodenwärmestroms im zweiten Halbjahr findet bereits in den Monaten August und September statt. Der speziell warme und strahlungsreiche Oktober 1995 bewirkte aber nochmals eine temporäre Umkehr des mittleren Bodenwärmestroms.

### Fühlbarer und latenter Wärmestrom

Bodenwärmestrom und Strahlungsbilanz zusammen ergeben in allen Monaten der Messperiode positive mittlere Werte der verfügbaren Energie. Demnach steht das ganze Jahr über Energie für die Partitionierung in fühlbaren und latenten Wärmestrom zur Verfügung.

Im Jahr 1995 gehen durchschnittlich 26.3 % der verfügbaren Energie auf der Nenzlinger Weide in den fühlbaren Wärmestrom, 73.7 % der Energie wird durch den latenten Wärmestrom von der Oberfläche wegtransportiert. Im Jahr 1996 verschiebt sich das Verhältnis zugunsten des fühlbaren Wärmestroms, der hier durchschnittlich 32.4 % der verfügbaren Energie beansprucht. Somit bleiben für den latenten



**Abb. 6.6:** Monatsmittelwerte der Strahlungsbilanz (schwarz), des Bodenwärmestroms (dunkelgrau gestrichelt) sowie des fühlbaren (dunkelgrau) und latenten (hellgrau) Wärmestroms für die gesamte Messperiode. Die Werte sind ergänzend in Tab. 6.1 aufgeführt. Erläuterungen siehe Text.

Wärmestrom noch 67.6 %. Beiden Jahren ist also ein Fluss-Bowen-Verhältnis  $< 1$  von 0.36 bzw. 0.48 gemeinsam.

Die Betrachtung der mittleren monatlichen Werte in Abb. 6.6 zeigt für das Jahr 1995 durchwegs höhere latente Wärmeströme. Dies gilt auch für das Jahr 1996 mit Ausnahme des März. Hier überwiegt der fühlbare Wärmestrom mit  $38.8 \text{ Wm}^{-2}$  gegenüber dem latenten Wärmestrom mit  $16.5 \text{ Wm}^{-2}$ . Dies zeigt sich auch deutlich in den mittleren monatlichen Tagesgängen in Abb. 6.7. Bis Ende April fiel im Jahr 1996 nur sehr wenig Niederschlag. Demnach dürfte das Bowen-Verhältnis  $> 1$  im März auf fehlendes Wasser für den Verdunstungsprozess zurückzuführen sein. Ein weiterer Grund kann wohl auch im Stand der Vegetationsentwicklung gesehen werden. Aufgrund der anhaltenden Trockenheit ist diese im März 1996 noch nicht sehr weit fortgeschritten. Somit fehlt teilweise der Transpirationsbeitrag der Pflanzendecke an die Gesamtverdunstung, welcher über die Pflanzenwurzeln auch Wasser in tieferen Bodenschichten erschliessen kann. Im April überwiegt dann der latente Wärmestrom trotz andauernder Trockenheit wieder leicht, was mit einem höheren Transpirationsanteil durch die in der zweiten Aprilhälfte zuwachsende Biomasse erklärt werden kann (vgl. Abb. 6.12).

Die maximalen Werte des mittleren latenten Wärmestroms werden gleichzeitig mit den Maxima der Strahlungsbilanz in den Monaten Juli (1995) und Juni (1996) erreicht. Im Jahr 1995 trifft dies auch für den sensiblen Wärmestrom zu, im Jahr 1996 verschiebt sich dessen Maximum um einen Monat in den Juli.

In den Wintermonaten Dezember und Januar liegen die Monatsmittel des latenten Wärmestroms bis auf den Januar 1996 regelmässig über den Werten der verfügbaren Energie. Zur Aufrechterhaltung einer minimalen Verdunstung wird der Luft über der Nenzlinger Weide in den Jahren 1994 bis 1996 im Dezember und im Januar 1995 Wärme entzogen. Dass die in den Wintermonaten anhaltenden positiven latenten Wärmeflüsse nicht das Resultat von Messfehlern oder Defiziten bei den zugrundeliegenden Theorien sind, bestätigen die Verdunstungsmessungen mit einem Grosslysimeter bei der Messstation Basel-Binningen (Jäggi et al., im Druck), wo in den betreffenden Jahren und Monaten ebenfalls durchwegs minimale Verdunstungssummen gemessen wurden.

Abschliessend kann festgestellt werden, dass der latente Wärmestrom im Jahresgang domi-

nant ist. Verfügbare Energie, Wasserverfügbarkeit, pflanzenphysiologische Prozesse und Austauschverhältnisse steuern dessen mittleren Verlauf. Der fühlbare Wärmestrom schliesst dann die Lücke zwischen verfügbarer Energie und latentem Wärmestrom.

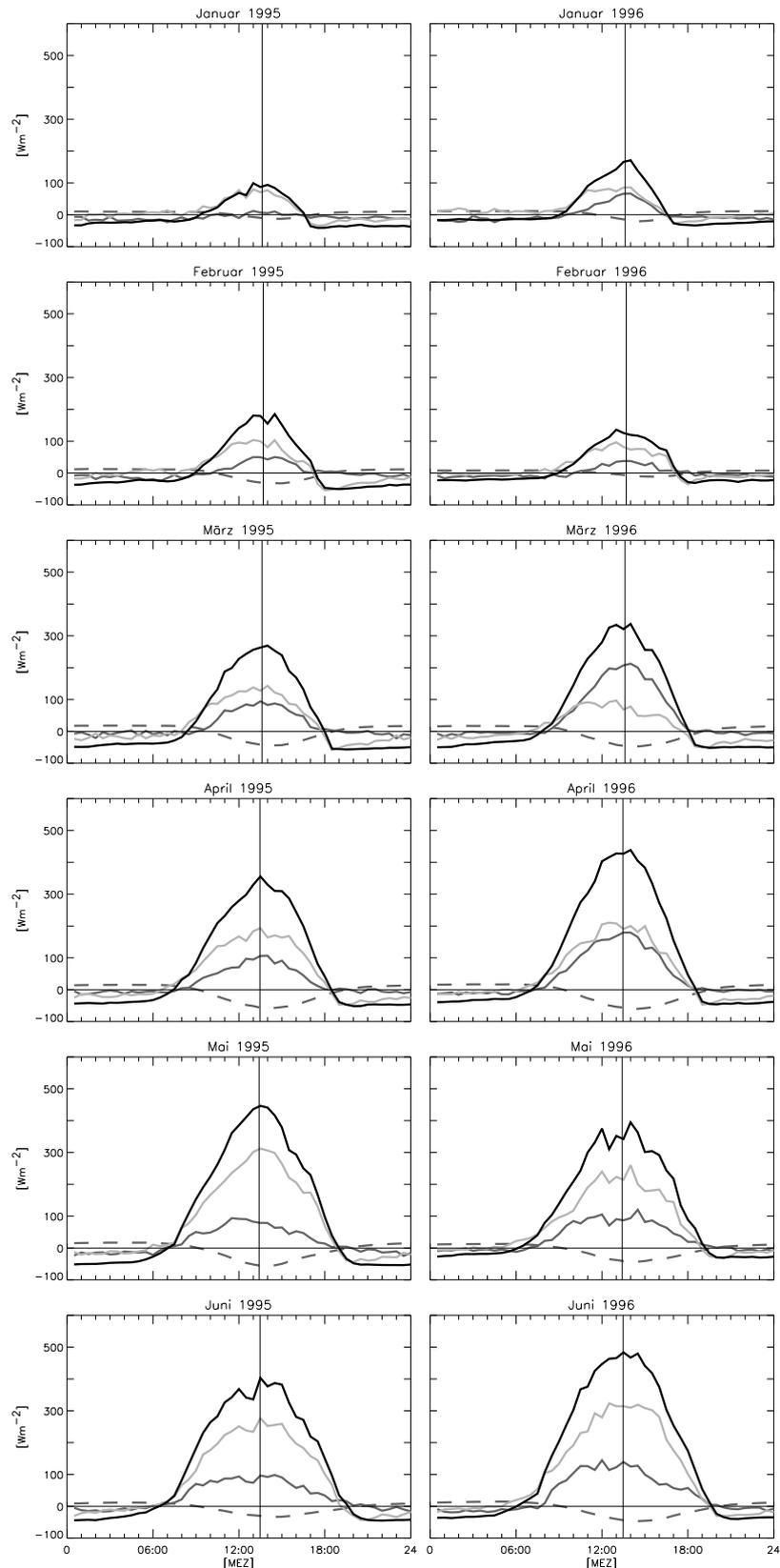
### Mittlere Tagesgänge

Die Betrachtung der mittleren monatlichen Tagesgänge der Energieflüsse in Abb. 6.7 und Abb. 6.8 führt zu folgenden Feststellungen:

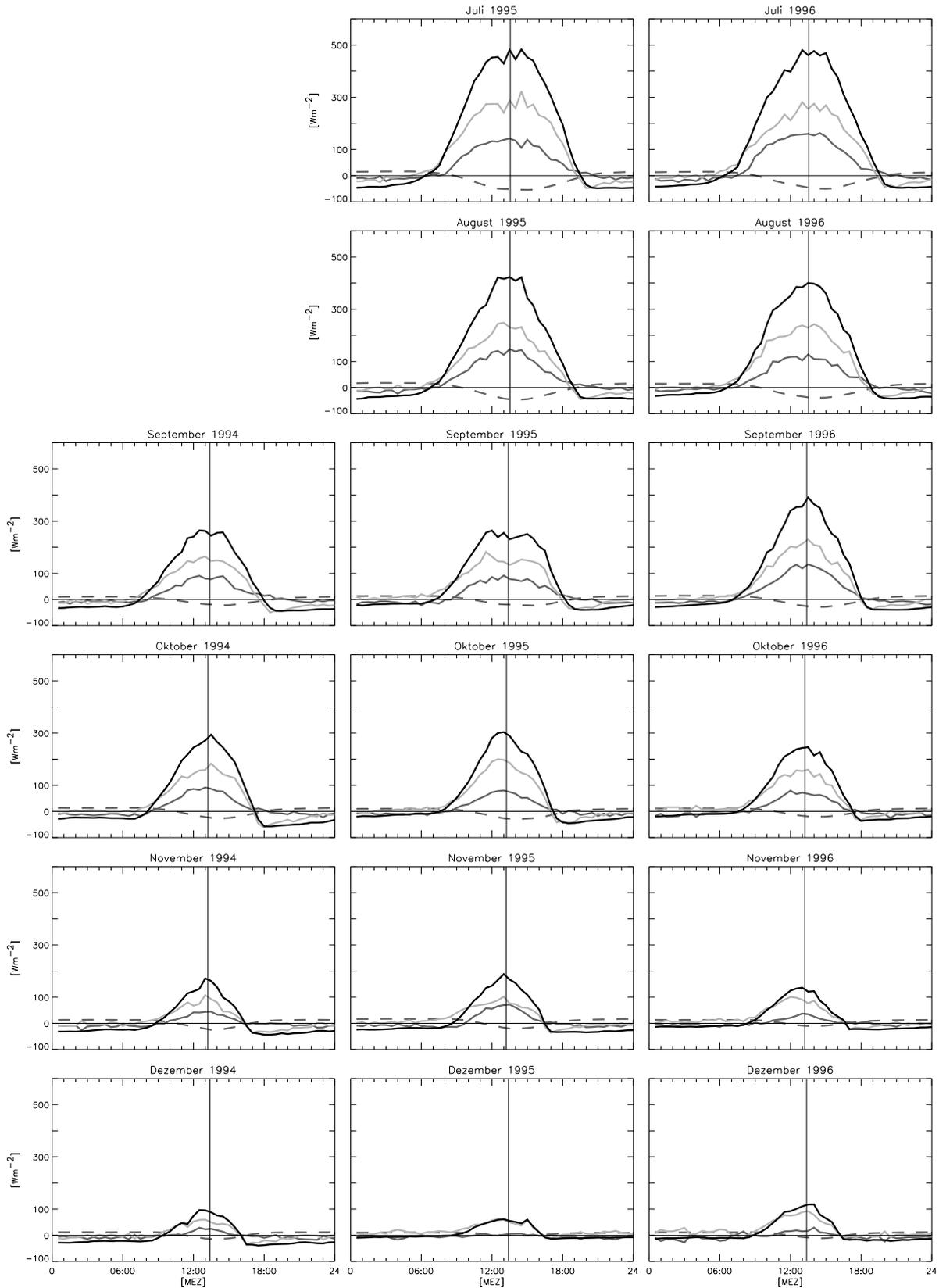
- Die Maxima der Strahlungsbilanzwerte werden in den frühen Nachmittagsstunden erreicht,
- der Verlauf der Strahlungsbilanzkurven ist teilweise recht unregelmässig und
- nach Sonnenuntergang deckt zuerst der latente Wärmestrom praktisch den gesamten Strahlungsenergieverlust.

Die Verschiebung der Zeitpunkte maximaler Einstrahlung ist, wie in Anhang A2 diskutiert, auf die Exposition und Hangneigung der Nenzlinger Weide zurückzuführen. Durch die SW-Exposition und die Hangneigung von  $16.9^\circ$  ergibt sich eine Verschiebung um 58 min. Zusammen mit der Längendifferenz zwischen Messstandort und Bezugsmeridian für die mitteleuropäische Zeit (MEZ) resultieren 88 min. Diese Verschiebung unterliegt dann im Jahresverlauf noch der durch die Zeitgleichung beschriebenen Schwankung von ca.  $\pm 15$  min. Maximale Einstrahlungswerte werden demnach zwischen  $\sim 13.15$  Uhr MEZ im November und  $\sim 13.45$  Uhr im Februar erreicht.

Unregelmässigkeiten in den mittleren Tagesgängen sind die Folge regelmässig wiederkehrender Bewölkungsmuster. So sind die mittäglichen Zacken im Mai 1996 oder Juni 1995 auf häufig auftretende Quellbewölkung um die Mittagszeit zurückzuführen. Der Grund für die im allgemeinen schlechte oder nicht vorhandene Ausprägung des morgendlichen Knicks in den Strahlungsbilanzkurven der Monate Oktober bis April kann bei einer Häufung von Morgennebelsituationen in der kalten Jahreszeit liegen. Damit wird der scharfe Übergang von diffuser zu direkter Sonneneinstrahlung für die Hangfläche verwischt. Allen Monaten der Messperiode gemeinsam sind die maximalen Werte negativer Strahlungsbilanz kurz nach Sonnenuntergang und deren gleichförmiger Verlauf nachtsüber. Kurz nach Sonnenuntergang ist die Erdoberfläche im Vergleich zu den darüber liegenden untersten Luftschichten



**Abb. 6.7:** Mittlere monatliche Tagesgänge der Strahlungsbilanz (schwarz), des Bodenwärmestroms (dunkelgrau gestrichelt) sowie des fühlbaren (dunkelgrau) und latenten (hellgrau) Wärmestroms für die Jahre 1995 und 1996. Dargestellt sind die Monate Januar bis Juni. Der wahre Mittag für die Hangfläche ist mit der senkrechten Linie eingezeichnet. Erläuterungen siehe Text.



**Abb. 6.8:** Wie Abb. 6.7 aber für die Monate Juli bis Dezember der Jahre 1994 bis 1996.

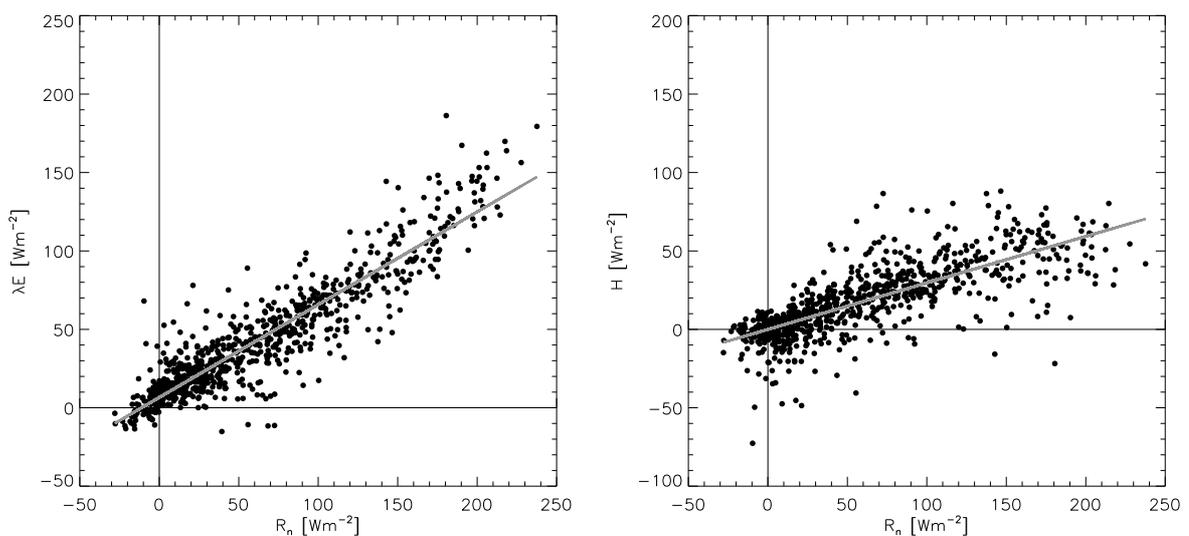
relativ stark erwärmt und weist eine hohe langwellige Emission auf. Während den Nachtstunden verringern sich die mittleren Temperaturdifferenzen und die langwellige Ausstrahlung der Oberfläche überwiegt nicht mehr in demselben Ausmass. Die Strahlungsenergieverluste in den ersten 1 bis 1½ Stunden nach Sonnenuntergang werden gemäss den vorliegenden Messresultaten in allen Monaten durch den latenten Wärmestrom gedeckt.

Dies würde bedeuten, dass durch Kondensation bzw. Taubildung an der Oberfläche der gesamte Strahlungsenergieverlust der Nenzlinger Weide gedeckt wird. Von der Grössenordnung der kondensierten Wassersäule her ist dies möglich, es muss aber doch ein Fragezeichen gesetzt werden: Die Speicherterme in der Energiebilanzgleichung können bei solch geringen Flüßsen nicht mehr vernachlässigt werden. Die fünf Zentimeter mächtige Bodenschicht über den Bodenwärmestromplatten wird tagsüber erwärmt und gibt diese Wärmeenergie nach Sonnenuntergang über die langwellige Emission wieder ab. Ein Teil des Strahlungsenergieverlustes wird somit auch aus diesem Speicher gedeckt. Andererseits ist der turbulente Austausch kurz nach Sonnenuntergang in der Regel nur schwach; der Oberflächenfluss der fühlbaren Wärme setzt sich auch aus advektiven Komponenten zusammen, die mit dem Eddy-Kovarianzsystem nicht erfasst werden. Die geringen Bowen-Verhältnisse sind demnach auch das Resultat zu klein bestimmter fühlbarer Wärmeflüsse.

Anhand der mittleren Tagesgänge der Energieflüsse im März 1996 (Abb. 6.7) kann die aktive Rolle der Vegetation im Verdunstungsprozess gut beobachtet werden. Bis zum Zeitpunkt, in dem die Nenzlinger Weide direktes Sonnenlicht erhält, steigt der latente Wärmestrom vergleichbar zu anderen Monaten an. Danach nimmt er nur noch langsam zu, erreicht etwa um 10.30 Uhr MEZ bereits das mittlere Tagesmaximum und fällt darauf bis 17.30 Uhr wieder kontinuierlich gegen Null. Zu Tagesbeginn wird die zur Verfügung stehende Energie zuerst für die Verdunstung des Tauwassers verwendet. Ist im weiteren Tagesverlauf genügend pflanzenverfügbares Wasser vorhanden, wird der latente Wärmestrom zunehmend durch die Transpiration der Pflanzen gespeisen. Aufgrund der trockenen Witterung (siehe oben und Kapitel 6.1) fehlt dieses Wasser aber und die Pflanzen schliessen zum Schutz vor Austrocknung ihre Spaltöffnungen auf ein für die lebensnotwendigen Prozesse unabdingbares Minimum. Zudem ist die Vegetation generell noch nicht weit entwickelt. Die Evapotranspiration wird somit stark reduziert.

### 6.3 Strahlung und Verdunstung

Werden die Tagessummen der Verdunstung gegen die Tagesmittel der Strahlungsbilanz aufgetragen, zeigt sich in Abb. 6.9 eine klare lineare Abhängigkeit. Mit einem Bestimmtheitsmass von 0.85 ist die Beziehung gut ausgeprägt. In derselben Abbildung sind auf der



**Abb. 6.9:** Tagesmittelwerte des latenten und fühlbaren Wärmestroms in Abhängigkeit von den Tagesmittelwerten der Strahlungsbilanz für die gesamte Messperiode. Grau eingezeichnet sind die Regressionsgeraden  $\lambda E = 6.567 + 0.592 R_n$  (links) und  $H = -0.029 + 0.297 R_n$  (rechts). Erläuterungen siehe Text.

rechten Seite zusätzlich die Tagesmittel des fühlbaren Wärmeflusses gegen die Strahlungsbilanzwerte aufgetragen. Mit einer relativen erklärten Varianz von 59 % ist diese Beziehung deutlich schwächer ausgeprägt. Dies bestätigt das im vorangegangenen Kapitel gezogene Fazit, dass der latente Wärmefluss dominiert. Sofern am Standort genügend Wasser zur Verfügung steht, wird primär ein konstanter Anteil der Strahlungsbilanz für den Verdunstungsprozess verwendet. Die Grösse dieses Anteils wird durch die mittleren Austauschverhältnisse am Standort sowie durch Art und Zustand der Oberflächenbedeckung bestimmt.

Der Hangstandort Nenzlinger Weide unterscheidet sich in diesem Punkt nicht von Oberflächen, die in der Horizontalen liegen. Jäggi et al. (im Druck) stellten auch am Standort Basel-Binningen eine hohe Korrelation zwischen Globalstrahlung und Verdunstung fest, allerdings auf Monatsbasis.

Durch die Beobachtung eines relativ konstanten Verdunstungsanteils wird indirekt auch die Qualität der Bestimmung des turbulenten sensiblen Wärmestroms mit dem Eddy-Kovarianzsystem unterstrichen: Die Strahlungsbilanzmessung und die Erfassung des fühlbaren Wärmestroms sind voneinander unabhängig. Der latente Wärmestrom entspricht der Differenz zwischen den beiden Messungen. Die Eddy-Kovarianzmessungen erfassen also mit grosser Wahrscheinlichkeit den tatsächlichen Austausch fühlbarer Wärme zwischen Oberfläche und *surface layer*.

Wie bereits bei der Diskussion der mittleren Tagesgänge gezeigt, spielt die Bewölkung eine entscheidende Rolle für den Strahlungsgenuss eines Messstandortes und somit auch für die Verdunstungssummen und die Grösse des fühlbaren Wärmestroms sowie des Bodenwärmestroms. In Abhängigkeit von Häufigkeit und Art der Bewölkung werden die Energieflüsse modifiziert (vgl. Abb. 6.7 und Abb. 6.8). Räumlich betrachtet wirkt die Bewölkung auf eine Nivellierung der Energieflüsse hin; Hangneigungs- und Expositionsunterschiede prägen sich weniger stark aus, da der diffuse Anteil an der kurzwelligen Einstrahlung erhöht ist. Eine Abschätzung der Strahlungsverluste aufgrund der Bewölkung kann für die vorliegende Untersuchung Tab. 6.2 entnommen werden. Die Werte der kurzwelligen Strahlungsbilanz ohne Bewölkung wurden aufgrund einfacher Modellberechnungen gewonnen: Für jede Jahreszeit können anhand von Strahlungstagen die *clearness*-Faktoren (vgl. Anhang

**Tab. 6.2:** Mittlere monatliche Verluste der kurzwelligen Strahlungsbilanz aufgrund der Bewölkung in Prozenten. Hellgrau = <40 %, grau = 40 bis 60 %, dunkelgrau = 60 bis 80 %, schwarz = >80 %. Erläuterungen siehe Text.

	1994	1995	1996
Januar		82	72
Februar		68	80
März		55	47
April		48	36
Mai		41	49
Juni		41	32
Juli		23	32
August		36	39
September	58	56	48
Oktober	55	55	63
November	70	69	77
Dezember	78	90	80

2) im Tagesverlauf berechnet werden. Diese zeigen an Schönwettertagen über das ganze Jahr zur Mittagszeit recht konstante Werte um 0.78. In den Morgen- und Abendstunden erreichen sie dann nur noch Werte um 0.2. Danach wird die Einstrahlung auf die Hangfläche unter Annahme einer vollständig transparenten Atmosphäre für alle Tage berechnet und mit den jeweiligen *clearness*-Faktoren multipliziert. Die Albedo verläuft über das gesamte Jahr recht gleichmässig und ist mit einem Wert von 0.23 berücksichtigt.

Die Einbussen sind beträchtlich. Speziell in den Wintermonaten wird nur ein Bruchteil der potentiellen Einstrahlung erreicht, was auf die häufigen Nebeltage bei Hochdrucklagen zurückzuführen ist. Aber auch in den hochsommerlichen Monaten Juli und August wird mehrheitlich nur 2/3 der potentiellen kurzwelligen Einstrahlung erreicht.

## 6.4 Wasserhaushalt

Für die Artenzusammensetzung und Vegetationsentwicklung an einem Standort spielt neben weiteren Faktoren auch der Wasserhaushalt

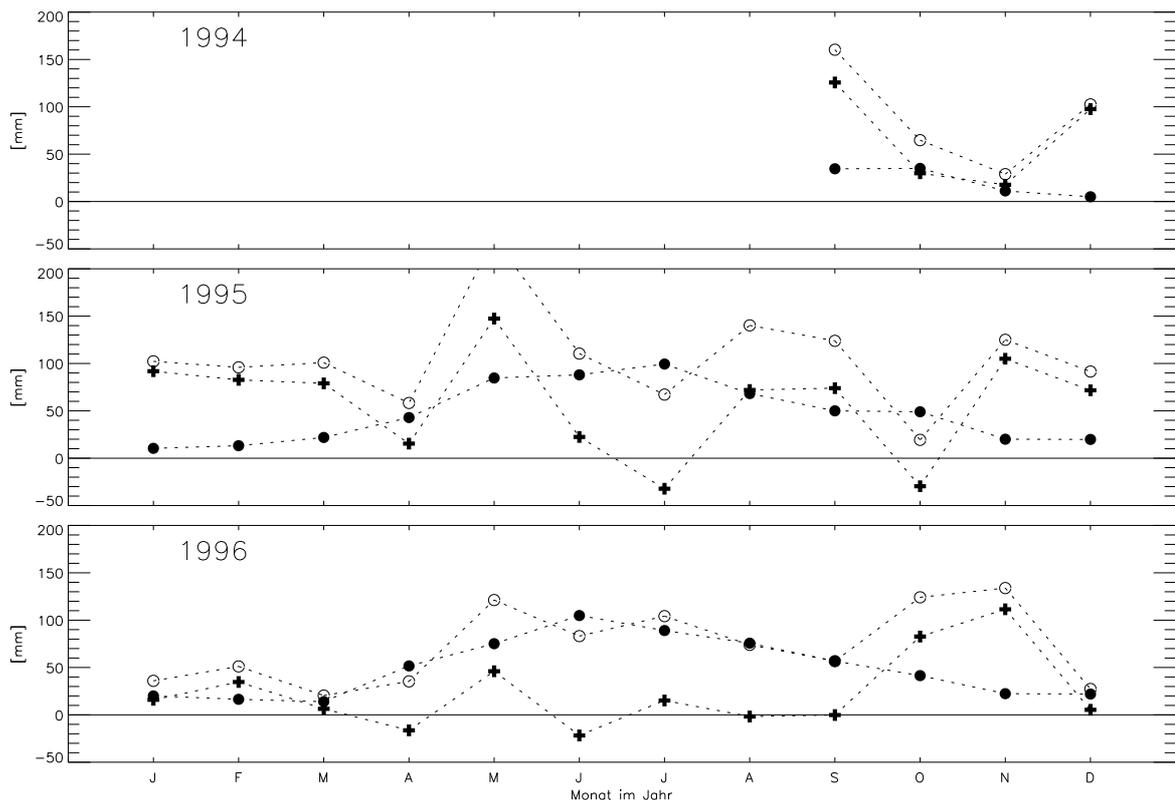
eine spezielle Rolle. Mit dem Wasser nehmen Pflanzen Nährstoffe aus dem Boden auf, in Abhängigkeit von der Bodenfeuchte siedeln sich unterschiedliche Pflanzengesellschaften an. Über die Verdunstung sind Energie- und Wasserhaushalt gekoppelt.

Abb. 6.10 zeigt den Verlauf der Wasserhaushaltsglieder für den Untersuchungszeitraum auf Monatsbasis. Vorauszuschicken ist, dass die Niederschlagsmessungen in den Wintermonaten mit einer gewissen Unsicherheit behaftet sind. Der Niederschlagsammler wurde nicht beheizt, fester Niederschlag konnte daher erst nach dessen Auftauen von der Wippe erfasst werden. Zusätzlich zur Zeitverzögerung muss somit mit Evaporationsverlusten oder mit mechanisch bedingten Änderungen der festen Niederschlagsauflage gerechnet werden. Die mengenmässigen Abweichungen dürften sich aber in einem engen Rahmen bewegen.

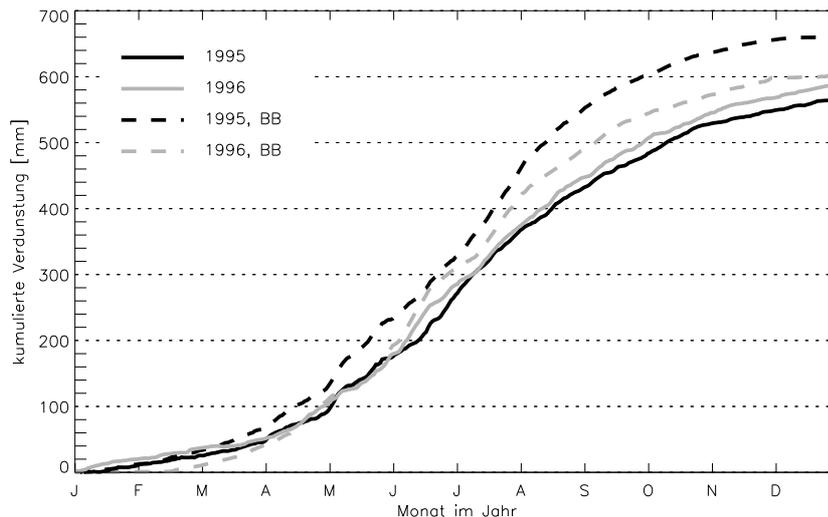
Der Verlauf der monatlichen Niederschlagssummen deckt sich im Allgemeinen mit den in

Kapitel 6.1 für die gesamte Schweiz beschriebenen Verhältnissen. Eine Ausnahme bildet das Jahr 1996, wo die Monate Juni, August und September auch eher zu kleine Mengen aufwiesen und bei einer Jahressumme von 867 mm die Trockenheit der ersten Jahreshälfte somit nicht mehr kompensiert werden konnte. Die Niederschlagsstation Grellingen der Schweizerischen Meteorologischen Anstalt, rund 2 km östlich der Nenzlinger Weide gelegen, kann mit einem Normalwert von 998 mm (1901 - 1960) hier als Vergleichsbasis dienen.

Die Niederschlagsmenge eines Standortes ist gegeben. Da auch die Evapotranspiration einen recht konstanten, hauptsächlich von der Strahlungsbilanz gesteuerten Jahresverlauf zeigt, kommt dem Differenzglied die ausgleichende Funktion zu. Das Differenzglied umfasst alle Wassertransporte sowie die Wasserspeicherung in Boden und Vegetationsdecke.



**Abb. 6.10:** Verlauf der Wasserhaushaltsglieder auf Monatsbasis für den Zeitraum August 1994 bis Dezember 1996. Dargestellt ist der Niederschlag (Kreise), die Evapotranspiration (ausgefüllte Kreise) und die Differenz (Kreuze) zwischen Niederschlag und Evapotranspiration. In den Jahren 1995 und 1996 belaufen sich die jährlichen Niederschlagssummen auf 1267 bzw. 867 mm, die Verdunstungssummen auf 568 bzw. 590 mm und die Differenzen auf 699 bzw. 277 mm. Der Maiwert des Niederschlags im Jahr 1995 beträgt 232 mm. Erläuterungen siehe Text.



**Abb. 6.11:** Kumulierte Evapotranspiration der Nenzlinger Weide in den Jahren 1995 und 1996. Zum Vergleich sind die bei der ANETZ-Station Basel-Binningen mit einem Grosslysimeter gemessenen Werte für beide Jahre ebenfalls eingezeichnet (BB). Erläuterungen siehe Text.

Negative Differenzen treten 1995 in den Monaten Juli und Oktober auf, im Jahr 1996 in den Monaten April, Juni, August und September. In diesen Monaten wird also im Mittel Wasser vom Boden in die Atmosphäre transportiert, in den restlichen Monaten läuft der Nettowasserfluss in den Boden.

Der Boden auf der Nenzlinger Weide weist einen hohen Skelettanteil (Grus und Steine) auf (vgl. Kapitel 3.1). Die Schuttsschichten modifizieren die karsthydrologischen Verhältnisse, welche durch den klüftigen Kalkuntergrund mit seiner hohen Wasserdurchlässigkeit vorgegeben sind. Die nutzbare Feldkapazität beträgt, bis zu einer Tiefe von 0.7 m berechnet, rund 100 mm (Spycher, 1997). Davon entfallen 75 mm auf den gut bis mittel durchwurzelten Bereich. Der Boden der Nenzlinger Weide vermag also in etwa die Niederschlagsmenge eines durchschnittlichen Monats zu speichern. Die oben angeführten negativen Differenzen bewegen sich alle oberhalb  $-50$  mm und führen in der Untersuchungsperiode nie zur Austrocknung aller Bodenschichten.

Der vorangegangene Satz weist bereits darauf hin, dass es Unterschiede zwischen den verschiedenen Bodenschichten gibt. So zeigt Spycher (1997) für den Sommer 1994 eine Halbierung des Bodenwassergehaltes in  $-0.06$  m Tiefe innerhalb von zwei Wochen. Die oberen Bodenschichten trocknen schneller aus. Fehlen dann tieferwurzelnde Pflanzen, wie im März 1996, erreicht die Verdunstung keine der ver-

fügbaren Energie entsprechenden Werte (vgl. Kapitel 6.1, 6.2, Abb. 6.6).

In den Monaten Juni und Juli werden maximale Tagessummen der Verdunstung von 5 bis 6 mm erreicht. In den Monaten November bis Februar sinken diese gegen Null und es treten auch negative Tagessummen von gegen  $-0.5$  mm auf. Die mittleren Tagessummen in den Monaten Juni und Juli bewegen sich im Bereich 2.9 bis 3.5 mm, in den Monaten November bis März im Bereich 0.2 bis 0.7 mm.

In Abb. 6.11 sind die Summenkurven der Verdunstung für die Nenzlinger Weide und für den Standort Basel-Binningen aufgetragen. Die beiden Summenkurven für die Nenzlinger Weide liegen sehr nahe beieinander, die Verdunstungsdynamik in den beiden Jahren 1995 und 1996 ist demnach sehr ähnlich. Unterschiede zeigen sich am Jahresanfang, wo der Januar 1996 trotz deutlich geringerer Niederschläge durch höhere Verdunstungsbeträge die Summenkurve bis zu Beginn des Aprils über derjenigen des Jahres 1995 verlaufen lässt. Des Weiteren ist Mitte Juni die grösste Differenz zwischen den beiden Kurven zu beobachten. Die durch vermehrte Bewölkung im Juni 1995 deutlich reduzierten kurzweiligen Strahlungsbilanzwerte (siehe Tab. 6.2) führen gegenüber dem Jahr 1996 zu einer Abschwächung der Verdunstungsdynamik in der ersten Hälfte des Monats. Anfang Juli stehen dann beide Summenkurven bei 300 mm womit Mitte Jahr auch bereits ein wenig mehr wie die Hälfte der Jahressummen der Verdunstung erreicht sind. Die

Basis für die Jahresdifferenz von 20 mm (1995: 568 mm, 1996: 590 mm) wird dann im August gelegt.

Im Vergleich der beiden Messstandorte Nenzlinger Weide und Basel-Binningen sind im Jahr 1995 hauptsächlich in den Monaten April bis Juli und im Jahr 1996 in den Monaten Juni und Juli Unterschiede in der Verdunstungsdynamik auszumachen. Aufgrund der Datenlage kann hier keine nähere Zuordnung der Differenzen zu Bewölkungsmustern, Wasserverfügbarkeit oder Vegetationszustand vorgenommen werden.

## 6.5 Vegetation

Das Pflanzenwachstum hängt von verschiedenen Faktoren ab. Neben der räumlichen Situation (Breitenlage, Höhe über Meer, Hangneigung und -exposition) und verschiedenen Klimaelementen (photosynthetisch aktive Strahlung, Temperatur, Sättigungsdefizit, Wind etc.) spielen weitere Ökosystemgrößen wie die Wasserverfügbarkeit oder das Nährstoffangebot eine Rolle. Übersichten zu diesem Thema vermitteln u.a. Larcher (2001) und Jones (1992).

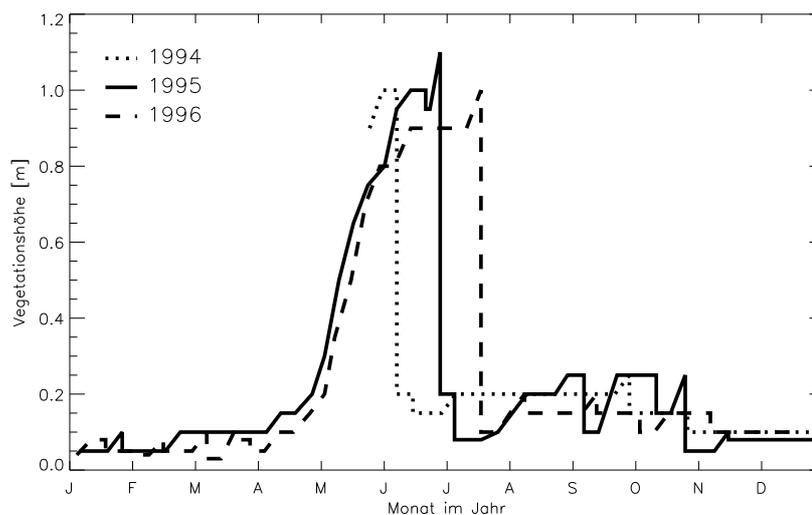
Innerhalb des Teilprojekts Meteorologie im Biodiversitätsprojekt des Schweizerischen Nationalfonds (siehe Einleitung) hat sich Roggo (1998) mit Fragen der Interaktionen zwischen Pflanzen und Atmosphäre beschäftigt. Sie diskutiert ausführlich den Einfluss ausgewählter klimatischer Größen, sowohl allgemein als

auch konkret anhand der Verhältnisse auf der Nenzlinger Weide. In der vorliegenden Arbeit wurde bereits verschiedentlich auf Interaktionen zwischen Vegetation und Energiehaushalt hingewiesen. An dieser Stelle sollen daher nur noch zwei ergänzende Punkte beleuchtet werden.

### Bestandeshöhe

Abb. 6.12 zeigt die wöchentlich erhobenen Bestandeshöhen für den Messstandort und gibt somit die Wuchshöhen des längsten Grases, *Bromus erectus*, wieder. Dieses Gras stellt 43 % der gesamten oberirdischen Biomasse (Hufschmid, 1994). 1995 wird im Juni eine maximale Bestandeshöhe von 1.1 m erreicht, 1996 erreicht *Bromus erectus* im Juli eine maximale Wuchshöhe von 1 m.

Die Wiese wurde in Abhängigkeit von der Vegetationsentwicklung jeweils in den Monaten Juni oder Juli und im Oktober gemäht. Falls die Wuchshöhe des Grases mit dem Energiehaushalt der Nenzlinger Weide in direktem Zusammenhang steht, müsste mit der Mahd eine deutliche Verschiebung in der Energiepartitionierung einhergehen. Dem ist nicht so (vgl. Abb. 6.2 und Abb. 6.5). Die täglichen Verdunstungssummen weichen vor und nach dem Schnitt nicht signifikant voneinander ab. Die Transpiration der Phytomasse oberhalb rund 0.1 m über Boden trägt zur Gesamtverdunstung des Standorts zu diesen Zeitpunkten nur wenig bei. Offenbar



**Abb. 6.12:** Bestandesobergrenzen für die gesamte Messperiode. Die Daten stammen aus wöchentlichen Erhebungen. Die geringen Schwankungen ausserhalb der Hauptvegetationsperiode entstanden durch Schnee- oder Regenfälle, welche die Wiese flächenhaft gegen den Boden drückten.

spielt hier die Krautschicht eine viel wichtigere Rolle und die Bestandeshöhe steht mit der Energiepartitionierung nicht in Zusammenhang. Auf Magerwiesen sind somit detailliertere pflanzenphysiologische und –soziologische Aufnahmen notwendig, um Beziehungen zum Energiehaushalt herstellen zu können.

Dies zeigen auch die Untersuchungen von Lauber (1996). Aufgrund direkter Blattleitfähigkeitsmessungen<sup>1</sup> stellt er für verschiedene Pflanzen auf der Nenzlinger Weide ganz unterschiedliche Reaktionen auf Stresssituationen fest. Bei im Oberboden eingeschränkter Wasserverfügbarkeit brechen beispielsweise die Blattleitfähigkeitswerte von *Bromus erectus* stark ein, wohingegen Pflanzen der Krautschicht überhaupt keine Erhöhung der Diffusionswiderstände zeigen. Er vermutet, dass die unterschiedliche Reaktion in den verschiedenen tief reichenden Wurzeln begründet ist. Die Artenvielfalt einer Magerwiese wirkt also auf den Energiehaushalt ausgleichend.

#### Top down – Bottom up

Der in dieser Untersuchung angewandte Ansatz zur Bestimmung der Verdunstung wird in den Biowissenschaften als *top down*-Ansatz bezeichnet (Jarvis und McNaughton, 1986). Die Evapotranspiration wird integrativ für einen gesamten Bestand bestimmt. In den Biowissenschaften muss häufig der umgekehrte Weg begangen werden (*bottom up*).

Zuerst interessieren die Prozesse auf Zell- oder Blattebene. Im Forschungsprojekt Biodiversität mit der Hauptuntersuchungsfläche Nenzlinger Weide liegt einer der Schwerpunkte auf der Erforschung der Auswirkungen erhöhter CO<sub>2</sub> Konzentration in der Atmosphäre auf das Wachstum, die Anatomie, die Physiologie und die Konkurrenz von Pflanzen unter natürlichen Bedingungen und über einen längeren Zeitraum. Im Zentrum steht dabei die Änderung der Blattleitfähigkeit verschiedener Pflanzenarten, welche unter erhöhter CO<sub>2</sub> Konzentration häufig, aber nicht immer stark zurückgeht (Field et al., 1995). Sind die Änderungen bekannt, kann versucht werden, die Auswirkungen auf die Ökosystemebene hinauf zu skalieren.

Lauber (1996) schätzt für den 23. Mai 1995, ausgehend von Porometermessungen die Bestandesverdunstung ab. Er erhält eine Tagessumme der Transpiration von 6.1 mm und liegt damit nicht ganz doppelt so hoch wie die mit dem Eddy-Kovarianzsystem in der vorliegenden Untersuchung bestimmten 3.4 mm für die Tagessumme der Evapotranspiration. Für einen Bestand, welcher einer CO<sub>2</sub> Konzentration von 600 ppm ausgesetzt wäre (355 ppm entsprechen der heutigen Konzentration), berechnet Lauber eine Bestandesverdunstung von 3.9 mm. Bei potentieller Verdunstung könnten mit der am 23. Mai 1995 zur Verfügung stehenden Energie maximal 4.7 mm Wasser verdunstet werden. Lauber liegt demnach mit 6.1 mm klar zu hoch.

Der Vergleich weist auf die grossen Schwierigkeiten hin, welche mit *upscaling*-Berechnungen verbunden sind. Trotz mehrerer Annahmen, welche auf eine Reduktion der Bestandestranspirationssumme hinwirken, liegt die grobe Abschätzung von Lauber immer noch beträchtlich neben dem der Wirklichkeit sicherlich näher kommenden Wert von 3.4 mm.

Stocker et al. (1999, 1997) bestimmen die Evapotranspiration auf der Nenzlinger Weide in geschlossenen transparenten Kammern ebenfalls für Pflanzen unter normaler und erhöhter CO<sub>2</sub> Konzentration. Interessant wäre hier wiederum die Gegenüberstellung der Verdunstungssummen der klar abgegrenzten Räume und der mit dem Eddy-Kovarianzsystem bestimmten Werte. Leider fehlen hier aber vergleichbare Werte. Obwohl für diese Arbeit nicht von primärem Interesse, soll doch angefügt werden, dass Stocker et al. unter erhöhtem CO<sub>2</sub> nur eine im Bereich 0 - 20 % verringerte Evapotranspiration feststellen.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Vegetation auf den Energiehaushalt generell ausgleichend wirkt. Artenreiche Pflanzendecken sind dabei besser in der Lage, auch Stresssituationen zu überbrücken. Aufgrund der vielfältigen Rückkoppelungsprozesse und der Anpassungsfähigkeit von Pflanzen ist der Energiehaushalt eines Standortes durch sich verändernde Umweltbedingungen in den gemässigten Breiten nur schwer aus dem Gleichgewicht zu bringen. Die Pflanzendecke muss dazu dauerhaft geschädigt werden. Grösstes Potential kommt hier dem Niederschlag zu. Fehlt dieser langfristig, wird den Pflanzen die Lebensgrundlage entzogen.

<sup>1</sup> Die Blattleitfähigkeit ist der Kehrwert des Diffusionswiderstandes für Wasserdampf in Blättern. Dieser umfasst die parallel angeordneten stomatären und cuticulären Widerstände.

## 7 Schlussbetrachtungen

### 7.1 Hauptresultate der vorliegenden Arbeit

#### Messmethodik

Kospektrales Korrekturmodell für die Wärmeflussmessungen mit einem Gill Enhanced Sonic in Kombination mit einem Thermoelement 75  $\mu\text{m}$ : Für die Untersuchungen auf der Nenzlinger Weide stand ein Sonic-Anemometer zur Verfügung, welches den dreidimensionalen Windvektor mit 5 Hz misst. Für die Erfassung des fühlbaren Wärmeflusses musste zusätzlich ein Thermoelement eingesetzt werden. Anhand von Vergleichsmessungen mit einem Gill R2 Sonic wurde ein Modell entwickelt, welches die Dämpfung der Kospektren im hochfrequenten Bereich korrigiert und zu einer guten Übereinstimmung zwischen den Flussmessungen der beiden Messsysteme führt. Eingangsgrößen für das Modell sind die mittlere Windgeschwindigkeit, Messhöhe und Verdrängungsschichtdicke, die Zeitkonstante des Thermoelementes sowie die Schichtungsstabilität.

Strahlungsmessungen am Hang: Aus messtechnischen Überlegungen wurden die Strahlungsmessgeräte auf der Nenzlinger Weide horizontal ausgerichtet. Die Strahlungsflüsse müssen aber aufgrund der geneigten Austauschfläche in einem hangparallelen Koordinatensystem betrachtet werden. Dabei kommt der kurzwelligen Einstrahlung aus dem oberen Halbraum zentrale Bedeutung zu. Diese kann unter Berücksichtigung der direkten und diffusen Anteile auf die hangparallele Einheitsfläche umgerechnet werden. Die diffusen Anteile werden rechnerisch bestimmt. Für einen Zeitraum mit Vergleichsmessungen können mit dem gewählten Ansatz 99.9% der Varianz der hangparallelen kurzwelligen Einstrahlung erklärt werden. Die Korrelation von gemessener und modellierter Strahlungsbilanz weist noch ein Bestimmtheitsmass von 0.997 auf. Die langwelligen Strahlungsströme und die diffuse kurzwellige Strahlung aus dem unteren Halbraum sind für beide Koordinatensysteme vergleichbar.

Eddy-Kovarianz- und Bowen-Verhältnismethode in komplexem Gelände: Beide Ansätze liefern auf der Nenzlinger Weide brauchbare Werte für die fühlbaren Wärmeflüsse. Die Ergebnisse der Eddy-Kovarianzmethode sind robuster, liegen aber trotz Anwendung des kospektralen Korrekturmodells häufiger unter

den vermutlich wahren Werten. Diesem Umstand wird durch die Verwendung eines weiteren, von der verfügbaren Energie abhängigen Korrekturfaktors, Rechnung getragen. Somit kann der Energiehaushalt der Nenzlinger Weide durch die Kombination der Eddy-Kovarianzmethode mit der Energiebilanz bestimmt werden.

#### Mittlere Strömung, turbulenter Austausch und Advektion

Mittlere Strömung: Im Untersuchungszeitraum herrschten nur in 10% aller Fälle Windgeschwindigkeiten  $> 2 \text{ ms}^{-1}$  vor, 62% aller Messwerte lagen unter  $1 \text{ ms}^{-1}$ . Für die kleinräumig gegliederten Hänge des Schweizer Juras dürfte dies durchaus typisch sein. Für die Hanglage charakteristisch ist der nächtliche Kaltluftabfluss, welcher mit grosser Regelmässigkeit zu beobachten ist und mittlere Geschwindigkeiten von  $0.6 \text{ ms}^{-1}$  aufweist.

Inhomogenitäten in Raum und Zeit: Am Messstandort sind mechanisch und thermisch wirksame räumliche Inhomogenitäten vorhanden. Die Turbulenz ist in den wenigsten Fällen in lokalem Gleichgewicht und die Flüsse von Impuls und Wärme sind in der *surface layer* der Nenzlinger Weide nicht höhenkonstant. Dadurch treten advektive Flussbeiträge auf. In den Temperaturspektren ist der Einfluss von Prozessen ausserhalb der *surface layer* sichtbar, welche Zeitperioden aufweisen, die grösser als die für die Analyse gewählten 30 min-Intervalle sind. Die Untersuchung der Spektren der Windkomponenten zeigt, dass der advektive Transport nicht signifikant von der Anströmrichtung abhängt. Die Analyse der Kospektren weist darauf hin, dass der Impulsfluss durch die Inhomogenitäten stärker beeinträchtigt wird als der Fluss fühlbarer Wärme. Der Einfluss der Topographie auf den turbulenten Austausch kann aufgrund der vorhandenen Inhomogenitäten nicht charakterisiert werden, dürfte aber deutlich hinter letzterem zurückstehen.

MO-Beziehungen (MOS): Grundlage der MOS ist die Obukhov-Länge  $L$  und der daraus gebildete Stabilitätsindex  $\zeta$ . Das Vorzeichen von  $\zeta$  lässt sich aus den Messdaten sicher bestimmen, sein absoluter Wert ist allerdings kritisch von gemessenem Impuls- und fühlbarem Wärmefluss abhängig. Die normalisierten Standardabweichungen des Vertikalwindes  $\sigma_w/u_*$  liegen deutlich unter den durch die MOS gegebenen Werten, die Resultate für  $\sigma_\theta/|\theta_*|$  darüber. Die Abweichungen lassen sich wiederum durch die Inhomogenitäten im Umfeld der Messstation

erklären, hangspezifische Einflüsse können nicht ausgewiesen werden.

Richtung des Impulsflusses und des Flusses fühlbarer Wärme: Eine abschliessende Beurteilung der Frage ist aufgrund der durchgeführten Messungen nicht möglich. Einige Indizien weisen aber den Weg:

Die durchschnittlich geringen Windgeschwindigkeiten lassen die Vermutung zu, dass der turbulente Wärmetransport von der Oberfläche in die angrenzende Luftschicht häufig thermisch gesteuert ist und somit vertikal verläuft. Unterstützt wird diese Einschätzung durch die Analyse der Kospektren welche zeigt, dass die Fluktuationen der potentiellen Temperatur und der Vertikalwindkomponente normal zur Strömung nur geringe systematische Zusammenhänge aufweisen.

Die mittlere Strömung verläuft ungefähr parallel zum Hang. Somit ist die bevorzugte Richtung für den Impulstransport die Hangnormale. Durch die inhomogene Umgebung auf der Nenzlinger Weide ist Stärke und Richtung des Impulsflusses jedoch generell erheblich gestört.

Beide Richtungseinschätzungen werden durch die Stabilitätsbetrachtungen unterstrichen. Die Qualität der Stabilitätswerte ist dann am Besten, wenn der Impulsfluss normal zur Strömung und der vertikale Wärmefluss verwendet werden.

### Energiehaushalt

Strahlungsbilanz: Im Jahr 1995 liegt die durchschnittliche Strahlungsbilanz bei  $59.7 \text{ Wm}^{-2}$  und damit rund 13 % tiefer als im Jahr 1996 mit  $68.7 \text{ Wm}^{-2}$ . Im Tagesgang werden die Maxima der Strahlungsbilanzwerte entsprechend der Hangneigung und Exposition am frühen Nachmittag erreicht. Die Albedo verläuft über das gesamte Jahr recht gleichmässig und beträgt im Mittel 0.23. Die Bewölkung führt zu beträchtlichen Einbussen bei der kurzwelligen Einstrahlung. In den Wintermonaten erreichen nur rund 20 % der potentiellen kurzwelligen Einstrahlung die Nenzlinger Weide, in den Sommermonaten erhöht sich der Anteil auf rund 65 %. Dadurch prägen sich Hangneigungs- und Expositionsunterschiede im Untersuchungsraum auf die Energieflüsse weniger stark aus.

Bodenwärmestrom: Im Jahresdurchschnitt ist der Bodenwärmestrom im Jahr 1995 wie auch im Jahr 1996 mit  $-0.7$  bzw.  $-0.5 \text{ Wm}^{-2}$  leicht negativ. In beiden Jahren wird also durchschnittlich geringfügig Energie in den Boden transportiert.

Fühlbarer und latenter Wärmestrom: Sowohl das Jahr 1995 wie auch das Jahr 1996 weisen ein Fluss-Bowen-Verhältnis  $< 1$  von 0.36 bzw. 0.48 auf. In den latenten Wärmestrom gehen 73.7 und 67.6 % der verfügbaren Energie ein. Auf der Basis von Tagesmittelwerten besteht mit einem Bestimmtheitsmass von 0.85 zwischen Strahlungsbilanz und latentem Wärmestrom eine klare lineare Abhängigkeit. Diese Abhängigkeit wird auch in anderen Untersuchungen festgestellt. Die Beobachtung eines relativ konstanten Anteils des latenten Wärmestroms unterstreicht indirekt die Qualität der Bestimmung des sensiblen Wärmestroms mit dem Eddy-Kovarianzsystem.

Wasserhaushalt: Die mittleren Tagessummen der Verdunstung in den Monaten Juni und Juli bewegen sich im Bereich 2.9 bis 3.5 mm, in den Monaten November bis März im Bereich 0.2 bis 0.7 mm. Maximale Werte von 5 bis 6 mm werden in den Monaten Juni und Juli erreicht,

Die Jahresniederschlagssumme beträgt 1995 1267 mm, im Jahr 1996 werden 867 mm erreicht. Die Verdunstungssummen belaufen sich auf 568 (1995) bzw. 590 mm (1996). Auch auf der Basis von Monatssummen stand immer genügend Wasser für die Verdunstung zur Verfügung, der Boden trocknete nie über die gesamte Tiefe aus. Im Oberboden kam es allerdings in den ersten Monaten des Jahres 1996 aufgrund geringer Niederschläge zu Wassermangel. Anhand dieser Phase kann die aktive Rolle der Vegetation im Verdunstungsprozess aufgezeigt werden.

Vegetation: Anhand der Mähtermine des Halbtrockenrasens auf der Nenzlinger Weide kann gezeigt werden, dass die Bestandeshöhe zu den betreffenden Zeitpunkten auf die Energiepartitionierung keinen signifikanten Einfluss hat. Zusammen mit den Untersuchungsergebnissen anderer Autoren kann festgestellt werden, dass die Artenvielfalt des Halbtrockenrasens auf den Energiehaushalt der Nenzlinger Weide ausgleichend wirkt. Aufgrund vielfältiger Rückkopplungsmechanismen und der Anpassungsfähigkeit von Pflanzen ist der Energiehaushalt der Untersuchungsfläche durch sich verändernde Umweltbedingungen (z.B. Verdoppelung der  $\text{CO}_2$ -Konzentration) nur schwer aus dem Gleichgewicht zu bringen. Die Pflanzendecke muss dazu dauerhaft geschädigt werden. Grösstes Potential kommt hier dem Niederschlag zu. Fehlt dieser langfristig, wird den Pflanzen die Lebensgrundlage entzogen.

## 7.2 Ausblick

Die Resultate dieser Arbeit geben auf die eingangs gestellten Fragenkomplexe nur bruchstückhaft Antwort. Drei Bereiche könnten für weitere Untersuchungen im Zentrum stehen:

Die Nenzlinger Weide war die Hauptuntersuchungsfläche des integrierten Projektes „Biodiversität“. Deshalb musste auch die mikrometeorologische Station auf dieser Fläche aufgebaut werden. Der Standort wurde dabei nicht im Hinblick auf die Beantwortung mikrometeorologischer Fragestellungen ausgewählt, sondern aufgrund seines Artenreichtums und relativ natürlichen Zustandes. Die recht grossen mechanischen und thermischen Inhomogenitäten im Umfeld der Station verunmöglichten die Bestimmung hangspezifischer Einflüsse auf den turbulenten Austausch. Um hangspezifische Effekte für Modelle parametrisieren zu können, müssen weitere Untersuchungen auf möglichst homogenen Hangflächen durchgeführt werden. Damit auch die advektiven Beiträge erfasst werden können, müssen Turbulenzmessungen zeitgleich an mehreren Punkten auf der Hangfläche durchgeführt werden.

Für die vorliegende Untersuchung stellte sich die Frage nach der Abhängigkeit der Biodiversität vom Energiehaushalt eines Lebensraumes zu früh bzw. am falschen Ort. Die Bestimmbarkeit der Energiehaushaltsglieder musste für den gegebenen Ort zuerst mit umfangreichen Untersuchungen geklärt werden. Aufgrund der vorliegenden Resultate könnten nun Querverbindungen zu den biowissenschaftlichen Fragestellungen konkret gesucht und interdisziplinär angegangen werden.

Nachdem nun für einen Zeitraum von zwei Jahren ein kompletter Datensatz für die Energiehaushaltsglieder auf der Nenzlinger Weide zur Verfügung steht, könnte versucht werden, mittels GIS-gestützter Wärmehaushaltsmodelle und fernerkundlichen Methoden den Energiehaushalt für einen grösseren Raum zu bestimmen. In Kenntnis der artspezifischen pflanzenphysiologischen Reaktionen auf klimatische Einflüsse wären so Aussagen über die potentielle Zusammensetzung von Lebensgemeinschaften an anderen Standorten möglich.

## Literatur

- Arya, S.P.**, 1988: Introduction to micrometeorology. Academic Press, Inc., San Diego, 307 S.
- Baldocchi, D., Finnigan, J., Wilson, K., Paw U, K.T., und Falge, E.**, 2000: On measuring net ecosystem carbon exchange over tall vegetation on complex terrain. *Bound.-Layer Meteor.*, **96**, 257-291
- Bernhofer, C.**, 1992: Estimating forest evapotranspiration at a nonideal site. *Agr. Forest Meteor.*, **60**, 17-32
- Brutsaert, W.**, 1982: Evaporation into the atmosphere. Theory, history, and applications. Kluwer Academic Publ., Dordrecht, 299 S.
- Brutsaert, W., und Kustas, W.P.**, 1985: Evaporation and humidity profiles for neutral conditions over rugged hilly terrain. *J. Appl. Meteor.*, **24**, 915-923
- Collares-Pereira, M., und Rabl, A.**, 1979: The average distribution of solar radiation-correlations between diffuse and hemispherical and between daily and hourly insolation values. *Solar Energy*, **22**, 155-164
- De Bruin, H.A.R., Bink, N.J., und Kroon, L.J.M.**, 1991: Fluxes in the surface layer under advective conditions. In: Schmugge, T.J., und André, J.-C., (eds.), Land surface evaporation: measurement and parameterization, Springer-Verlag, New York, 157-169
- De Bruin, H.A.R., Koshiek, W., und Van den Hurk, B.J.J.M.**, 1993: A verification of some methods to determine the fluxes of momentum, sensible heat, and water vapour using standard deviation and structure parameter of scalar meteorological quantities. *Bound.-Layer Meteor.*, **63**, 231-257
- De Bruin, H.A.R., Van den Hurk, B.J.J.M. und Kroon, L.J.M.**, 1999: On the temperature-humidity correlation and similarity. *Bound.-Layer Meteor.*, **93**, 453-468
- Doran, J.C., Wesely, M.L., McMillen, R.T., und Neff, W.D.**, 1989: Measurement of turbulent heat and momentum fluxes in a mountain valley. *J. Appl. Meteor.*, **28**, 438-444
- Doran, J.C., Horst, T.W., und Whiteman, C.D.**, 1990: The development and structure of nocturnal winds in a simple valley. *Bound.-Layer Meteor.*, **52**, 41-68
- DWD**, 1987: Allgemeine Meteorologie. Deutscher Wetterdienst, Offenbach a.M., 181 S.
- Ede, A.J.**, 1967. An introduction to heat transfer; principles and calculations. Pergamon Press, 287 S.
- Eugster, W.**, 1994. Mikrometeorologische Bestimmung des NO<sub>2</sub>-Flusses an der Grenzfläche Boden/Luft. Diss. Universität Bern, Bern, 164 S.
- Feigenwinter, C.**, 2000: The vertical structure of turbulence above an urban canopy. Diss. Universität Basel, Basel, 76 S.
- Feistel, U., Biron, P., Bernhofer, C., und Najjar, G.**, 1998: Estimation of evapotranspiration of two spruce stands in a mountainous catchment using the eddy covariance energy balance technique. *Wetter und Leben*, **1**, 35-51
- Feistel, U., Grünwald, T., und Bernhofer, C.**, 1996: Die Evapotranspiration eines Fichtenbestandes in den Hochlagen des Erzgebirges. *Wiss. Z. Techn. Universität Dresden*, **2**, 62-67
- Field, C.B., Jackson, R.B., und Mooney, H.A.**, 1995: Stomatal responses to increased CO<sub>2</sub>: implications from the plant to the global scale. *Plant, Cell and Environment*, **18**, 1214-1225
- Flint, A.L., und Childs, S.W.**, 1987: Calculation of solar radiation in mountainous terrain. *Agr. Forest Meteor.*, **40**, 233-249
- Foken, T.**, 1990. Turbulenter Energieaustausch zwischen Atmosphäre und Unterlage. Methoden, messtechnische Realisierung sowie ihre Grenzen und Anwendungsmöglichkeiten. Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes, Offenbach a.M., 287 S.
- Foken, T., und Wichura, B.**, 1996: Tools for quality assessment of surface-based flux measurements. *Agr. Forest Meteor.*, **78**, 83-105

- Founda, D., Tombrou, M., Lalas, D.P., und Asimakopoulos, D.N.**, 1997: Some measurements of turbulence characteristics over complex terrain. *Bound.-Layer Meteor.*, **83**, 221-245
- Frank, H.P.**, 1996: A simple spectral model for the modification of turbulence in flow over gentle hills. *Bound.-Layer Meteor.*, **79**, 345-373
- Fritsch, J.**, 1998: Energiebilanz und Verdunstung eines bewaldeten Hanges im Hochschwarzwald. Diss. Universität Freiburg i.B., Freiburg i.B., 186 S.
- Fritschen, L., und Qian, P.**, 1990: Net radiation, sensible and latent heat flux densities on slopes computed by the energy balance method. *Bound.-Layer Meteor.*, **53**, 163-171
- Fröhlich, C.**, 1993: Changes of total solar irradiance. In: Interactions between global climate subsystems, the legacy of Hann. Geophysical Monograph 75, IUGG 15, 123-129
- Fuehrer, P.L., Friehe, C.A., und Edwards, D.K.**, 1994: Frequency-response of a thermistor temperature Probe in air. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **11**, 476-488
- Geissbühler, P., Siegwolf, R., und Eugster, W.**, 2000: Eddy covariance measurements on mountain slopes: the advantage of surface-normal sensor orientation over a vertical set-up. *Bound.-Layer Meteor.*, **96**, 371-392
- Hewer F.E., und Wood, N.**, 1998: The effective roughness length for scalar transfer in neutral conditions over hilly terrain. *Q.J.R. Meteor. Soc.*, **124**, 659-685
- Hofmann, G.**, 1960: Wärmehaushalt und Advektion. *Arch. Meteor. Geoph. Biokl.*, **A11**, 474-502
- Horst, T.W.**, 1999: The footprint for estimation of atmosphere-surface exchange fluxes by profile techniques. *Bound.-Layer Meteor.*, **90**, 171-188
- Horst, T.W., und Weil, J.C.**, 1992: Footprint estimation for scalar flux measurements in the atmospheric surface layer. *Bound.-Layer Meteor.*, **59**, 279-296
- Houghton, R.A.**, 1995: Land-use change and the global carbon cycle. *Glob. Change Biol.*, **1**, 275-287
- Hufschmid, C.**, 1994: Quantitative Analyse der pflanzlichen Biodiversität in einem Kalk-trockenrasen. Diplomarbeit Bot. Inst. Universität Basel
- Huntingford, C., Blyth, E.M., Wood, N., Hewer, F.E., und Grant, A.**, 1998: The effect of orography on evaporation. *Bound.-Layer Meteor.*, **86**, 487-504
- Jacobs, A.F.G., und Welgraven, D.**, 1988: A simple-model to calculate the Sherwood and Nusselt numbers for disks of various shapes. *Int. J. Heat Mass Tran.*, **31**, 119-127
- Jacobs, A.F.G., und McNaughton, K.G.**, 1994: The excess temperature of a rigid fast-response thermometer and its effects on measured heat-flux. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **11**, 680-686
- Jackson, P.S., und Hunt, J.C.R.**, 1975: Turbulent wind flow over a low hill. *Q.J.R. Meteor. Soc.*, **101**, 929-955
- Jäggi, M., Vogt, R., und Parlow, E.**, im Druck: Analyse des Wasserhaushaltes anhand von Lysimetermessungen im Raum Basel. Analyse du bilan de l'eau à partir des mesures de lysimètre dans la région de Bâle. In: REKLIP Schlussbericht, Editions Coprur, Strasbourg
- Jarvis, P.G., und McNaughton, K.G.**, 1986: Stomatal control of transpiration - scaling up from leaf to region. *Adv. Ecol. Res.*, **15**, 1-49
- Jones, H.G.**, 1992: Plants and microclimate: a quantitative approach to environmental plant physiology. Cambridge University Press, Cambridge, 428 S.
- Kaimal, J.C.**, 1968: Effect of vertical line averaging on spectra of temperature and heat flux. *Q.J.R. Meteor. Soc.*, **94**, 149-155
- Kaimal J.C., Wyngaard, J.C., Izumi, Y., und Coté, O.R.**, 1972: Spectral characteristics of surface-layer turbulence. *Q.J.R. Meteor. Soc.*, **98**, 563-589
- Kaimal, J.C., Wyngaard, J.C., Haugen, D.A., Coté, O.R., Izumi, Y., Caughey, S.J. und Readings, C.J.**, 1976: Turbulence

- structure in convective boundary-layer. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2152-2169
- Kaimal J.C., und Finnigan, J.J.**, 1994: Atmospheric boundary layer flows: their structure and measurement. Oxford University Press, New York, 289 S.
- Kamber, K.**, 1999: Die Windverhältnisse in der Region Basel: neueste Erkenntnisse und anwendungsbezogene Umsetzungen. *Regio Basiliensis*, **40**, 53-63
- Kondratyev, K.Y.**, 1977: Radiation regime of inclined surfaces. World Meteorol. Org., Technical Note No. 152, Genf, 82 S.
- Lang, A.R.G., McNaughton, K.G., Fazu, C., Bradley, E.F., und Ohtaki, E.**, 1983: Inequalities of eddy transfer coefficients for vertical transport of sensible and latent heats during advective inversions. *Bound.-Layer Meteor.*, **25**, 25-41
- Larcher, W.**, 2001: Ökophysiologie der Pflanzen: Leben, Leistung und Stressbewältigung der Pflanzen in ihrer Umwelt. Ulmer, Stuttgart, 408 S.
- Laubach, J.**, 1996: Charakterisierung des turbulenten Austausches von Wärme, Wasserdampf und Kohlendioxid über niedriger Vegetation anhand von Eddy-Korrelationsmessungen. *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteor. Universität Leipzig, Inst. f. Troposphärenforschung e.V. Leipzig*, **3**, 139 S.
- Laubach, J., McNaughton, K.G., und Wilson, J.D.**, 2000: Heat and water vapour diffusivities near the base of a disturbed stable internal boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, **94**, 23-63
- Lauber, W.**, 1996: Stomatreaktionen auf erhöhtes CO<sub>2</sub> in einem Trockenrasen. Diplomarbeit Bot. Inst. Universität Basel
- Leclerc, M.Y., Thurtell, G.W.**, 1990: Footprint prediction of scalar fluxes using a markovian analysis. *Bound.-Layer Meteor.*, **52**, 247-258
- Lee, X.H., und Black, T.A.**, 1994: Relating eddy-correlation sensible heat-flux to horizontal sensor separation in the unstable atmospheric surface layer. *J. Geophys. Res.*, **99 (D9)**, 18545-18553
- McNaughton, K.G., und Laubach, J.**, 1998: Unsteadiness as a cause of non-equality of eddy diffusivities for heat and vapour at the base of an advective inversion. *Bound.-Layer Meteor.*, **88**, 479-504
- McNaughton, K.G., und Laubach, J.**, 2000: Power spectra and cospectra for wind and scalars in a disturbed surface layer at the base of an advective inversion. *Bound.-Layer Meteor.*, **96**, 143-185
- Miller, N.L.**, 1995: Sensitivity of surface heat and moisture Fluxes due to topographic slope and azimuth. *J. Geophys. Res.*, **100 (D9)**, 18669-18685
- Monteith, J.L., und Unsworth, M.H.**, 1990: Principles of environmental physics. Edward Arnold, London, 291 S.
- Moore, C.J.**, 1986: Frequency response corrections for eddy correlation measurements. *Bound.-Layer Meteor.*, **37**, 17-35
- Ogermann, P., Spycher, B., Schaub, D., und Sollberger, R.**, 1994: Landschaftsstruktur im Raum Nenzlingen – geoökologisch gesehen. *Regio Basiliensis*, **35/2**, 91-100
- Ohmura, A.**, 1982: Objective criteria for rejecting data for bowen ratio flux calculations. *J. Appl. Meteor.*, **21**, 595-598
- Oke, T.R.**, 1987: Boundary layer climates. Routledge, London, 435 S.
- Panin, G.N., Tetzlaff, G., Raabe, A., Schönfeldt, H., und Nasonov, A.E.**, 1996: Inhomogeneity of the land surface and the parameterization of surface fluxes – a discussion. *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteor. Universität Leipzig, Inst. f. Troposphärenforschung e.V. Leipzig*, **4**, 204-214
- Panin, G.N., und Tetzlaff, G.**, 1999: A measure of inhomogeneity of the land surface and parametrization of turbulent fluxes under natural conditions. *Theor. Appl. Climatol.*, **62**, 3-8
- Panofsky, H.A., Larko, D., Lipschutz, R., Stone, G., Bradley, E.F., Bowen, A.J. und Hojstrup, J.**, 1982: Spectra of velocity components over complex terrain. *Q.J.R. Meteor. Soc.*, **108**, 215-230
- Panofsky, H.A., und Dutton, J.A.**, 1984: Atmospheric turbulence. Models and methods for engineering applications. John Wiley & Sons, New York, 397 S.

- Paw U, K.T., Baldocchi, D.D., Meyers, T.P., und Wilson, K.B.**, 2000: Correction of eddy-covariance measurements incorporating both advective effects and density fluxes. *Bound.-Layer Meteor.*, **97**, 487-511
- Payne, G.A., Friehe, C.A., und Edwards, D.K.**, 1994: Time and frequency-response of a resistance-wire aircraft atmospheric-temperature sensor. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **11**, 463-475
- Perrier, A., und Tuzet, A.**, 1991: Land surface processes: description, theoretical approaches and physical laws underlying their measurements. In: Schmugge, T.J., und André, J.-C., (eds.), Land surface evaporation: measurement and parameterization, Springer-Verlag, New York, 145-156
- Plüss, C.**, 1997: The energy balance over an alpine snowcover: point measurements and areal distribution. Diss. ETH Zürich, Zürich, 106 S.
- Rannik, Ü.**, 1998: On the surface layer similarity at a complex forest site. *J. Geophys. Res.*, **103 (D8)**, 8685-8697
- Rannik, Ü., Aubinet, M., Kurbanmuradov, O., Sabelfeld, K.K., Markkanen, T., und Vesela, T.**, 2000: Footprint analysis for measurements over a heterogeneous forest. *Bound.-Layer Meteor.*, **97**, 137-166
- Raupach, M.R., Weng, W.S., Carruthers, D.J., und Hunt, J.C.R.**, 1992: Temperature and humidity fields and fluxes over low hills. *Q.J.R. Meteor. Soc.*, **118**, 191-225
- Raupach, M.R., und Finnigan, J.J.**, 1997: The influence of topography on meteorological variables and surface-atmosphere interactions. *J. Hydrol.*, **190**, 182-213
- Rebmann, C.**, 1994: Die Turbulenzmessanlage - Hochfrequente psychrometrische Messungen mit Thermoelementen. Diplomarbeit Universität Karlsruhe / Kernforschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, 109 S.
- Roedel, W.**, 1992: Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre. Springer-Verlag, Berlin, 457 S.
- Roggo, C.**, 1997: Biomassenabschätzung und Fernerkundung. Eine Untersuchung im Nordwestschweizer Jura unter Berücksichtigung ausgewählter Klimatelemente. Diss. Universität Basel, Basel, 97 S.
- Rotach, M.W.**, 1994: Determination of the zero plane displacement in an urban environment. *Bound.-Layer Meteor.*, **67**, 187-193
- Rott, H.**, 1979: Vergleichende Untersuchungen der Energiebilanz im Hochgebirge. *Arch. Meteor. Geoph. Biokl.*, **A28**, 211-232
- Schlittgen, R., und Streitberg, B.H.J.**, 1994: Zeitreihenanalyse. R. Oldenburg Verlag, München, 571 S.
- Schmid, H.P., und Oke, T.R.**, 1990: A model to estimate the source area contributing to turbulent exchange in the surface-layer over patchy terrain. *Q.J.R. Meteor. Soc.*, **116**, 965-988
- Schuepp, P.H., Leclerc, M.Y., MacPherson, J.I., und Desjardins, R.L.**, 1990: Footprint prediction of scalar fluxes from analytical solutions of the diffusion equation. *Bound.-Layer Meteor.*, **50**, 353-373
- Siemer, A.H.**, 1988: Ein eindimensionales Energie-Massenbilanzmodell einer Schneedecke unter Berücksichtigung der Flüssigwassertransmission. Diss. Universität Hannover, Hannover, 168 S.
- SMA**, 1996a: Annalen der Schweizerischen Meteorologischen Anstalt 1994. SMA, Zürich, 143 S.
- SMA**, 1996b: Annalen der Schweizerischen Meteorologischen Anstalt 1995. SMA, Zürich, 141 S.
- SMA**, 1998: Annalen der Schweizerischen Meteorologischen Anstalt 1996. SMA-Meteo Schweiz, Zürich, 140 S.
- Spycher, B.**, 1997: Skalenabhängigkeit von Boden-Pflanze-Beziehungen und Stickstoffhaushalt auf einem Kalktrockenrasen im Laufener Jura (Region Basel). Diss. Universität Basel, Basel, 126 S.
- Stocker, R., Leadley, P.W., und Körner, Ch.**, 1997: Carbon and water fluxes in a calcareous grassland under elevated CO<sub>2</sub>. *Funct. Ecol.*, **11**, 222-230

- Stocker, R., Schmid, B., Körner, Ch., und Leadley, P.W.**, 1999: A field study of the effects of elevated CO<sub>2</sub> and plant diversity on ecosystem level gas exchange in a planted calcareous grassland. *Glob. Change Biol.*, **5**, 95-105
- Stull, R.B.**, 1988: An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer Academic Publ., Dordrecht, 666 S.
- Taylor, P.A., Mason, P.J., und Bradley, E.F.**, 1987: Boundary-layer flow over low hills. *Bound.-Layer Meteor.*, **39**, 107-132
- Thom, A.S.**, 1975: Momentum, mass and heat exchange of plant communities. In: Monteith, J.L., (ed.), *Vegetation and the atmosphere*, Vol. 1, Academic Press, London, 57-100
- Tillman, J.E.**, 1972: The indirect determination of stability, heat and momentum fluxes in the atmospheric boundary layer from simple scalar variables during dry unstable conditions. *J. Appl. Meteor.*, **11**, 783-792
- Van Gorsel, E., Christen, A., und Vogt, R.**, 2001: Turbulenzstruktur über Flächen unterschiedlicher Rauigkeit und Komplexität. DACH Meteorologentagung, Wien, 18.-21. September
- VDI**, 1991: Turbulenzmessung mit Ultraschall-Anemometern. *VDI-Richtlinien*, 1-12, Düsseldorf (Verein Deutscher Ingenieure)
- Verma, S.**, 1985: The eddy correlation technique. In: Giordano, E., et al. (eds.), *Proc. Workshop on Plant-Atmosphere Relationships: Theory and Measurements of Mass and Energy Exchange*, 21-26 Oct 1985, Viterbo, Italy, 73-84
- Vogt, R.**, 1995: Theorie, Technik und Analyse der experimentellen Flussbestimmung am Beispiel des Hartheimer Kiefernwaldes. Diss. Universität Basel, Basel, 101 S.
- Vogt, R., und Reber, S.**, 1992: Das REKLIP-Energiebilanzmessnetz: Aufbau, Ausstattung, Test und erste Ergebnisse des Basler REKLIP-Messnetzes. *Regio Basilien-sis*, **33**, 81-92
- Vogt R., Christen, A., Feigenwinter, C., van Gorsel, E., Parlow, E., und Pitacco, A.**, 2000: Coupling of turbulence in and above a forest at a steep slope during nighttime. 24th conference on agricultural and forest meteorology, Davis, CA
- Webb, E.K., Pearman, G.I., und Leuning, R.**, 1980: Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. *Q.J.R. Meteor. Soc.*, **106**, 85-100
- Weber, R.O., und Kaufmann, P.**, 1998: Relationship of synoptic winds and complex terrain flows during the MISTRAL field experiment. *J. Appl. Meteor.*, **37**, 1486-1496
- Whiteman, C.D., Allwine, K.J., Fritschen, L.J., Orgill, M.M., and Simpson, J.R.**, 1989a: Deep valley radiation and surface energy budget microclimates. Part I: radiation. *J. Appl. Meteor.*, **28**, 414-426
- Whiteman, C.D., Allwine, K.J., Fritschen, L.J., Orgill, M.M., and Simpson, J.R.**, 1989b: Deep valley radiation and surface energy budget microclimates. Part II: energy budget. *J. Appl. Meteor.*, **28**, 414-426
- Whiteman, C.D., und Doran, J.C.**, 1993: The relationship between overlying synoptic-scale flows and winds within a valley. *J. Appl. Meteor.*, **32**, 1669-1982
- Wichura, B., und Foken, T.**, 1995: Anwendung integraler Turbulenzcharakteristiken zur Bestimmung von Beimengungen in der Bodenschicht der Atmosphäre. Deutscher Wetterdienst, Abteilung Forschung, Arbeitsergebnisse, **29**, 52 S.
- Wilczak, J.M., Oncley, S.P., und Stage, S.A.**, 2001: Sonic anemometer tilt correction algorithms. *Bound.-Layer Meteor.*, **99**, 127-150
- Wood, N.**, 2000: Wind flow over complex terrain: a historical perspective and the prospect for large-eddy modelling. *Bound.-Layer Meteor.*, **96**, 11-32
- Wyngaard, J.C., Coté, O.R., und Izumi, Y.**, 1971: Local free convection, similarity, and the budgets of shear stress and heat flux. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1171-1182

## A1 Fehlerabschätzung für die Flussmessungen mit dem Gill Enhanced Sonic in Kombination mit einem Thermoelement 75 $\mu\text{m}$

In diesem Kapitel werden die Arbeitsschritte aufgezeigt, welche zu einem Korrekturmodell für die Flussmessungen des Gill Enhanced Sonic führen. Dabei stellen sich hauptsächlich zwei Probleme: Erstens wurden die Temperaturvarianzen mit einem Thermoelement 75  $\mu\text{m}$  (TC75, Typ E, Chromel/Konstanten) erfasst, welches eine relativ grosse Zeitkonstante aufweist (im Folgenden wird das kombinierte Messsystem mit Enhanced/75 bezeichnet). Somit muss hier für eine frequenzabhängige Dämpfung des Temperatursignales korrigiert werden. Zum Zweiten ist die räumliche Trennung von Vertikalwind- und Temperaturmessung eine weitere Fehlerquelle, welche näher untersucht wird.

### A1.1 Messanlage

Für die vorliegende Untersuchung konnte auf Messdaten aus dem Jahre 1994 zurückgegriffen werden, welche neben der REKLIP-Station Fischingen erhoben wurden. Eine Standortbeschreibung für die Messstation Fischingen geben Vogt und Reber (1992). Am 1. Juli wurde von 12.00 bis 17.00 Uhr über einem homogenen Maisbestand ein Gill Research Ultraschallanemometer parallel zum Enhanced/75 betrieben. Das Research Sonic erfasste den Windvektor und die Temperaturfluktuationen mit 20.83 Hz. Der Mais erreichte zu diesem Zeitpunkt eine durchschnittliche Wuchshöhe  $h$  von 1.15 m. Die Messhöhe  $z$  betrug für beide Messgeräte 2.3 m. Die statistischen Kenngrößen wurden jeweils aus den Rohdaten einer halben Stunde berechnet. Auf diese Halbstundenwerte beziehen sich alle folgenden Auswertungen. Trotz ungetrübter Einstrahlung prägte sich an diesem Tag nur eine schwach labile atmosphärische Schichtung aus (vgl. Abb. A1.1). Der Mais befand sich zu diesem Zeitpunkt in vollem Wachstum und zweigte, wie aus Abb. A1.2 ersichtlich, den Grossteil der zur Verfügung stehenden Energie für die Verdunstung ab.

Die Verdrängungsschichtdicke  $d$  wurde wie bei Rotach (1994) bestimmt. Der Ähnlichkeitstheo-

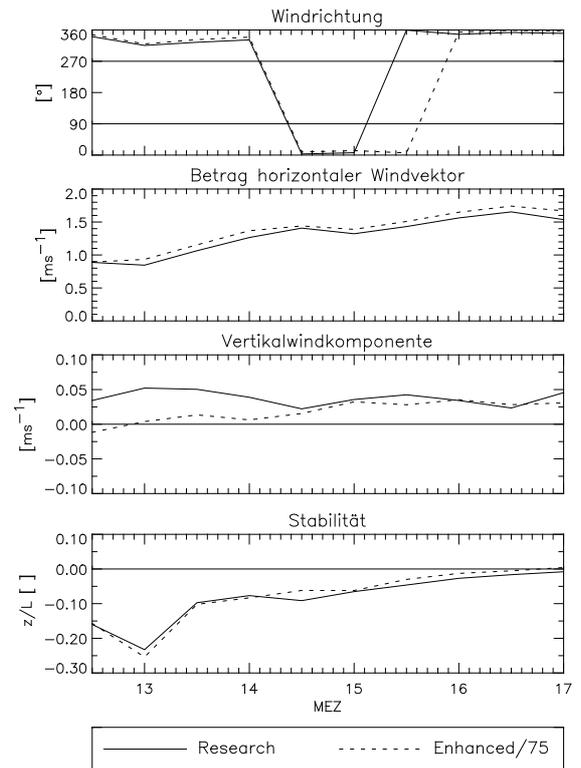


Abb. A1.1: Meteorologische Bedingungen während der Vergleichsmessungen vom 1. Juli 1994 in Fischingen.

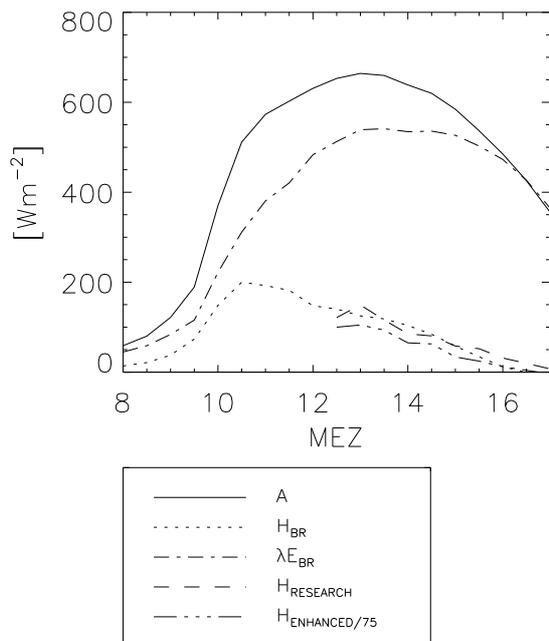
rie folgend ist bei vorhandenem Impulsfluss und labiler Schichtung die mit  $\theta_*$  skalierte Standardabweichung der potentiellen Temperatur  $\sigma_\theta$  nur von der Stabilität  $\zeta$  abhängig:

$$\frac{\sigma_\theta}{\theta_*} = C1(1 + C2\zeta)^{-1/3}. \quad (\text{A1.1})$$

$\theta_*$  ist die Skalierungsgrösse für den fühlbaren Wärmestrom (Stull, 1988). Für die Parameter  $C1$  und  $C2$  wurden die Werte 3.5 und 50 aus Rotach (1994) übernommen. In Gl. A1.1 werden nun für  $d$  schrittweise Werte von 0 bis  $h$  eingesetzt. Als Nullpunktverschiebung wird schliesslich jenes  $d$  gewählt, für das

$$\sum_{i=1}^n \left[ \left( \frac{\sigma_\theta}{\theta_*} \right)_{i,\text{gemessen}} - \left( \frac{\sigma_\theta}{\theta_*} \right)_{i,\text{berechnet}} \right]^2 = \min. \quad (\text{A1.2})$$

gilt. Für die vorliegenden Daten konnte  $d$  mit  $0.67 \cdot h$  oder 0.8 m bestimmt werden. Dies entspricht exakt der bei verschiedenen Autoren angegebenen Faustregel von  $d = 2/3h$  (z.B. Oke, 1987).

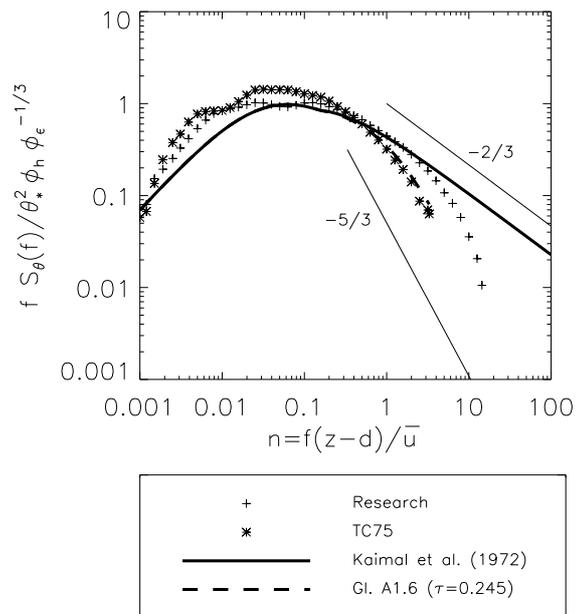


**Abb. A1.2:** Partitionierung der verfügbaren Energie  $A$  am 1. Juli 1994 in Fischingen.  $\lambda E_{BR}$  und  $H_{BR}$  bezeichnen die mit der Bowen-Verhältnis Methode aus Profilmessungen an der REKLIP-Station bestimmten Flüsse latenter und sensibler Wärme.

## A1.2 Die Zeitkonstante des TC75

Verschiedene Autoren haben sich bereits mit Untersuchungen der Zeitkonstanten  $\tau$  von Thermoelementen und der damit verbundenen frequenzabhängigen Dämpfung des Temperatursignales beschäftigt (u.a. Fuehrer et al., 1994, Jacobs und McNaughton, 1994, Payne et al., 1994, Rebmann, 1994, Moore, 1986). In der vorliegenden Studie konnten keine direkten Bestimmungen der Zeitkonstanten des TC75 im Windkanal durchgeführt werden. Daher wird die von der Windgeschwindigkeit abhängige Funktion zur Bestimmung der Zeitkonstante des TC75 mit Hilfe der Spektralanalyse hergeleitet.

In Abb. A1.3 folgen die spektralen Dichten des Researchs im niederfrequenten Teil des *inertial subrange* der erwarteten Proportionalität von  $n^{-2/3}$ . Ab  $n \approx 2$  fällt diese Kurve ab. Der Grund hierfür ist die akustische Pfadlänge  $d$  des Sonics, welche der Erfassung von hochfrequenten Signalfrequenzen eine physikalische Grenze setzt. Nach Kaimal et al. (1968) beschränkt sich der Grossteil dieser Störungen auf Wellenlängen, die kürzer als  $2\pi d$  sind. Die



**Abb. A1.3:** Gemittelte Temperaturspektren für den Zeitraum 12.00 bis 15.00 Uhr, 1. Juli 1994. Die atmosphärische Schichtung war in diesem Zeitraum leicht labil (vgl. Abb. A1.1). Durch die Verwendung der stabilitätsabhängigen Werte  $\phi_h$  und  $\phi_E$  werden die einzelnen Spektren im *inertial subrange* zusammengeführt (Kaimal et al., 1972). Erläuterungen siehe Text.

mittlere Windgeschwindigkeit für den in Abb. A1.1 betrachteten Zeitraum betrug  $1.16 \text{ ms}^{-1}$ , die Messpfade des Research Sonics sind  $0.15 \text{ m}$  lang. Unter Anwendung von Taylor's Hypothese ergibt sich somit eine *cutoff*-Frequenz  $f_c$  von  $1.2 \text{ Hz}$  oder  $n_c = 1.6$ . Temperaturfluktuationen mit höherer Frequenz können nur noch eingeschränkt erfasst werden.

Für das TC75 gilt diese Einschränkung nicht. Die Werte des TC75 fallen im hochfrequenten Teil des Spektrums in Abb. A1.3 als Folge der frequenzabhängigen Dämpfung ab.

Nach Moore (1986) lässt sich die frequenzabhängige Signaldämpfung eines Temperatursensors durch die Funktion

$$G(f) = (1 + [2\pi f\tau]^2)^{-1/2} \quad (\text{A1.3})$$

beschreiben, mit  $f$  der Frequenz in Hz. Diese *first-order gain function* hat für die meisten, in Turbulenzuntersuchungen eingesetzten Geräte

Gültigkeit. Eugster (1994) wählte für die Korrektur seiner NO<sub>2</sub>-Flussmessungen ein einfaches Analogiemodell aus der Elektronik, welches ebenfalls zur obigen Beziehung führt. Die gemessene Varianz  $\sigma_\theta^2$  kann aus dem von einer dämpfungsfreien Messung zu erwartenden Spektrum  $S_{\theta,(\tau=0)}(f)$  mit

$$\sigma_\theta^2 = \int_0^\infty G(f)^2 S_{\theta,(\tau=0)}(f) df \quad (\text{A1.4})$$

berechnet werden.

Der Vergleich mit der eingezeichneten Gerade in Abb. A1.3 zeigt, dass die Werte des TC75 im *inertial subrange* proportional zu  $f^{-5/3}$  abfallen. Zur natürlichen Proportionalität von  $f^{-2/3}$  kommt eine durch die frequenzabhängige Dämpfung verursachte zusätzliche Proportionalität von  $f^{-1}$ . Die in Fischingen gemessenen spektralen Dichten  $S_\theta(f)$  unterliegen demnach nur einer Dämpfung in Form von

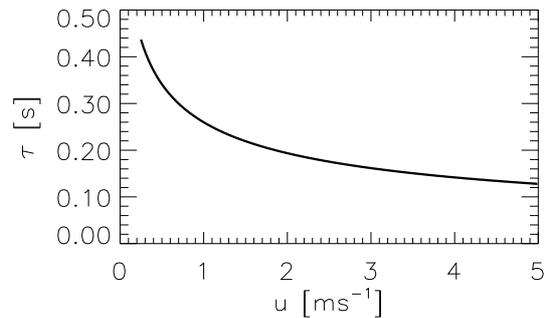
$$S_\theta(f) = G(f) S_{\theta,(\tau=0)}(f). \quad (\text{A1.5})$$

Die Dämpfungsfunktion  $G(f)$  geht unpotenziert in Gl. A1.5 ein. Die Gründe hierfür sind unklar. Auch bei Eugster (1994) ist diese Inkonsistenz zu finden, wenn auch in umgekehrter Richtung. Aufgrund seiner Messresultate verwendet er zur Beschreibung der frequenzabhängigen Dämpfung in seinen Spektren und Kospektren  $G(f)^2$ . Ausgehend von der Überlegung, dass das Kospektrum  $Co_{x,y}(f)$  im Falle von  $x=y$  gleich dem Spektrum  $S_x(f) = S_y(f)$  sein muss, sollten die gemessenen kospektralen Dichten eigentlich nur von  $G(f)$  abhängig sein. Dies trifft für die hier weiter unten präsentierten Kospektren auch zu. Aus diesem Grunde können nicht einfach die von Eugster (1994) parametrisierten Näherungsfunktionen zur Korrektur der Verluste bei den Wärmequellen übernommen werden. Zudem ist der Dämpfungsfaktor in seinem Messsystem konstant und nicht wie  $\tau$  eine Funktion des Horizontalwindes.

Durch Einbezug der Dämpfungsfunktion (A1.3) in die Beschreibung der neutralen Spektren von Kaimal et al. (1972) ergibt sich

$$f S_\theta(f) / \theta_*^2 = \begin{cases} 53.4n / [(1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2} (1 + 24n)^{5/3}], n \leq 0.15 \\ 24.4n / [(1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2} (1 + 12.5n)^{5/3}], n \geq 0.15 \end{cases} \quad (\text{A1.6})$$

Die Zeitkonstante  $\tau$  lässt sich nun durch Anpassung obiger Funktion an die gemessenen Werte im Bereich  $n \geq 0.15$  bestimmen<sup>1</sup>. Am einfachsten geschieht dies mit der Methode der kleinsten Quadrate. Die so bestimmte Zeitkonstante  $\tau$  beträgt für das hier verwendete TC75 0.245 sek und gilt bei einer Windgeschwindigkeit  $u$  von 1.16 ms<sup>-1</sup>. Abb. A1.3 zeigt den Graphen der zugehörigen gedämpften Kaimalfunktion. Die Windgeschwindigkeit in Fischingen variierte während der Vergleichsmessungen nur schwach. Eine Beziehung zwischen  $\tau$  und  $u$  musste daher aufgrund der folgenden Überlegungen hergestellt werden.



**Abb. A1.4:** Die Zeitkonstante  $\tau$  des TC75 in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit  $u$ .

Jacobs und McNaughton (1994) bestimmen die Zeitkonstante  $\tau$  von Temperaturfühlern mit

$$\tau = CVd_s (kANu)^{-1}, \quad (\text{A1.7})$$

wobei  $C$  die Wärmekapazität (Jm<sup>-3</sup>K<sup>-1</sup>),  $V$  das Volumen,  $d_s$  der Durchmesser und  $A$  die Oberfläche des Sensors ist.  $k$  steht für die Wärmeleitfähigkeit unbewegter Luft (Wm<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>) und  $Nu$  ist die Nusseltzahl (dimensionslos), gegeben durch (Ede, 1967, Jacobs und Welgraven, 1988)

<sup>1</sup> In diesem Bereich fallen alle nach KAIMAL et al. (1972) normierten und unter labilen Bedingungen erfassten Spektren in einer Kurve zusammen. Ein verstärktes Abfallen der spektralen Dichten in diesem Bereich ist also eindeutig auf die Dämpfung durch das TC75 zurückzuführen.

$$Nu = 0.32 + 0.51Re^{0.52} \quad (\text{Zylinder}). \quad (\text{A1.8})$$

$Re = ud_s \nu^{-1}$  ist die Reynoldszahl und  $\nu$  die kinematische Viskosität ( $\text{m}^2\text{s}^{-1}$ ). Aus Gl. A1.7 und (A1.8) lässt sich nun die Zeitkonstante  $\tau$  als Funktion der Windgeschwindigkeit  $u$  herleiten, indem vorgängig die sensorspezifischen, invariablen Grössen  $C$ ,  $V$ , und  $A$  durch Einsetzen von  $\tau = 0.245$  und  $u = 1.16 \text{ ms}^{-1}$  bestimmt werden. Dies führt zu  $cVA^{-1} = 131.1 \text{ (JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{)}$ . Der Graph der resultierenden Funktion

$$\tau = \frac{131.1d_s}{k(0.32 + 0.51(ud_s/\nu)^{0.52})} \quad (\text{A1.9})$$

ist in Abb. A1.4 zu sehen.

Eine Bestätigung der Grössenordnung dieser Erkenntnisse liefert Rebmann (1994). Sie kommt in ihren Untersuchungen für Thermoelemente  $75 \mu\text{m}$  des Typs E (Chromel/Konstanten) in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit  $u$  auf Trägheitszeiten zwischen  $0.21 \text{ sek}$  ( $u=0.25 \text{ ms}^{-1}$ ) und  $0.116 \text{ sek}$  ( $u=3 \text{ ms}^{-1}$ ).

### A1.3 Phasenverschiebung in den Zeitreihen von $w$ und $\theta$

Um die Messungen des Enhanced nicht zu beeinträchtigen, musste das TC75 ausserhalb der Sonic-Messpfade angebracht werden. Als Folge dieser räumlichen Separation wird der Wärmefluss unterschätzt. Der Verlust ist abhängig von der Distanz zwischen den beiden Messfühlern  $d_f$ , der Messhöhe, der atmosphärischen Stabilität und der Orientierung des Systems relativ zur Windrichtung.

Lee und Black (1994) entwickelten ein Modell für die Korrektur der Kovarianzen zwischen Vertikalwind- und Temperaturfluktuationen aufgrund der räumlichen Separation für instabile Verhältnisse. Diesem Modell zufolge dürfte das Verhältnis von  $d_f$  zu  $z-d$   $0.05$  nicht überschreiten, damit der Kovarianzverlust unterhalb  $3 \%$  liegt. Dieser Verlust ist für sie tolerierbar. Im vorliegenden Fall, wo die Separationsdistanz  $0.225 \text{ m}$  beträgt, würde diese Vorgabe einer Mindestmesshöhe von  $5.7 \text{ m}$  über Grund entsprechen. Aufgrund der vorliegenden Messanordnung ist also ein deutlich höherer Verlust zu erwarten.

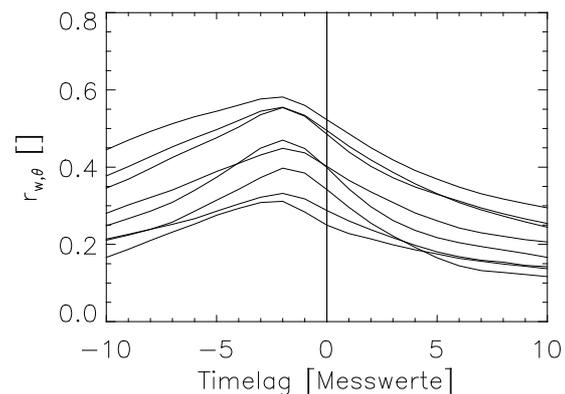
Eine allfällige Phasenverschiebung zwischen den Signalen von Vertikalwind  $w$  und potentieller Temperatur  $\theta$  wird aus der Berechnung der

Kreuzkorrelation der beiden Zeitreihen bei unterschiedlichen Zeitverschiebungen  $\Delta t$  ersichtlich. Analog zur Autokorrelationsfunktion werden die beiden Zeitreihen jeweils um eine Anzahl Werte gegeneinander verschoben und anschliessend der Korrelationskoeffizient bestimmt. In Abb. A1.5 ist das Resultat der Kreuzkorrelationsberechnungen für die Vergleichsmessungen in Fischeningen dargestellt. Die letzten beiden Halbstundenreihen wurden aufgrund der sehr kleinen Kovarianzen nicht berücksichtigt. Die Koeffizienten wurden jeweils für *timelags* von  $-10$  bis  $10$  Werte berechnet. Alle Halbstundenreihen weisen bei einem *timelag* von  $-2$  Werten (entspricht  $-0.4 \text{ s}$ ) einen maximalen Korrelationskoeffizienten auf. Das TC75 war an der Nordstrebe des Enhanced befestigt. Die festgestellten Windrichtungen um Nord (vgl. Abb. A1.1) bestätigen somit das Vorzeichen der Zeitverschiebung. Im Mittel über die acht Halbstundenzeitreihen bewirkt diese Phasenverschiebung einen Kovarianzverlust von  $13.3 \%$  bei einer Standardabweichung von  $3.2 \%$ .

Moore (1986) schlägt für die praktische Bestimmung dieses Verlustes eine kospektrale Transferfunktion in der Form

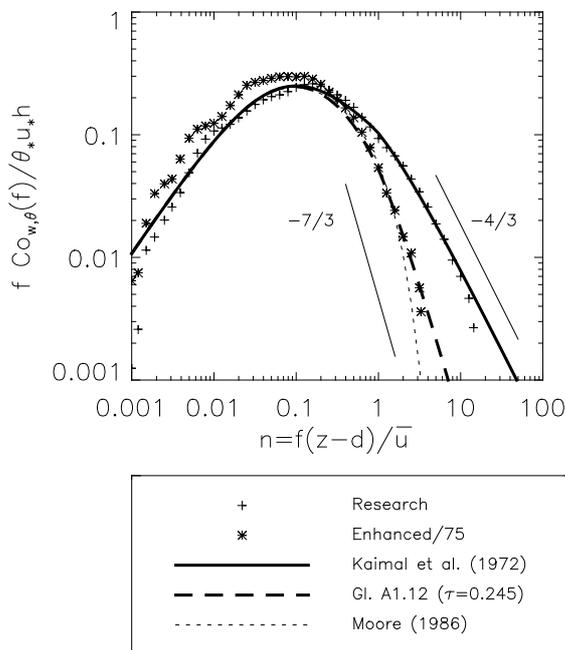
$$T_s(f) = e^{9.9(fd_f/u)^{1.5}} \quad (\text{A1.10})$$

vor, welche unabhängig von Orientierung, Stabilität und Messhöhe ist. Sie gilt zudem nur,



**Abb. A1.5:** Korrelationskoeffizienten der kreuzkorrelierten Zeitreihen von Vertikalwind und Temperatur in Abhängigkeit von der Zeitverschiebung  $\Delta t$ . Dargestellt sind die Analysen von acht Halbstundenzeitreihen des 1. Juli 1994, von 12.00 bis 16.00 Uhr. Erläuterungen siehe Text.

wenn die räumliche Separation klein ist und nur die gemessenen turbulenten Fluktuationen im *inertial subrange* beeinflusst werden. Wie aus Abb. A1.6 hervorgeht, ist diese Korrekturfunktion im vorliegenden Fall ungeeignet. Der durch Gl. A1.10 beschriebene Abfall der kospektralen Dichten im *inertial subrange* ist zu stark. Moore (1986) empfiehlt die Korrekturformel auch selber nur mit Einschränkungen, da der Verlust leicht überschätzt werden kann. Die folgenden Berechnungen der Kospektren von  $w$  und  $\theta$  basieren daher, sofern nichts anderes angegeben ist, immer auf den um zwei Werte gegeneinander verschobenen Zeitreihen.



**Abb. A1.6:** Kospektren von Vertikalwind und Temperatur für den 1. Juli 1994, 12.00 bis 15.00 Uhr. Die empirische Parameterisierung durch Kaimal et al. (1972) beschreibt das experimentelle Kospektrum des Researchs sehr gut. Der Einfluss der Pfadmittelung (*cut-off*-Frequenz) ist bei den Kospektren offensichtlich vernachlässigbar. Für das Kospektrum des Enhanced/75 ergibt sich mit  $\tau=0.245$  in Gl. A1.12 ebenfalls eine gute Näherung.  $h$  ist wiederum eine von  $\zeta$  abhängige Funktion und lässt die einzelnen Kospektren im *inertial subrange* zusammenfallen (Kaimal et al., 1972).

## A1.4 Näherungsfunktionen für die Kospektren von $w$ und $\theta$

In Kapitel A1.2 wurde gezeigt, dass die Temperaturmessungen des TC75 einer frequenzabhängigen Dämpfung unterliegen. In Abb. A1.6 sind die mittleren Kospektren der fühlbaren Wärmeflüsse des Researchs und des Enhanced/75 für denselben Zeitraum wie in Abb. A1.3 dargestellt. Im Bereich der höheren Frequenzen ist beim Research die in Kaimal et al. (1972) beschriebene Proportionalität zu  $f^{-4/3}$  klar ersichtlich. In den Kospektren des Enhanced/75 ist eine Proportionalität zu  $f^{-7/3}$  erkennbar. Aus dem in Kapitel A1.2 gesagten lässt sich schliessen, dass hier wiederum die Dämpfungsfunktion (A1.3) einget. Die Einfügung eines zusätzlichen Koeffizienten von  $(1+[2\pi f\tau]^2)^{-1/2}$  in die Kospektren von Vertikalwind und Temperatur entspricht dieser zusätzlichen Proportionalität. Der kinematische Wärmefluss  $\overline{w'\theta'}$  des Enhanced/75 lässt sich also mit

$$\overline{w'\theta'} = \int_0^{\infty} \frac{1}{(1+[2\pi f\tau]^2)^{1/2}} Co_{w,\theta,(\tau=0)}(f) df \quad (\text{A1.11})$$

berechnen, wobei  $Co_{w,\theta,(\tau=0)}(f)$  das zu erwartende Kospektrum einer dämpfungsfreien Messung ist.

Dieser zusätzliche Koeffizient wird nun in die empirischen Parameterisierungen der Kospektren durch Kaimal et al. (1972, neu berechnet in Kaimal und Finnigan, 1994) eingefügt. Die daraus resultierenden Näherungsfunktionen zur Modellierung der normalisierten kospektralen Dichten des Enhanced/75 sind:

$$f Co_{w,\theta}(f) / \theta_* u_* = \begin{cases} 11n / [(1+4\pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2} (1+13.3n)^{7/4}], & n \leq 1 \\ 4n / [(1+4\pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2} (1+3.8n)^{7/3}], & n \geq 1 \end{cases} \quad (\text{A1.12})$$

für den Bereich  $-2 \leq \zeta \leq 0$  und

$$f Co_{w,\theta}(f) / \theta_* u_* = \frac{1}{(1+4\pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2}} \cdot \frac{0.88(n/n_0)}{1+1.5(n/n_0)^{2.1}} \quad (\text{A1.13})$$

für den Bereich  $0 < \zeta \leq 2$  mit  $n_0$ , einer empirischen Skalierungsgrösse zur Berücksichtigung der Stabilität:

$$n_0 = 0.23(1 + 6.4\zeta)^{3/4}. \quad (\text{A1.14})$$

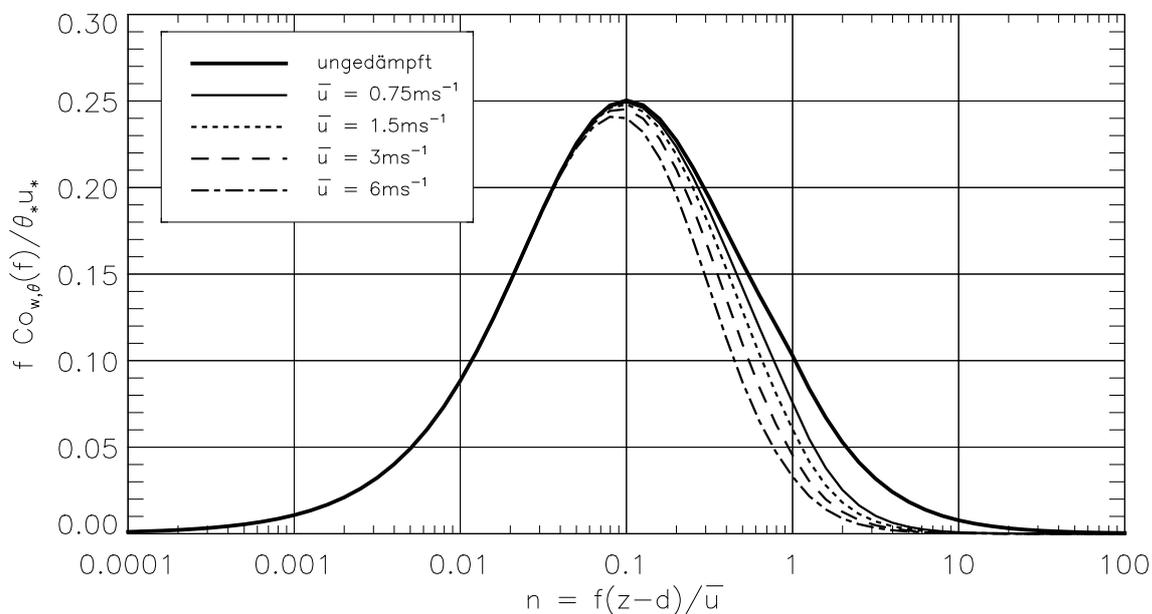
Die kospektralen Dichten von  $w$  und  $\theta$  des Enhanced/75 lassen sich also in Kenntnis der Stabilität  $\zeta$ , der Frequenz  $f$ , der Zeitkonstante  $\tau$ , und dem Verhältnis von Messhöhe  $z$  minus Nullpunktverschiebung  $d$  zur horizontalen Windkomponente  $\bar{u}$  modellieren. Die Stabilität der Schichtung bestimmt, welche der beiden Modellkurven zur Beschreibung der experimentellen Kospektren des Enhanced/75 verwendet wird. Die Trägheitskonstante  $\tau$  ergibt sich aus Gl. A1.9. Wie sich der mittlere Horizontalwind  $\bar{u}$  auf die Kovarianzen auswirkt, wird im nächsten Kapitel besprochen.

### A1.5 Messbarer Teil des Wärmeflusses

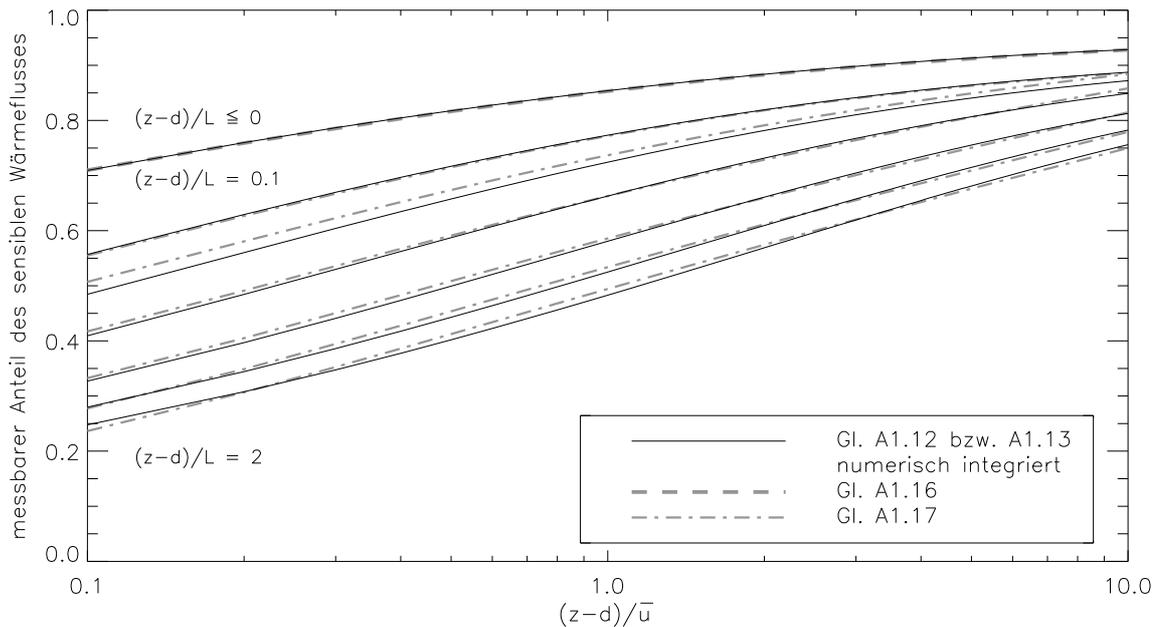
Die Abhängigkeit der Näherungsfunktion (A1.12) von der Windgeschwindigkeit  $\bar{u}$  und der Messhöhe über der Vegetation ( $z-d$ ) ist in Abb. A1.7 zu sehen. Das Verhältnis  $(z-d)/\bar{u}$  nimmt über zwei verschiedene Mechanismen Einfluss: Einerseits wird der messbare Anteil

des Kospektrums kleiner, je grösser  $\bar{u}$  ist und je näher über der aktiven Oberfläche gemessen wird. In diesem Falle ist das gesamte Kospektrum in Richtung höherer Frequenzen  $f$  verschoben. Die in Gl. A1.12 und A1.13 beschriebene frequenzabhängige Dämpfung schliesst somit einen grösseren Anteil des Kospektrums von der Erfassung aus. Andererseits beeinflusst die Windgeschwindigkeit  $\bar{u}$  die Zeitkonstante des TC75. Wie in Abb. A1.4 gezeigt, wird die Zeitkonstante bei höheren Windgeschwindigkeiten kleiner. Dies hat eine Schwächung des Dämpfungskoeffizienten in Gl. A1.12 und A1.13 zur Folge. Die Kombination dieser beiden gegenläufigen Effekte führt zu den Graphen in Abb. A1.7.

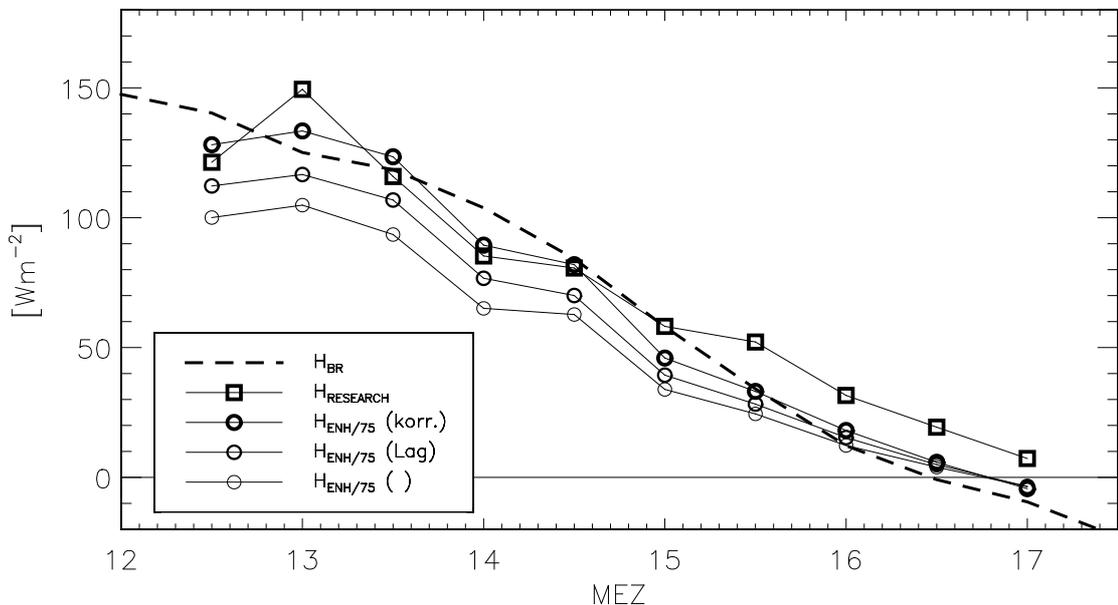
Die Integration der normalisierten kospektralen Dichten von Vertikalwind und Temperatur über den gesamten Frequenzbereich  $0 \leq f \leq \infty$  ergibt den Wert 1.05 (Kaimal et al., 1994). Dieser Wert entspricht einem ungedämpft erfassten Wärmefluss unter horizontal homogenen Bedingungen bei labiler bis neutraler Schichtung. Für den stabilen Fall ergibt sich für den Bereich  $0 < \zeta \leq 2$  im Mittel 1.08.



**Abb. A1.7:** Modellierte Kospektren von Vertikalwind und Temperatur des Enhanced/75 bei unterschiedlichem Horizontalwind und neutraler bis labiler Schichtung der Atmosphäre. Für  $(z-d)$  wurde der in Kapitel A1.1 bestimmte Wert von 1.5 eingesetzt. Der messbare Teil des dämpfungsfreien Wärmeflusses ergibt sich aus der Integration der Fläche unter der jeweiligen Kurve. Die Darstellung ist flächentreu. Die Flächen können also direkt untereinander verglichen werden. Erläuterungen siehe Text.



**Abb. A1.8:** Mit dem Enhanced/75 messbarer Anteil des sensiblen Wärmeflusses. Die durchgezogenen Linien entstanden durch numerische Integration der Gl. A1.12 und A1.13 für den Bereich  $0.1 \leq (z-d)/\bar{u} \leq 10$ . Gl. A1.13 wurde für Stabilitäten von  $\zeta = 0.1, 0.2, 0.5, 1, 1.5$  und  $2$  integriert. Darüber sind die Graphen der empirischen Funktionen (A1.16) und (A1.17) eingezeichnet. Die Abszisse ist logarithmisch dargestellt, da hauptsächlich der Bereich  $(z-d)/\bar{u} \leq 1$  von Interesse ist ( $(z-d)$  beträgt im vorliegenden Fall  $1.5$ ). Die Ordinatenwerte wurden durch  $1.05$  (labil und neutral) bzw.  $1.08$  (stabil) dividiert. Erläuterungen siehe Text.



**Abb. A1.9:** Die korrigierten Wärmeflussmessungen des Enhanced/75. Dargestellt sind die, abgesehen von *detrending* und Rotation, unkorrigierten Messungen (leere Klammer), die um die Phasenverschiebung korrigierten Flüsse (Lag) und die zusätzlich mit Gl. A1.16 korrigierten Werte (korr.). Erläuterungen siehe Text.

Die Integration gedämpfter Kospektren, wie sie in den Gl. A1.12 und A1.13 beschrieben worden sind, führt jedoch wieder zu einer Funktion  $\Phi$ , welche von  $(z-d)$  und  $\bar{u}$  abhängig ist. Die Werte von  $\Phi(z-d, \bar{u})$  entsprechen den um die Dämpfungsverluste verminderten Wärmeflüssen unter horizontal homogenen Bedingungen. Der „wahre“ Wärmefluss  $\overline{w'\theta'_{wahr}}$  lässt sich also aus dem vom Enhanced/75 gemessenen Wärmefluss  $\overline{w'\theta'_{Enhanced/75}}$  berechnen mit

$$\overline{w'\theta'_{wahr}} = \frac{I}{\Phi} \overline{w'\theta'_{Enhanced/75}} \quad (A1.15)$$

$$I = 1.05 \quad -2 \leq \zeta \leq 0$$

$$I = 1.08 \quad 0 < \zeta \leq 2$$

In Abb. A1.8 ist der vom Enhanced/75 messbare Anteil des fühlbaren Wärmestroms bei unterschiedlicher Windgeschwindigkeit und Stabilität dargestellt. Die Graphen sind das Resultat numerischer Integration der Gl. A1.12 und A1.13.

Für die praktische Korrektur der Flussmessungen sind jedoch von  $\bar{u}$  und  $\zeta$  abhängige empirische Funktionen zur Beschreibung der Dämpfungsverluste geeigneter. Deshalb wurde für den neutralen bis labilen Fall und für den stabilen Fall je eine Näherungsfunktion mit der Methode der kleinsten Quadrate parametrisiert. Für den labilen bzw. indifferenten Fall ergibt sich für den Bereich  $-2 \leq \zeta \leq 0$  mit

$$\Phi = 1 + 0.095 \ln\left(\frac{z-d}{\bar{u}}\right) - 0.475\tau \quad (A1.16)$$

eine sehr gute Näherung. Für den stabilen Fall wird mit

$$\Phi = 0.723 + 0.159 \ln\left(\frac{z-d}{\bar{u}} \frac{1}{n_0^{1.65}}\right) - 0.4 \frac{\tau}{n_0^{0.65}} + \frac{\arctan(n_0)}{200} \frac{\bar{u}}{z-d} \quad (A1.17)$$

eine befriedigende formale Reproduktion der numerischen Integrationen erreicht. Die Graphen der Näherungsfunktionen (A1.16) und (A1.17) sind ebenfalls in Abb. A1.8 eingezeichnet. Der Beitrag der stabilen Situationen an die Summen der turbulenten Flüsse ist gering. Die Flüsse gehen gegen null. Die schlechtere Übereinstimmung der angepassten Funktion A1.17 mit den integrierten Werten aus Gl. A1.13 ist daher unbedeutend.

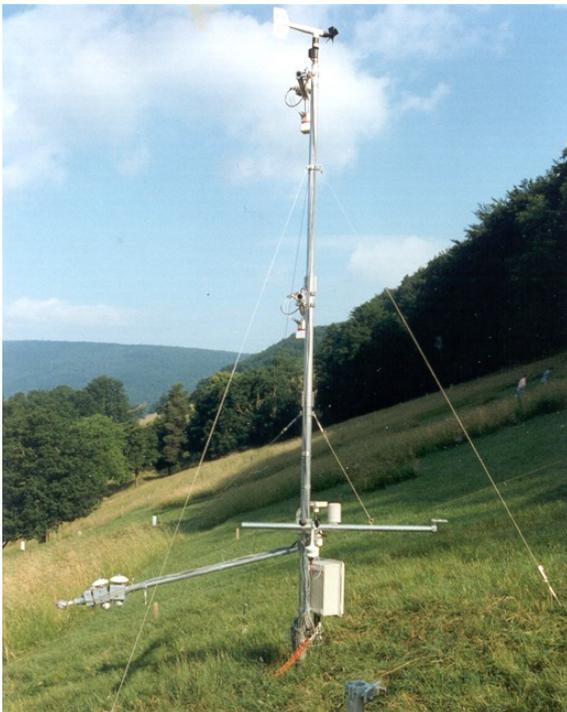
Abb. A1.9 zeigt für den Vergleichszeitraum die korrigierten fühlbaren Wärmeflüsse des Enhanced/75. Trotz aller Korrekturen sind immer noch Differenzen zwischen den Wärmeflussmessungen des Researchs und des Enhanced/75 vorhanden. Von 12.30 bis 14.30 Uhr stimmen die korrigierten Werte des Enhanced/75 mit den Werten des Researchs, abgesehen vom 13.00 Uhr Wert, gut überein. In der zweiten Hälfte der Vergleichsperiode liegen die Researchwerte systematisch höher. Aus messtechnischen Gründen ist aber bei kleinen absoluten Kovarianzen die experimentelle Bestimmung von Flüssen immer mit grösseren Unsicherheiten behaftet. Zudem überschätzt das Research die Wärmeflüsse generell, wenn direkt die akustische virtuelle Temperatur zur Kovarianzbildung verwendet wird. Wie Vogt (1995) zeigt, vergrößert sich der dadurch bedingte relative Fehler bei neutralen Bedingungen (ungefähr ab 15 Uhr, vgl. Abb. A1.1) stark.

Die Korrektur der Phasenverschiebung zwischen den Signalen von Vertikalwind und Temperatur zusammen mit der Korrektur der Dämpfung durch Gl. A1.16 und A1.17 führt also zu einer befriedigenden Übereinstimmung der Messresultate des Enhanced/75 mit denjenigen des Researchs. Die Ergebnisse der Bowen-Verhältnis-Methode (vgl. Abb. A1.9) bestätigen die Anwendbarkeit des vorgeschlagenen Korrekturmodells auf Messdaten des Enhanced/75.

## A2 Strahlungsmessungen am Hang

Die Berechnung der fühlbaren und latenten Wärmeströme wie sie in der vorliegenden Arbeit durchgeführt wird setzt die Kenntnis der verfügbaren Energie am Standort voraus (siehe Energiebilanzgleichung 2.40). An einem Hang ist die Austauschfläche geneigt, die Strahlungsflüsse und der Bodenwärmestrom müssen dementsprechend in einem hangparallelen Koordinatensystem betrachtet werden. Aus messtechnischen Gründen wurden die Strahlungsmessgeräte auf der Nenzlinger Weide aber horizontal ausgerichtet (Unsicherheiten bei hangparalleler Ausrichtung, bessere Justierbarkeit).

Anhand von Vergleichsmessungen vom 22. Juni bis 21. Juli 1994 werden in diesem Kapitel die Differenzen zwischen horizontaler und hangparalleler Strahlungsmessung aufgezeigt und das zur Umrechnung der horizontal gemessenen Strahlungsströme auf die Hangfläche verwendete Modell vorgestellt.



**Abb. A2.1:** Aufbau der Messgeräte für den Vergleich von horizontal und hangparallel gemessenen Strahlungsströmen (rechts am hangparallelen Ausleger). Nenzlinger Weide, 20. Juni 1994, 9 Uhr MEZ, Blickrichtung NW.

### A2.1 Messresultate

In Abb. A2.2 sind die 10 min-Mittelwerte der Differenzen zwischen horizontaler und hangparalleler Messung exemplarisch für einen wolkenlosen Tag (2. Juli 1994) und für einen Tag mit Bewölkung (18. Juli 1994) dargestellt. Die Bewölkung am 18. Juli 1994 war stark wechselhaft und setzte sich vorwiegend aus Quellwolken zusammen (Stratocumulus, Cumulus und Cumulus nimbus). In der zweiten Tageshälfte zogen zusätzlich hohe Cirrenfelder auf. Auch am 2. Juli 1994 konnten vereinzelt Quellwolken beobachtet werden.

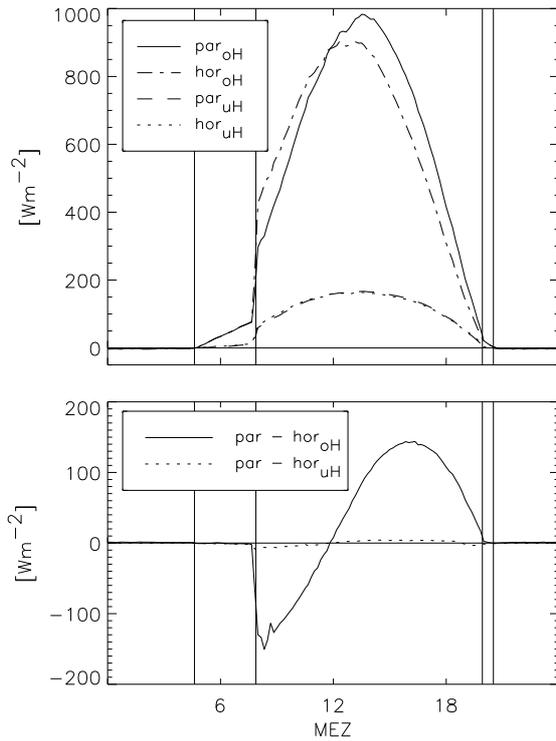
Die Betrachtung der kurzwelligigen Strahlung (0.3 bis 3  $\mu\text{m}$ ) aus dem oberen Halbraum am 2. Juli zeigt bei der hangparallelen Messung ein höheres Maximum und eine Verschiebung des Tagesganges gegenüber der horizontalen Messung. Die diffuse kurzwellige Strahlung aus dem unteren Halbraum verläuft für beide Messgeräte praktisch deckungsgleich. Diese Ergebnisse sind aufgrund der Hanggeometrie zu erwarten und lassen eine direkte Umrechnung der kurzwelligigen Strahlungsströme zwischen den Koordinatensystemen als plausibel erscheinen.

An bewölkten Tagen ist bei den Differenzen der kurzwelligigen Strahlungsmessungen im oberen Halbraum kein klarer Tagesgang mehr erkennbar. Die Messgeräte „sehen“ jeweils einen anderen Himmelsausschnitt mit unterschiedlicher Bewölkung. Streuungseffekte an den Wolken führen dort zu eher zufälligen Differenzen. Generell steigt mit zunehmendem Bewölkungsgrad der Anteil der diffusen Strahlung an der Globalstrahlung, was die Differenzen kleiner werden lässt. Durch die wechselnde Beleuchtung der Erdoberfläche werden auch die Messungen der diffus reflektierten Strahlung aus dem unteren Halbraum beeinflusst.

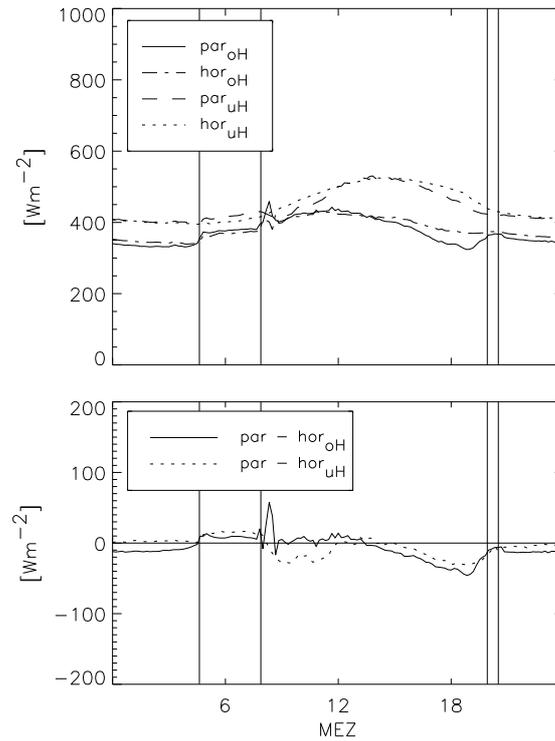
Am 2. Juli treten im langwelligen Bereich (3 bis 60  $\mu\text{m}$ ) im oberen Halbraum rund 1.5 Stunden vor Sonnenuntergang maximale Differenzen zwischen den Messungen von  $-45 \text{ Wm}^{-2}$  auf. Der horizontal exponierte Sensor empfängt einen grösseren Teil der Strahlung vom Gelände oberhalb des Messpunktes. Die zunehmenden Differenzen in den Abendstunden sind vermutlich auf grössere Temperaturunterschiede zwischen Erdboden und atmosphärischer Grenzschicht zurückzuführen. Auch im unteren Halbraum treten Differenzen von bis zu  $30 \text{ Wm}^{-2}$  auf. Diese sind ebenfalls den unterschiedlichen Quellflächen langwelliger Emission für die zum Erdboden gerichteten Mess

2. Juli 1994

kurzwellige Strahlungsströme

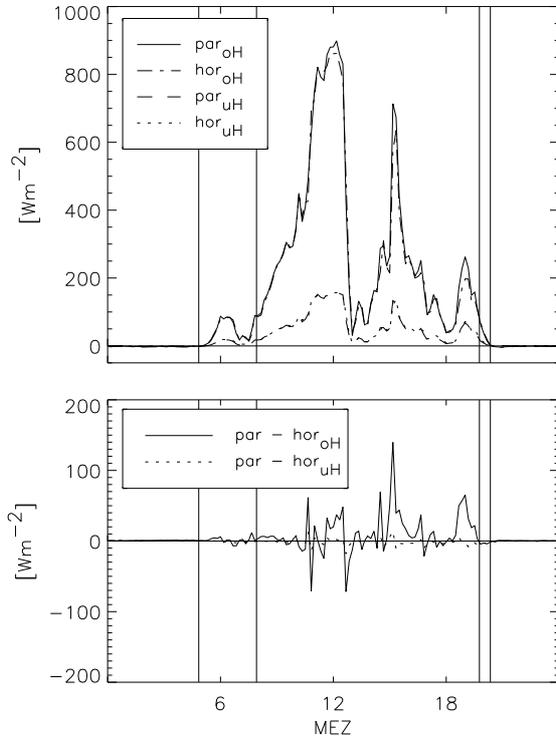


langwellige Strahlungsströme

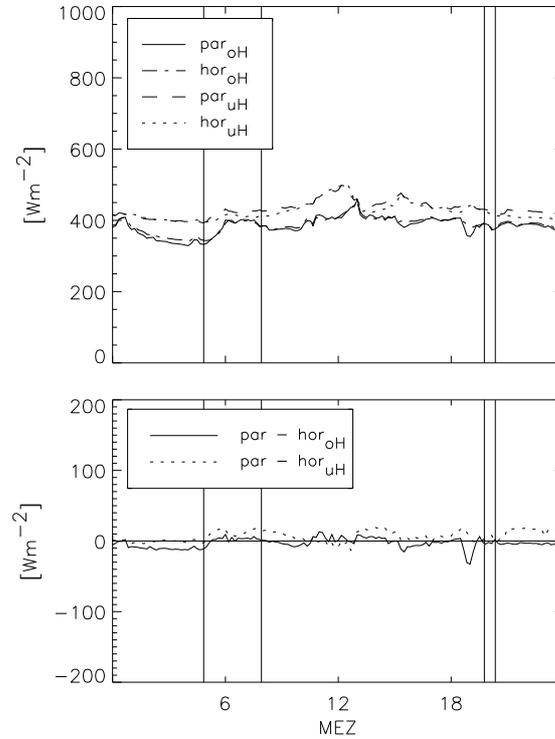


18. Juli 1994

kurzwellige Strahlungsströme

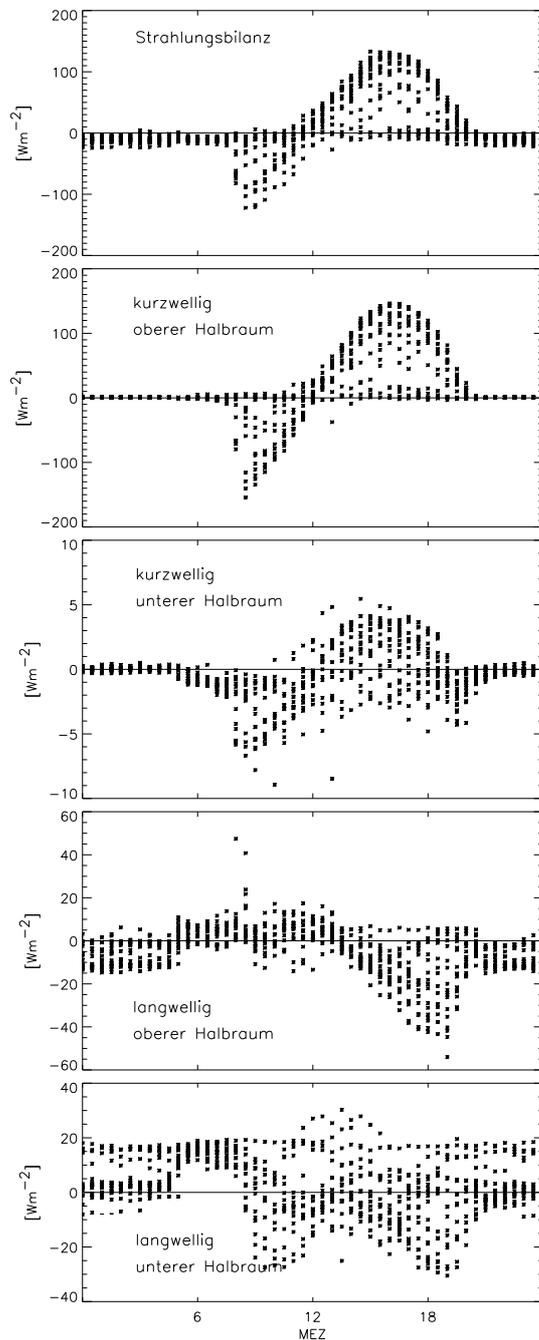


langwellige Strahlungsströme



**Abb. A2.2:** Hangparallel (par) und horizontal (hor) gemessene Strahlungsströme. Die beiden äusseren vertikalen Linien kennzeichnen die Zeitpunkte des astronomischen Sonnenauf- und Sonnenuntergangs, die inneren vertikalen Linien geben den Zeitpunkt des Sonnenaufgangs unter Berücksichtigung des Standortes an. Die Subskripte „oH“ und „uH“ stehen für oberen bzw. unteren Halbraum. Erläuterungen siehe Text.

geräte zuzuschreiben. Bei vorhandener Bewölkung fallen die Differenzen geringer aus und bewegen sich unsystematisch im Bereich von  $\pm 20 \text{ Wm}^{-2}$ . Nachts können ebenfalls Differenzen in derselben Grössenordnung beobachtet werden.



**Abb. A2.3:** Differenzen zwischen hangparalleler und horizontaler Messung für den gesamten Vergleichszeitraum. Dargestellt sind jeweils 817 Halbstundenmittelwerte. Zu beachten sind die unterschiedlichen Wertebereiche auf der Ordinate.

Wie aus Abb. A2.3 ersichtlich, sind die Differenzen zwischen hangparalleler und horizontaler Messung der Strahlungsbilanz hauptsächlich in den unterschiedlichen Werten der kurzwelligeren Strahlung aus dem oberen Halbraum begründet. 95 % der Varianz der Strahlungsbilanzdifferenzen lässt sich so erklären. Die Differenzen bei der kurzwelligen Strahlung aus dem unteren Halbraum sind im Vergleichszeitraum sehr gering. Auch hier ist aber ein vom Einstrahlungswinkel abhängiger Tagesgang feststellbar. In Situationen, wo die Albedo stark erhöht ist (z.B. Schneeeauflage), dürften sich die Differenzen stärker ausprägen. Bei den langwelligen Strahlungsströmen zeigen sich im oberen Halbraum in der zweiten Tageshälfte systematische negative Differenzen. In der langwelligen Bilanz kommen diese aber nicht zum Tragen, da die Differenzen des unteren Halbraumes ebenfalls in derselben Grössenordnung liegen. Vormittags weisen die langwelligen Differenzen der beiden Halbräume teilweise entgegengesetzte Vorzeichen auf und summieren sich in der Bilanz bis auf  $30 \text{ Wm}^{-2}$ .

## A2.2 Umrechnung der Strahlungsflüsse

Wie die vorangegangenen Betrachtungen gezeigt haben, kommt der Umrechnung der horizontal gemessenen kurzwelligen Strahlung aus dem oberen Halbraum für die Bestimmung der hangparallelen Strahlungsbilanz entscheidende Bedeutung zu. Die Formulierung des Umrechnungsmodells basiert auf Ansätzen aus den Arbeiten von Plüss (1997), Fritschen und Qian (1990), Whiteman et al. (1989a) sowie Siemer (1988). Die Strahlungsmodelle von Siemers und von Plüss wurden als Teil eines Energiebilanzmodells mit dem Ziel entwickelt, den Wärmeeintrag in Schneedecken flächendeckend zu modellieren. Whiteman et al. sowie Fritschen und Qian (1990) untersuchen den Energiehaushalt an Hängen.

### A2.2.1 Kurzwellige Strahlung

#### Oberer Halbraum

Folgende Parameter bestimmen den kurzwelligen Strahlungsgenuss eines horizontal exponierten Ausschnitts der Erdoberfläche: Solar-konstante  $I_0$ , Deklination  $\delta$ , geographische Breite  $\phi$ , Stundenwinkel  $\omega$ , Streuungs- und Absorptionsprozesse in der Atmosphäre sowie allfällige Horizontüberhöhungen. In komple-

xem Gelände modifizieren der Hangneigungswinkel  $\nu$ , definiert als Winkel zwischen Hangnormaler und Zenitachse, sowie die Exposition der Hangfläche  $\eta$ , definiert als Winkel zwischen Süd und der Projektion der Hangnormalen in die Horizontale, die kurzweilige Einstrahlung.

Die kurzweilige Einstrahlung auf eine beliebig geneigte und exponierte Fläche berechnet sich unter Annahme einer transparenten Atmosphäre nach

$$I_{par} = I_0 \cos i. \quad (A2.1)$$

Der Kosinus des Winkels zwischen der Hangnormalen und dem Positionsvektor der Sonne  $i$  ergibt sich nach Kondratyev (1977):

$$\cos i = \sin \gamma \cos \nu + \cos \gamma \sin \nu \cos(\alpha - \eta). \quad (A2.2)$$

Sonnenhöhe  $\gamma$  und -azimut  $\alpha$  werden wie bei Siemer (1988) beschrieben berechnet. Berücksichtigt wird dabei die Zeitgleichung, um der Differenz zwischen wahrer und mittlerer Ortszeit Rechnung zu tragen.

Die hangparallele Strahlungsflussdichte kann nun aus horizontal gemessenen Werten  $I_h$  mit

$$I_{par} = \frac{I_h}{\sin \gamma} \cos i \quad (A2.3)$$

bestimmt werden (wiederum unter Annahme einer transparenten Atmosphäre).

In Abhängigkeit vom momentanen Zustand der Atmosphäre unterliegt die solare Einstrahlung Streuungs- und Absorptionsprozessen. Durch Rayleigh- und Mie-Streuung wird sie in einen diffusen und einen direkten Anteil getrennt. Die diffuse Strahlung ist in erster Näherung isotrop (eine detailliertere Betrachtung folgt später) und lässt sich mit Gl. A2.3 nicht auf den Hang umrechnen. Die direkten und diffusen Anteile der solaren Strahlung müssen also unterschiedlich behandelt werden. Da die beiden Anteile auf der Nenzlinger Weide nicht getrennt erfasst wurden, müssen sie auf rechnerischem Weg bestimmt werden.

Plüss (1997) verwendet für die Bestimmung des Verhältnisses von diffuser zu direkter Einstrahlung eine Parametrisierung von Collares-Pereira und Rabl (1979), basierend auf dem Verhältnis von gemessener Globalstrahlung zur potentiellen Einstrahlung auf eine horizontale Fläche am oberen Rand der Atmosphäre.

Der mittlere Wert der Solarkonstante beträgt nach neueren Messungen  $1386 \text{ Wm}^{-2}$  (Fröhlich, 1993). Den aktuellen Wert der Solarkonstante am Tag DOY (*day of year*) erhält Siemer (1988) mit

$$I_{0DOY} = I_0 (r/\bar{r})^{-2}. \quad (A2.4)$$

Das Verhältnis von aktueller zu mittlerer Entfernung Erde – Sonne  $r/\bar{r}$  wird dabei ausgedrückt durch

$$r/\bar{r} = 1.0 + 0.0168 \sin(0.017 \text{ DOY} - 1.586). \quad (A2.5)$$

Die aktuelle solare Einstrahlung auf eine horizontale Fläche am oberen Rand der Atmosphäre am Tag DOY ist somit

$$I_{0hDOY} = I_0 (r/\bar{r})^{-2} \sin \gamma. \quad (A2.6)$$

Für das Verhältnis  $k$  von diffuser Strahlung zur Globalstrahlung finden Collares-Pereira und Rabl (1979) die Beziehung

$$k = \begin{cases} 0.99, k_I \leq 0.17 \\ 1.188 - 2.272k_I + 9.473k_I^2 - 21.856k_I^3 \\ \quad + 14.648k_I^4, 0.17 < k_I < 0.8 \end{cases} \quad (A2.7)$$

mit

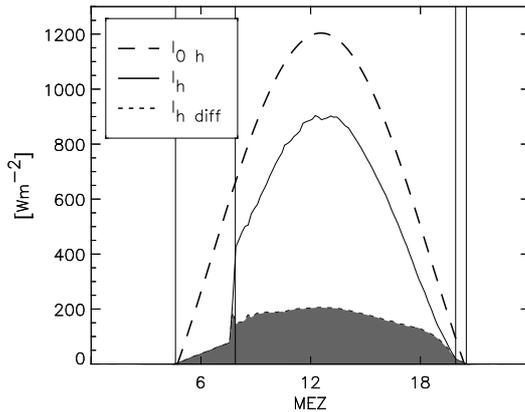
$$k_I = I_h / I_{0hDOY}, \quad (A2.8)$$

dem *clearness*-Faktor.

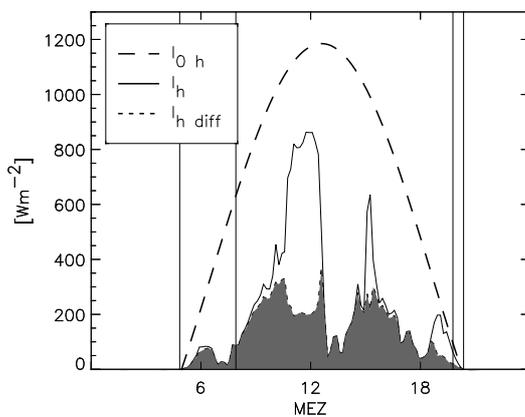
Plüss (1997) stellt für verschiedene alpine Messstationen eine relativ gute Übereinstimmung der gemessenen mit der parametrisierten diffusen Strahlung auf der Basis von Tagesmittelwerten fest, obwohl Collares-Pereira und Rabl ihr Modell anhand von Messungen in geringerer Höhe über Meer gewonnen haben.

Horizontüberhöhungen engen den sichtbaren Himmelsbereich der oberen Hemisphäre ein. Der Anteil des sichtbaren Bereichs wird mit dem *sky viewing factor* angegeben (Siemer, 1988). Am Standort Nenzlinger Weide beträgt der Wert 0.74. In vollständigen Strahlungsmodellen müssen die diffuse Strahlung aus dem sichtbaren Himmelsbereich und die diffuse Strahlung aus dem durch Horizontüberhöhungen verdeckten Bereich der oberen Hemisphäre getrennt behandelt werden. Aufgrund der eben nur in erster Näherung isotropen diffusen Strahlung kann die Modellierung nur anhand des *sky*

2. Juli 1994



18. Juli 1994



**Abb. A2.4:** Diffuser Teil der gemessenen Globalstrahlung, berechnet nach Colares-Pereira und Rabl (1979). Dargestellt sind dieselben Zeiträume wie in Abb. A2.2. Der diffuse Anteil ist grau schattiert. Erläuterungen siehe Text.

*viewing factor* aber nicht mehr als eine grobe Näherung sein. Für das hier zur Diskussion stehende Umrechnungsmodell bringt die Berücksichtigung des *sky viewing factor* keine Verbesserung der Resultate.

Abb. A2.4 zeigt für den 2. und 18. Juli 1994 die mit obigem Ansatz berechnete diffuse Strahlung am Standort Nenzlinger Weide. Am 2. Juli liegt das Verhältnis von diffuser Strahlung zur Globalstrahlung bei einem Sonneneinfallswinkel von 65 Grad mittags bei rund 0.23. Gemäss DWD (1987) sind bei Sonneneinfallswinkeln von 60 bis 90 Grad und trübungsarmer Atmosphäre 9 % der Globalstrahlung diffus. Plüss (1997) hat an der Station Weissfluhjoch (2540 m ü. M.) an Strahlungstagen mittags einen diffusen Anteil von rund 15 % gemessen. Dies bei einem Sonneneinfallswinkel von

54 Grad. Angesichts der Höhendifferenz von 2000 m scheint das höhere Verhältnis in Abb. A2.4 doch plausibel zu sein.

An klaren Tagen stammt ein grosser Teil der diffusen Strahlung aus dem zirkumsolaren Bereich des Himmels und ist somit ebenfalls richtungsabhängig. Bei starker Trübung oder bei vorhandener Bewölkung trifft dies nicht mehr zu, der diffuse Anteil erhöht sich und die Richtungsabhängigkeit ist nicht mehr gegeben. Diesem Umstand wird hier Rechnung getragen, indem die diffuse Strahlung in einen richtungsabhängigen und einen isotropen Teil  $I_{h\text{ diff } i}$  getrennt wird und der richtungsabhängige Teil ebenfalls mit Gl. A2.3 umgerechnet wird. In Abb. A2.4 ist diese Zweiteilung deutlich erkennbar, steigt doch die diffuse Strahlung am 2. Juli nach dem lokalen Sonnenaufgang sprunghaft an. In der Literatur sind für die Aufspaltung keine formalen Beziehungen zu finden und entsprechende Messungen am Standort fehlen. Für die Bestimmung von  $I_{h\text{ diff } i}$  wird daher wieder  $k$  verwendet, das Verhältnis von diffuser Strahlung zur Globalstrahlung:

$$I_{h\text{ diff } i} = (I_h k) k. \quad (\text{A2.9})$$

Der isotrope Teil macht somit zwischen 24 und 99 % der diffusen Strahlung aus. Dies deckt sich mit den Modellberechnungen von Flint und Childs (1987), wo der untere Wert ebenfalls bei 25 % liegt.

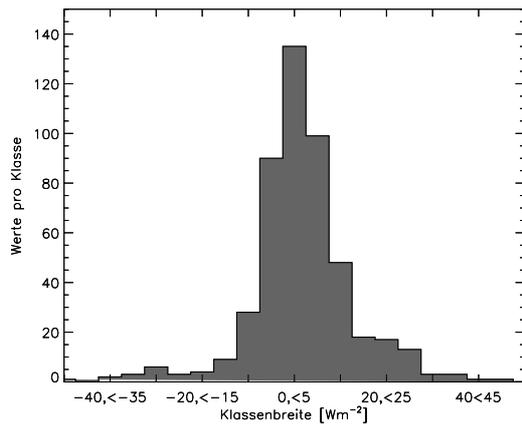
Die hangparallele kurzweilige Einstrahlung aus der oberen Hemisphäre lässt sich aus der Globalstrahlung schliesslich mit

$$I_{par} = \frac{(I_h - I_h k^2)}{\sin \gamma} \cos i + I_h k^2 \quad (\text{A2.10})$$

berechnen.

Im Weiteren werden für jeden Tag die lokalen Sonnenauf- und Sonnenuntergangszeiten unter Berücksichtigung der Horizontüberhöhungen berechnet. Davor und danach werden direkt die horizontalen Messwerte übernommen. Zu den dazwischenliegenden Zeitpunkten wird Gl. A2.10 angewandt.

Für den gesamten Vergleichszeitraum kann mit obigem Ansatz 99.91 % der Varianz der hangparallelen Messungen erklärt werden. Die mittleren Differenzen betragen  $2.3 \text{ Wm}^{-2}$ , dies bei maximalen Abweichungen von  $\pm 50 \text{ Wm}^{-2}$ . Werden nur die Werte mit vorhandener Son-



**Abb. A2.5:** Histogramm der Differenzen zwischen hangparallel gemessener und modellierter kurzwelliger Einstrahlung aus dem oberen Halbraum. Dargestellt sind die 484 Werte der gesamten Vergleichsperiode mit vorhandener Sonneneinstrahlung. Bei einer Standardabweichung von  $13.1 \text{ Wm}^{-2}$  liegen 89 % der Werte im Bereich  $\pm 20 \text{ Wm}^{-2}$ .

neneinstrahlung berücksichtigt, sind bei mittleren Differenzen von  $3.7 \text{ Wm}^{-2}$  noch 99.84 % der Varianz erklärt. Die maximalen Differenzen bleiben sich gleich (vgl. auch Abb. A2.5).

### Unterer Halbraum

Die Halbräume des horizontal und des hangparallel exponierten Sensors unterscheiden sich nicht substantiell. Beide werden zu unterschiedlichen Anteilen von Wiese und Wald bedeckt. Abb. A2.3 zeigt trotzdem geringfügige Differenzen, welche auf eine mit dem Sonneneinfallswinkel variierende Richtungsabhängigkeit hinweisen. Im Vergleichszeitraum wird am Standort Nenzlinger Weide im Mittel rund 20 % der Globalstrahlung von der Oberfläche reflektiert. Bei vorhandener Neuschneedecke kann sich die Albedo bis auf rund 0.9 erhöhen (Plüss, 1997). Die Differenzen zwischen den Messungen der beiden Geräte würden sich somit grob geschätzt um den Faktor 4.5 auf  $\pm 20 \text{ Wm}^{-2}$  vergrößern. Selbst dies ist im Vergleich zur Messgenauigkeit der Geräte und weiteren Unsicherheitsfaktoren vernachlässigbar. Zudem steht die biologisch aktive Jahreszeit im Zentrum der vorliegenden Untersuchung. Somit werden in der Strahlungsbilanz direkt die horizontal gemessenen Werte eingesetzt.

### A2.2.2 Langwellige Strahlung

Die langwellige Strahlung des oberen Halbraumes an einem Hang stammt einerseits von den untersten Atmosphärenschichten und andererseits vom umgebenden Gelände. Auch im unteren Halbraum hat ein Teil der Wärmestrahlung ihren Ursprung in bodennahen Luftschichten, die zwischen dem emittierenden Gelände und dem Sensor liegen. Dies gilt insbesondere für den Halbraum des horizontal exponierten Sensors, da hier die emittierenden Geländeoberflächen teilweise mehrere Kilometer vom Messort entfernt liegen. Eine Umrechnung der langwelligen Strahlungsterme müsste diesen unterschiedlichen Anteilen Rechnung tragen.

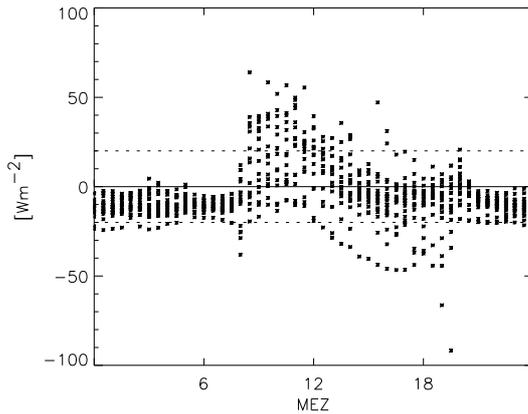
Plüss (1997) benutzt bei der Modellierung des langwelligen Strahlungsstroms aus dem oberen Halbraum den *sky viewing factor* zur Trennung von Atmosphären- und Geländestrahlung. Aus Luft- und Oberflächentemperatur erhält er dann mit dem Strahlungsgesetz von Stefan-Boltzmann die Beiträge der beiden Fraktionen an den langwelligen Strahlungsstrom. Da Plüss ein Modell für Schneedecken entwickelte, konnten die Oberflächentemperaturen mit geringem Aufwand parametrisiert werden. Am Standort Nenzlinger Weide sind die Oberflächentemperaturen nicht detailliert bekannt, der Ansatz von Plüss kann daher nicht übernommen werden.

Bei Whiteman et al. (1989a) variieren die simultan an verschiedenen Hangstandorten gemessenen langwelligen Strahlungsflüsse im Bereich von  $\pm 50 \text{ Wm}^{-2}$ . Dies deckt sich mit den in dieser Untersuchung festgestellten Differenzen zwischen den unterschiedlich exponierten Sensoren von rund  $\pm 40 \text{ Wm}^{-2}$ . Angesichts der Größenordnung dieser Differenzen vernachlässigen Whiteman et al. bei ihren Umrechnungen der Strahlungsbilanzen von der Horizontalen auf die Hangfläche die langwelligen Strahlungsterme und erhalten damit für Strahlungstage gute Resultate.

Für die Berechnung der hangparallelen Strahlungsbilanzen werden auch hier direkt die horizontal gemessenen Werte übernommen.

### A2.3 Strahlungsbilanz

Den Ausführungen in Kapitel A2.2 folgend setzt sich die hangparallele Strahlungsbilanz wie folgt zusammen:



**Abb. A2.6:** Differenzen zwischen hangparallel gemessener und modellierter Strahlungsbilanz. Alle 817 Halbstundenwerte des Vergleichszeitraums sind dargestellt. Erläuterungen siehe Text.

$$R_n = I_{par} - I_{uH} + L_{oH} - L_{uH} \quad (\text{A2.11})$$

$I_{par}$  ist die mit Gl. A2.10 berechnete hangparallele kurzwellige Strahlung aus dem oberen Halbraum,  $I_{uH}$  ist die horizontal gemessene kurzwellige Strahlung aus dem unteren Halbraum,  $L_{oH}$  und  $L_{uH}$  sind die horizontal gemessenen langwelligen Strahlungsflüsse des oberen und unteren Halbraums.

Abb. A2.6 zeigt die Resultate der Umrechnungen für den gesamten Vergleichszeitraum. Mit einem Bestimmtheitsmass von 0.997 ist die Übereinstimmung sehr gut. Bei einer Standardabweichung von  $15.8 \text{ Wm}^{-2}$  beträgt die mittlere Differenz  $-4.3 \text{ Wm}^{-2}$ . 85 % der Werte liegen im Bereich  $\pm 20 \text{ Wm}^{-2}$ . Abgesehen von ein paar stark abweichenden Werten um Sonnenauf- und Sonnenuntergang bleiben die Differenzen innerhalb des Bereichs  $\pm 50 \text{ Wm}^{-2}$ . Allgemein tragen in Abb. A2.6 vorwiegend die Differenzen zwischen hangparallel und horizontal gemessener langwelliger Strahlungsbilanz zur Streuung bei. Eine weitere Verringerung der Differenzen mittels Kleinstquadratmethoden wird nicht vorgenommen, da damit den wahren Werten vermutlich nicht näher zu kommen ist. Die Messgenauigkeit der Pyrradiometer und deren (subjektive) hangparallele Ausrichtung führen zu Unsicherheiten bei den Messwerten, welche in derselben Grössenordnung liegen können, wie die in Abb. A2.6 gezeigten Differenzen (vgl. Kapitel 3).

Die in Kapitel 6 verwendeten Werte der Strahlungsbilanz wurden alle mit Gl. A2.11 aus horizontal gemessenen Daten für die Hangfläche bestimmt. Somit sind auch die dortigen Energiehaushaltsbetrachtungen auf Halbstundenbasis mit obigen Fehlern behaftet.

### A3 Biologisch relevante meteorologische Parameter für den Untersuchungszeitraum

Ein Ziel des Teilprojekts Meteorologie innerhalb der Biodiversitätsuntersuchungen auf der Nenzlinger Weide war die Erhebung und Aufbereitung meteorologischer Messdaten für die weiteren Forschungsgruppen. Dies geschah einerseits anhand monatlicher Graphiken für die biologisch relevanten Parameter, auf welche über Internet zugegriffen werden konnte und die im Folgenden abgebildet sind. Andererseits wurden die Daten auf Anfrage auch digital aufbereitet und weitergegeben. Beide Dienste fanden regen Zuspruch.

Auf den Monatsgraphiken sind für jeden Tag im Monat die Summen der Photonenstromdichte und des Niederschlages, das Mittel der Lufttemperatur in 2 m Höhe mit Tagesmaximum und -minimum, die Mittel der Bodentemperaturen in -0.05, -0.09 und -0.15 m und das mittlere Sättigungsdefizit in 2 m Höhe für 11 bis 14 Uhr dargestellt.

Der Wertebereich der y-Achse ist für je eine Grösse konstant (z.B. Temperatur, Sättigungsdefizit). Die Amplituden der Luft- und Bodentemperaturschwankungen sind so direkt miteinander vergleichbar. Um trotzdem eine gute Auflösung der einzelnen Monatsreihen zu erreichen, werden die Nullpunkte der Skalen auf der y-Achse von Monat zu Monat verschoben. In den rechten oberen Ecken der einzelnen Graphiken sind die Monatsmittelwerte und je nach Parameter die Standardabweichungen und Monatssummen angegeben.

Lücken in den Datenreihen wurden routinemässig durch lineare Interpolation aufgefüllt. Mit der Durchführung visueller Kontrollen der Verläufe der einzelnen Parameter konnten grobe Fehler in den Daten erkannt und korrigiert werden. Gleichzeitig wurden auch die Extremwerte der einzelnen Parameter für jeweils eine Woche überprüft.

Die Photonenstromdichte wurde mit einem Quantum Sensor der Firma Li-Cor (LI-190SA) erfasst (siehe auch Kapitel 3.2 für die Beschreibung der Messanlage). Er war in einer Höhe von 1.76 m über dem Grund horizontal exponiert und erfasste die photosynthetisch aktive Strahlung aus dem oberen Halbraum pro Quadratmeter und Sekunde (Spektralbereich von 0.4

bis 0.7  $\mu\text{m}$ ). Die dargestellten Werte entsprechen der Anzahl Mol Photonen, die pro Tag durch die horizontale Einheitsfläche von einem Quadratmeter „fliessen“.

Die Lufttemperatur wurde am Meteomast mit ventilierten Pt-100 Sensoren in 1 m und 3 m Höhe über Grund gemessen. Die Werte für die Standardhöhe 2 m über Grund in den Graphiken entsprechen den Mittelwerten der beiden Temperaturmessungen. Nebst den Tagesmitteltemperaturen werden auch die Maxima und Minima für jeden Tag angegeben. Die Werte in der rechten oberen Ecke beziehen sich auf die Tagesmitteltemperaturen des gesamten Monats.

Die Bodentemperaturen stammen von Thermistoren, welche 0.05 m, 0.09 m und 0.15 m tief im Boden vergraben wurden. Dies im rechten Winkel zur Hangnormalen.

Das Sättigungsdefizit in 2m Höhe wurde auch nicht direkt gemessen, sondern aus Messungen in 1 und 3 m über Boden bestimmt. Es stellt die Differenz zwischen Sättigungsdampfdruck und aktuellem Wasserdampfdruck dar und ist ein Mass für den „Wasserdampfhunger“ der Luft. Mit dem Sättigungsdefizit kann also die Intensität der Wasserabgabe an die Atmosphäre durch Verdunstungsprozesse an Pflanzen und Bodenoberflächen abgeschätzt werden. Der aktuelle Dampfdruck wurde mit ventilierten Psychrometern bestimmt. In der kalten Jahreszeit können durch Eisbildungsprozesse an den Fühlern die Messungen beeinträchtigt werden. Die Mittelwerte in der Graphik haben für den Zeitraum von 11 bis 14 Uhr (MEZ) Gültigkeit.

Der Niederschlag wurde mit einer Niederschlagswippe der Firma Rimco erfasst. Die mechanisch bedingte Auflösung beträgt 0.108 mm. Die Auffangfläche der Wippe lag in 1.5 m über Grund. Die erhaltenen Summen beziehen sich, wie bei der Photonenstromdichte, auf die horizontale Einheitsfläche.

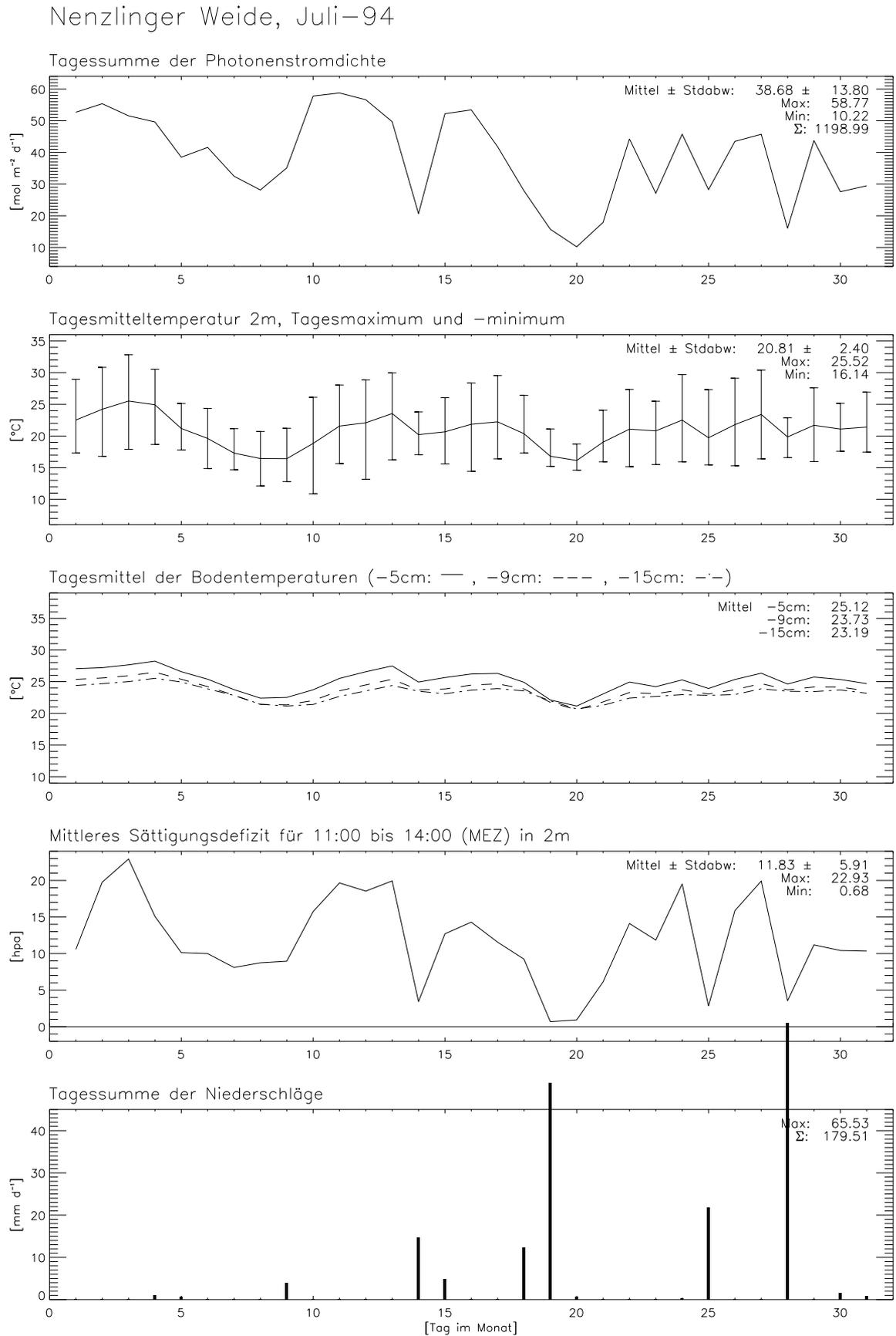
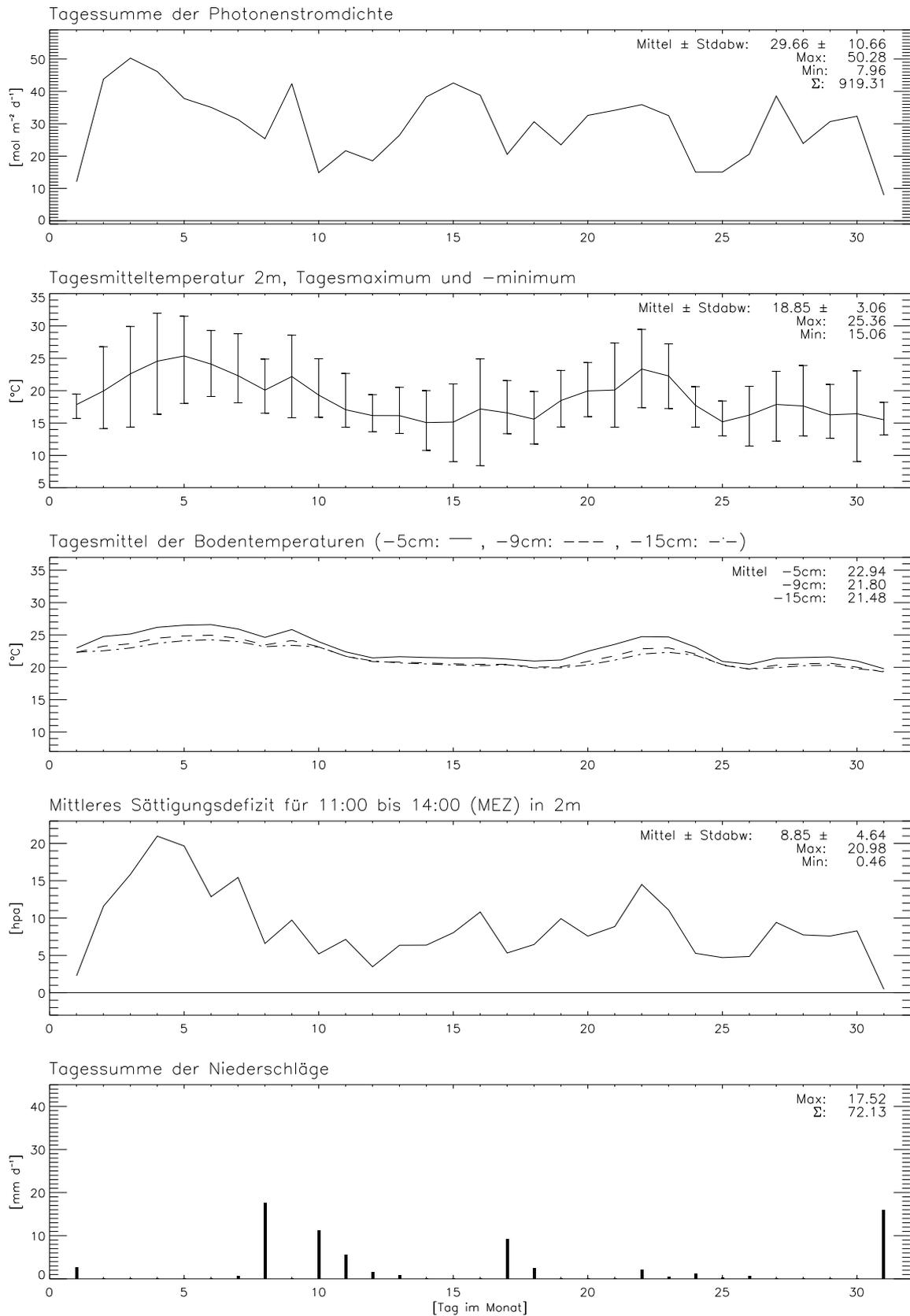
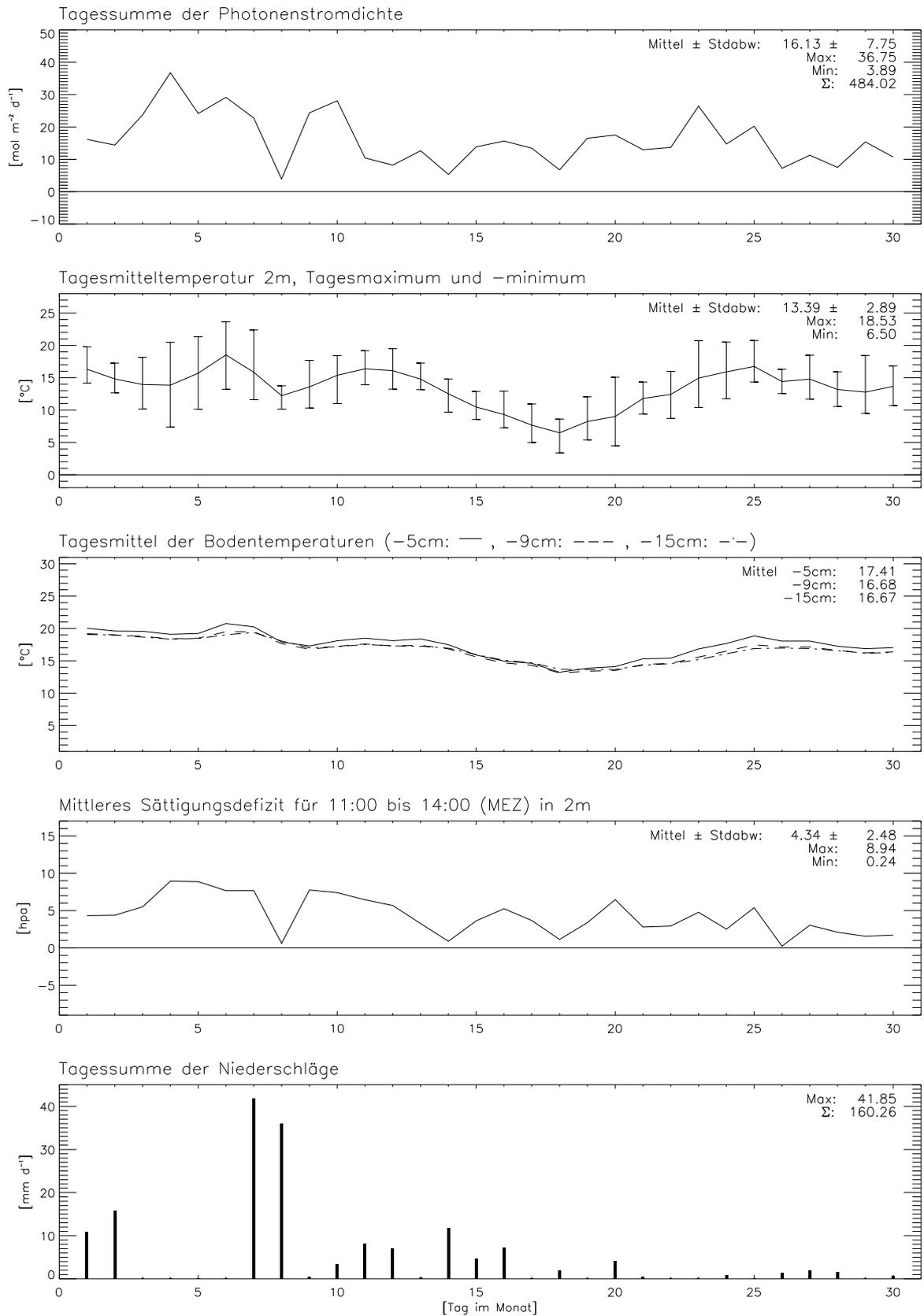


Abb. A3.1 - Abb. A3.32, diese und alle folgenden Seiten: Biologisch relevante meteorologische Parameter für die Monate Juli 1994 bis Dezember 1996. Erläuterungen siehe Text.

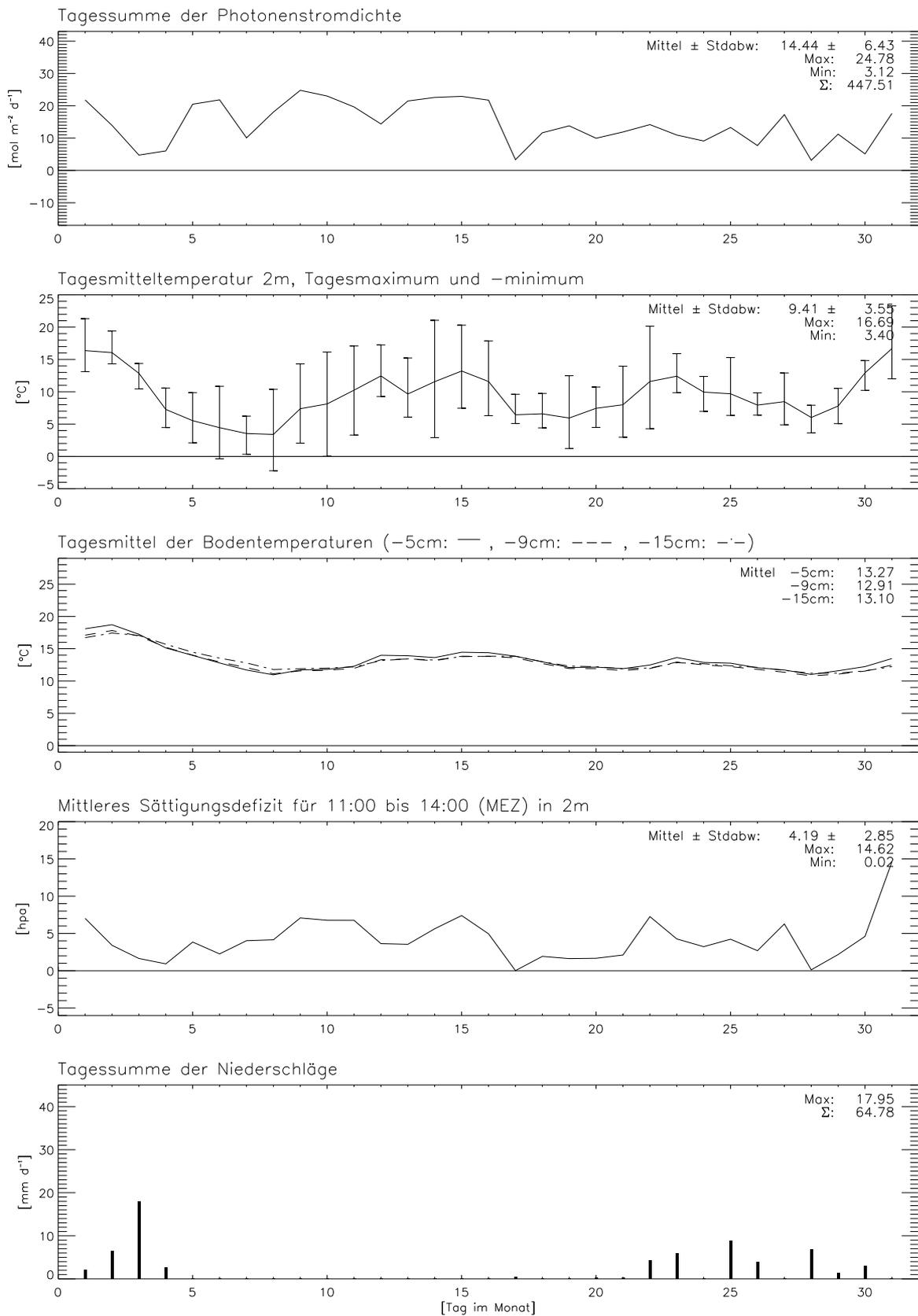
## Nenzlinger Weide, August–94



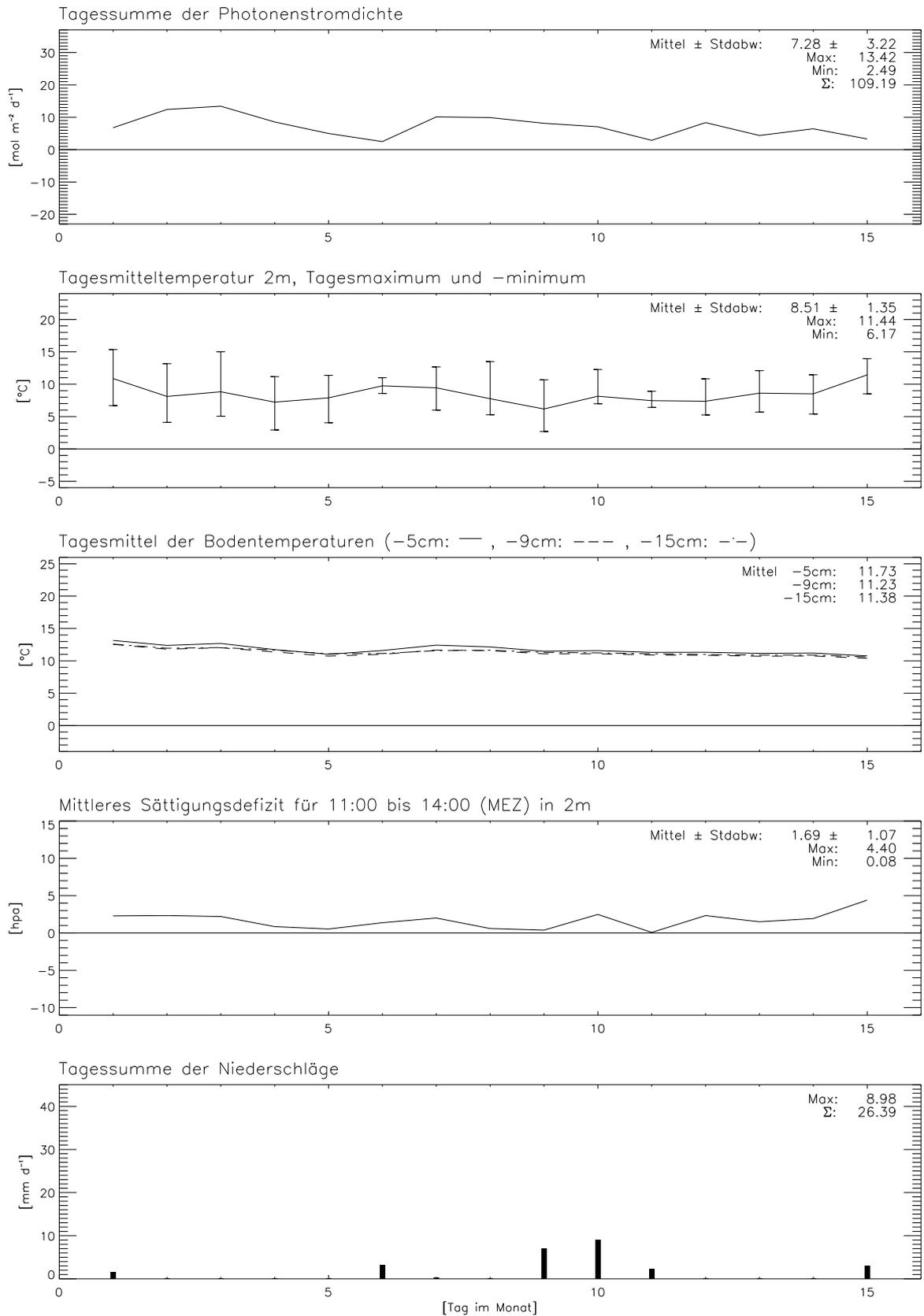
## Nenzlinger Weide, September–94



## Nenzlinger Weide, Oktober–94

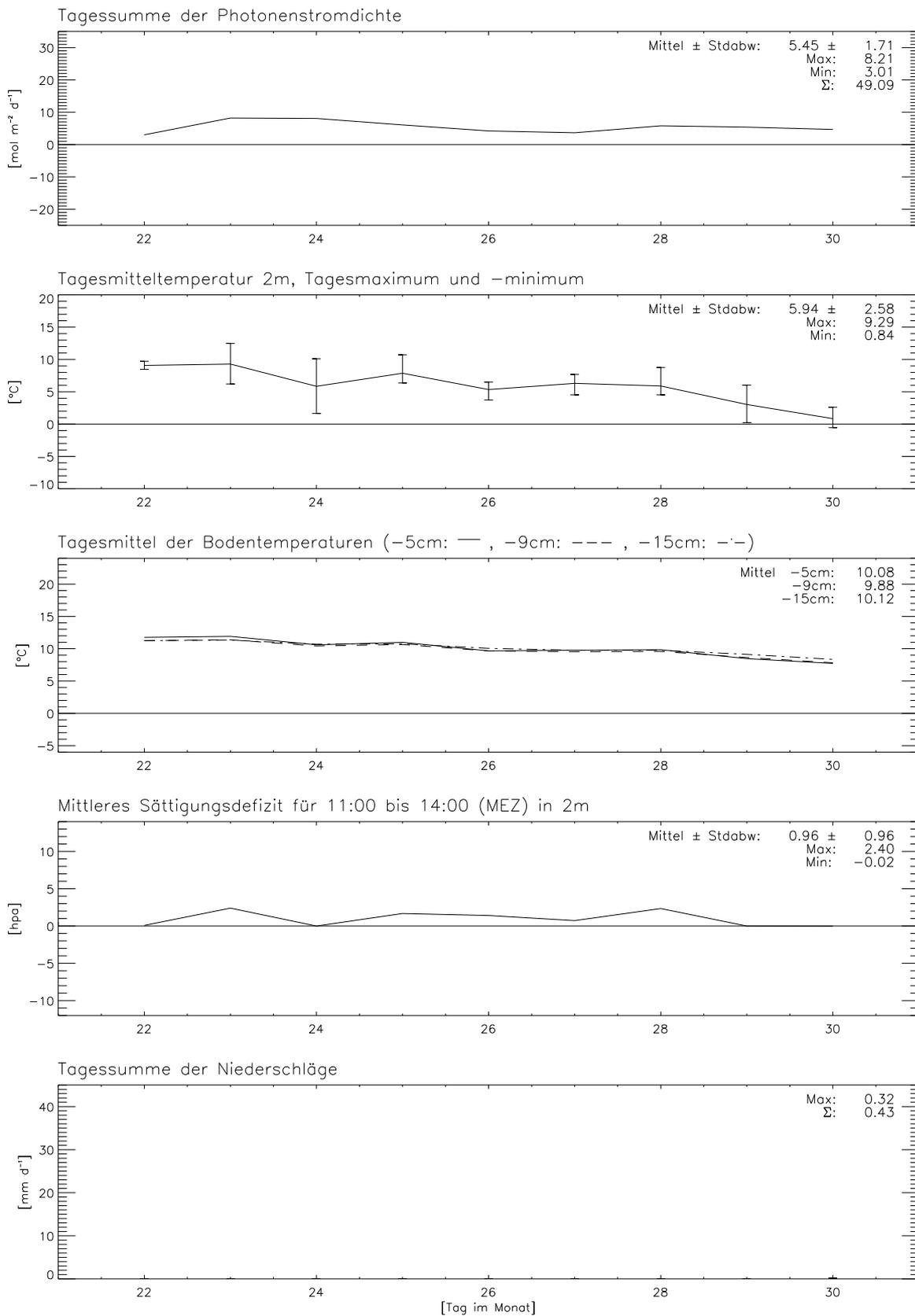


## Nenzlinger Weide, November–94/1



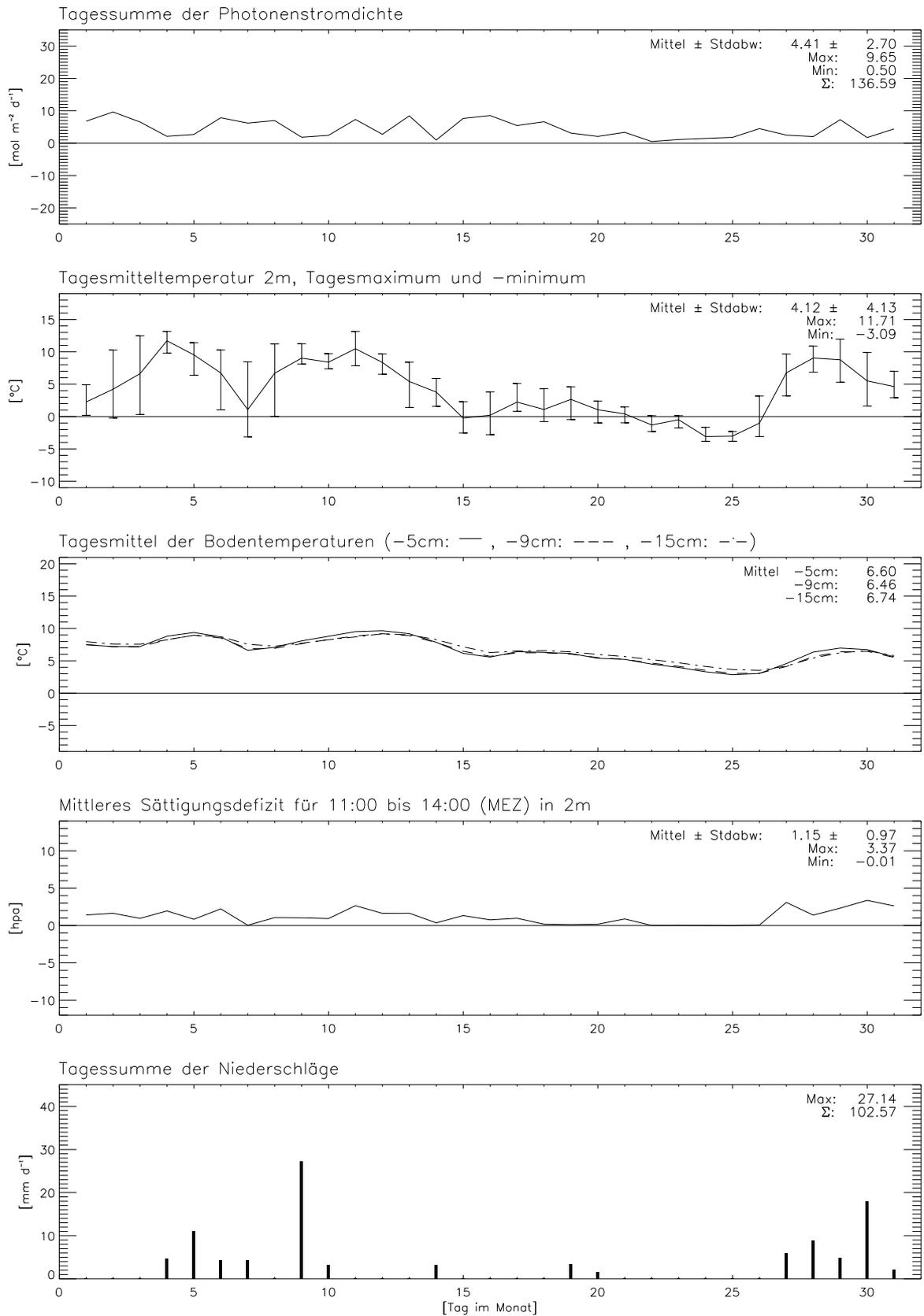
Datenausfall vom 16. bis 20. November

## Nenzlinger Weide, November–94/2

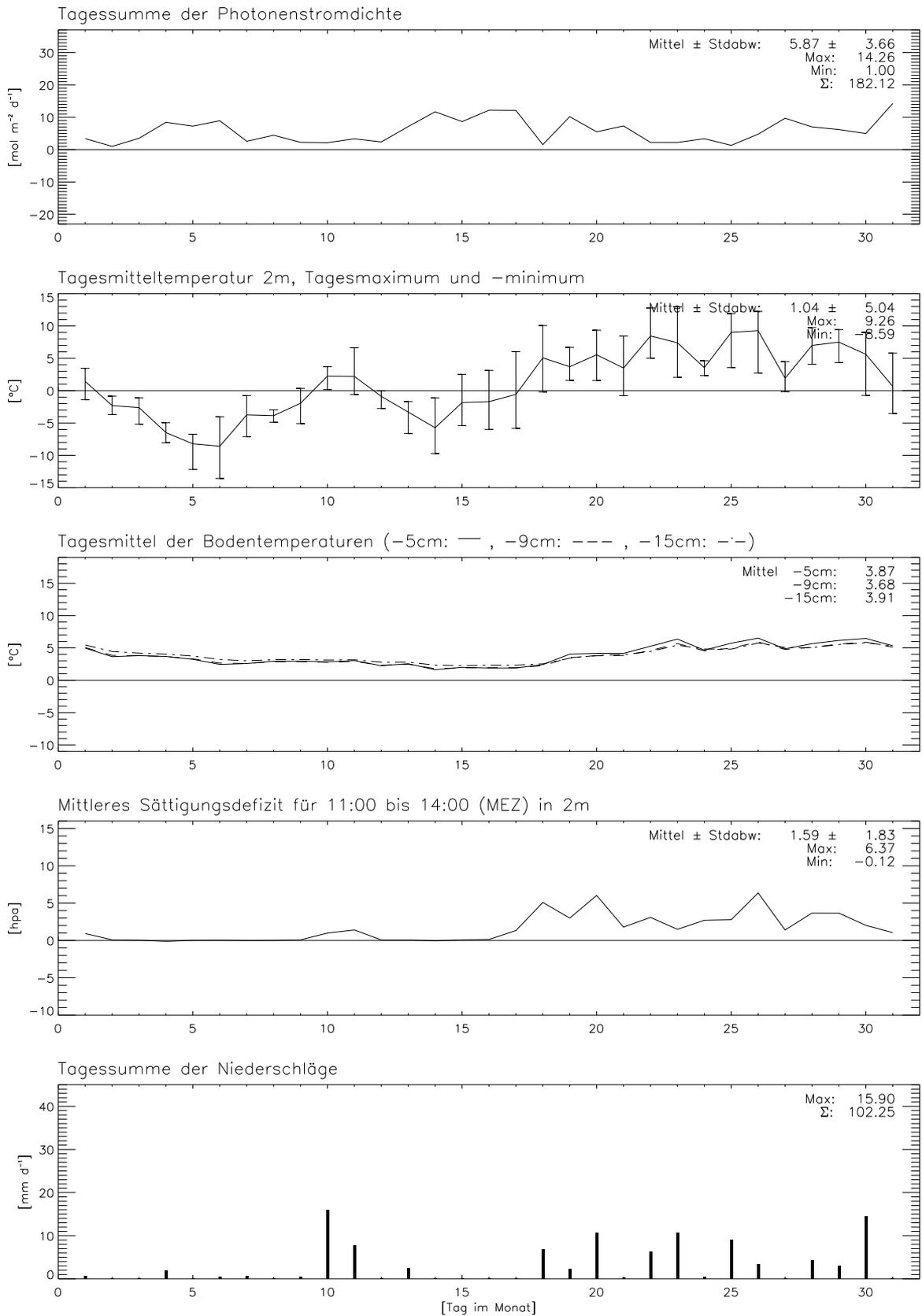


Datenausfall vom 16. bis 20. November

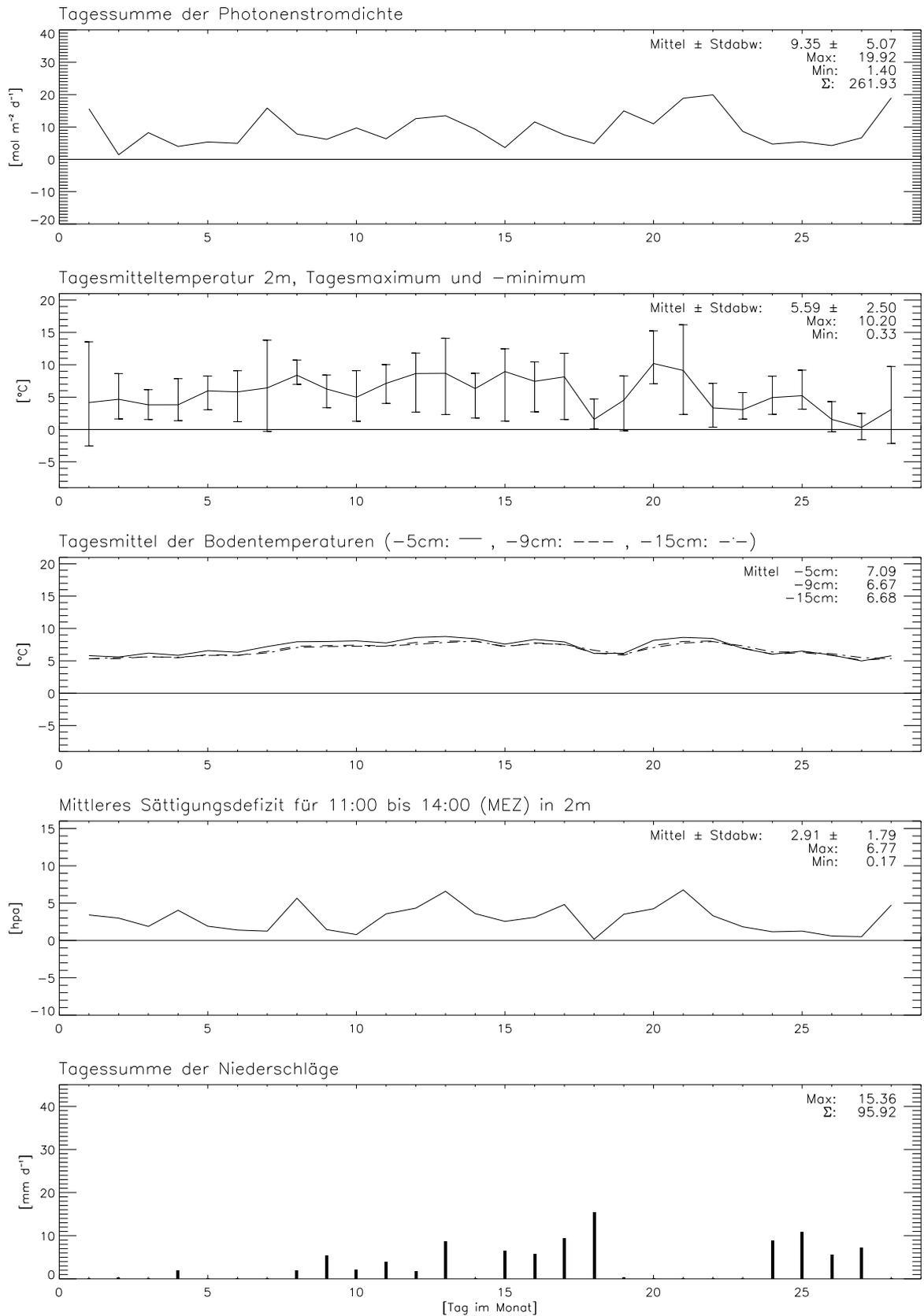
## Nenzlinger Weide, Dezember-94



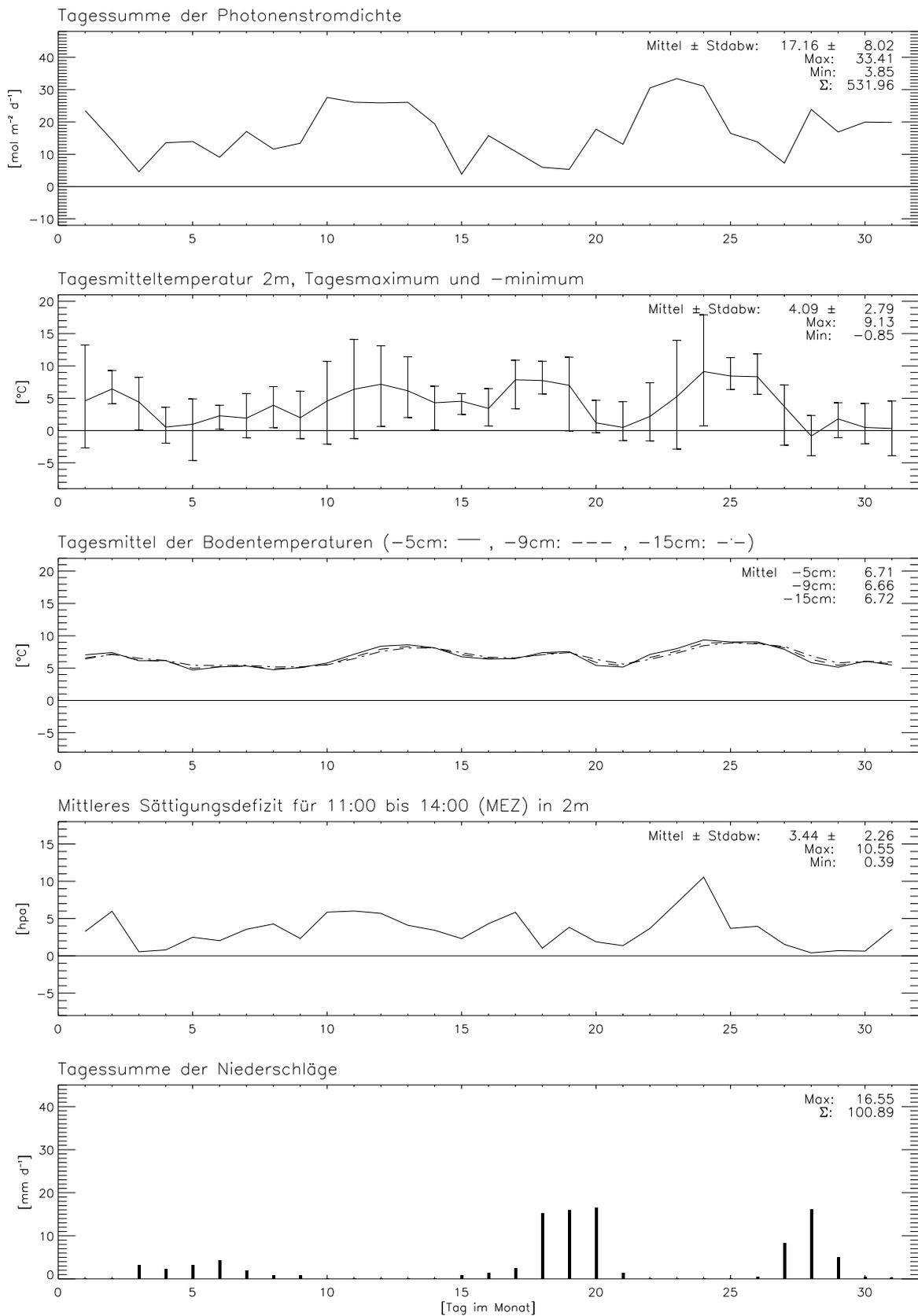
## Nenzlinger Weide, Januar–95



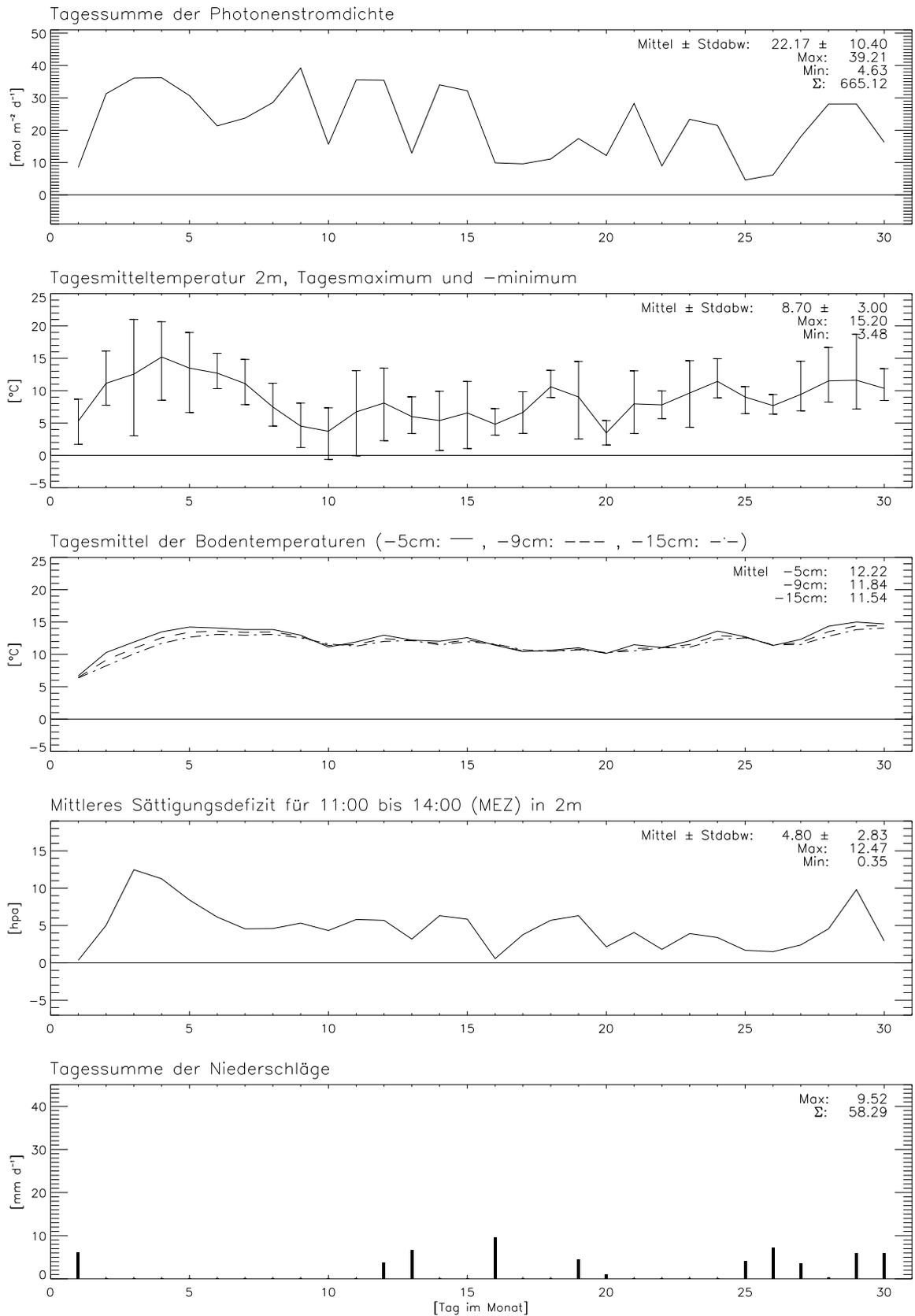
## Nenzlinger Weide, Februar–95



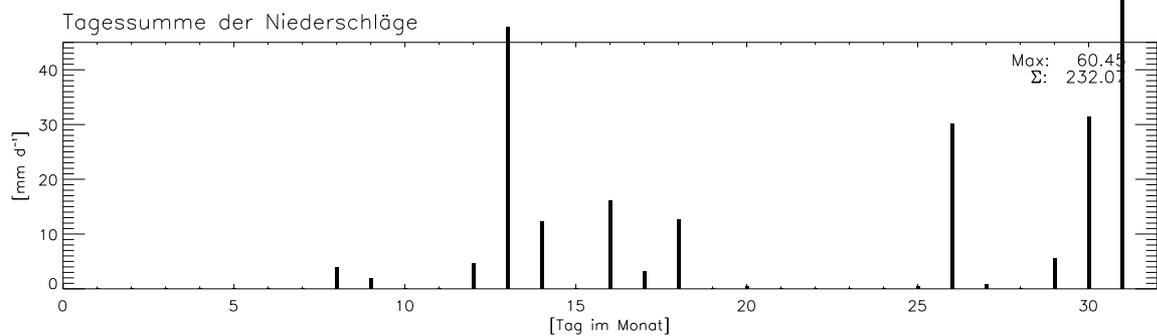
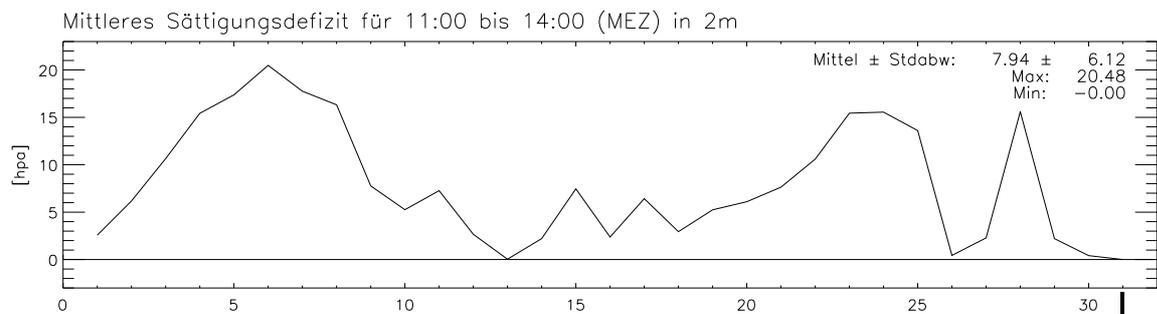
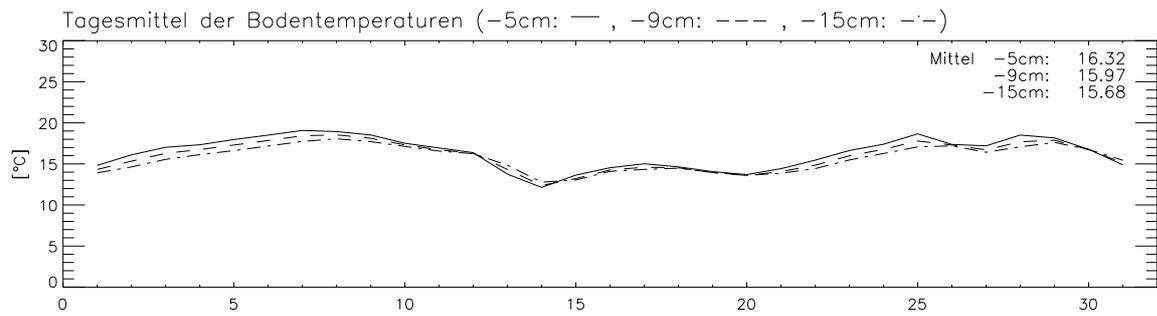
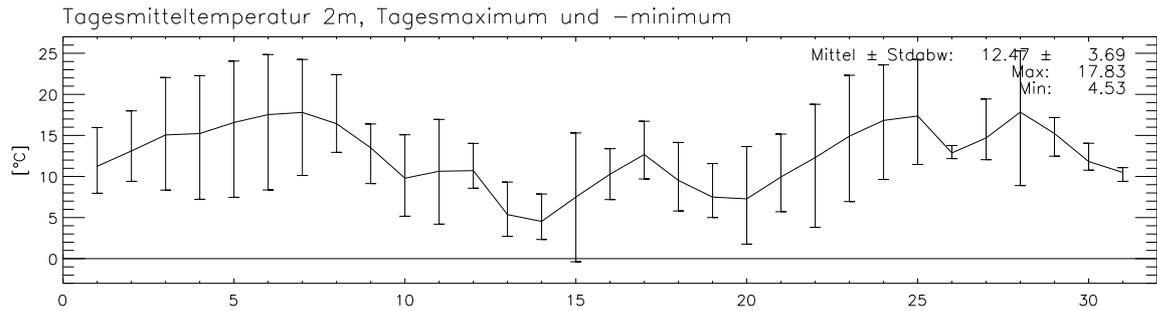
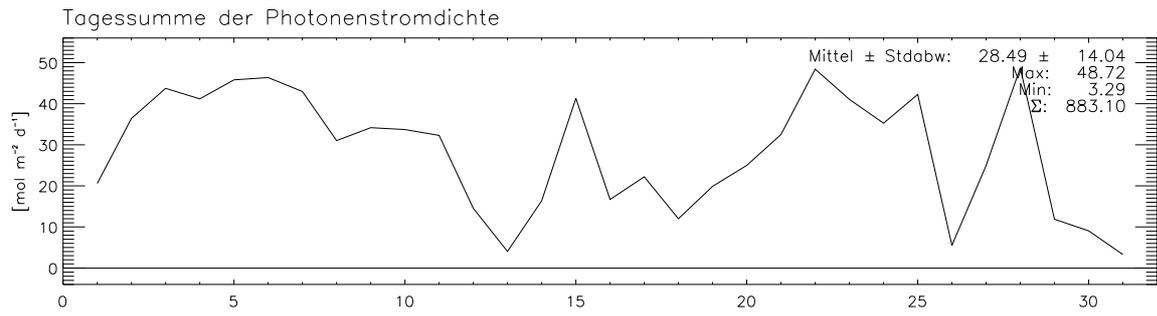
## Nenzlinger Weide, März–95



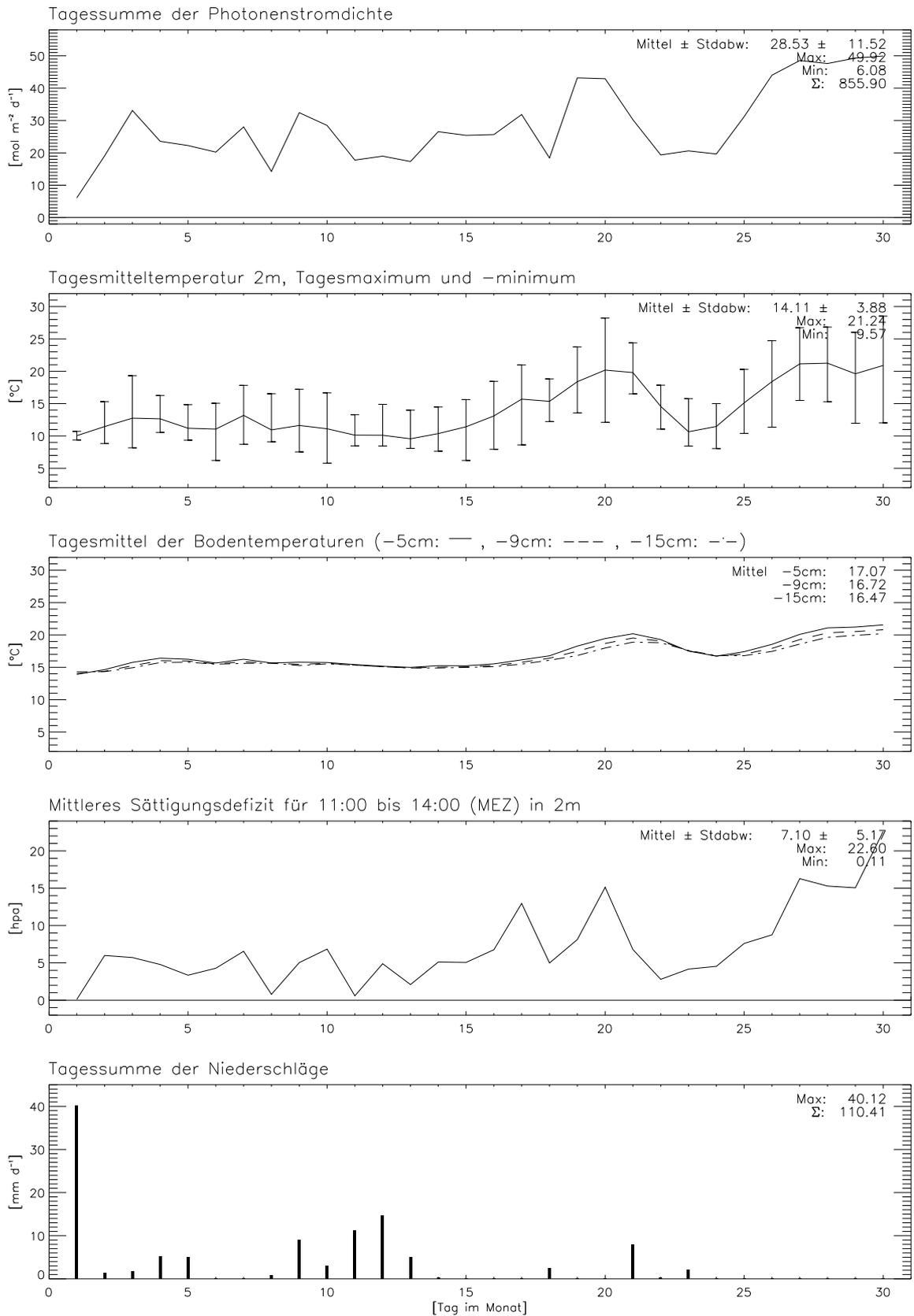
## Nenzlinger Weide, April–95



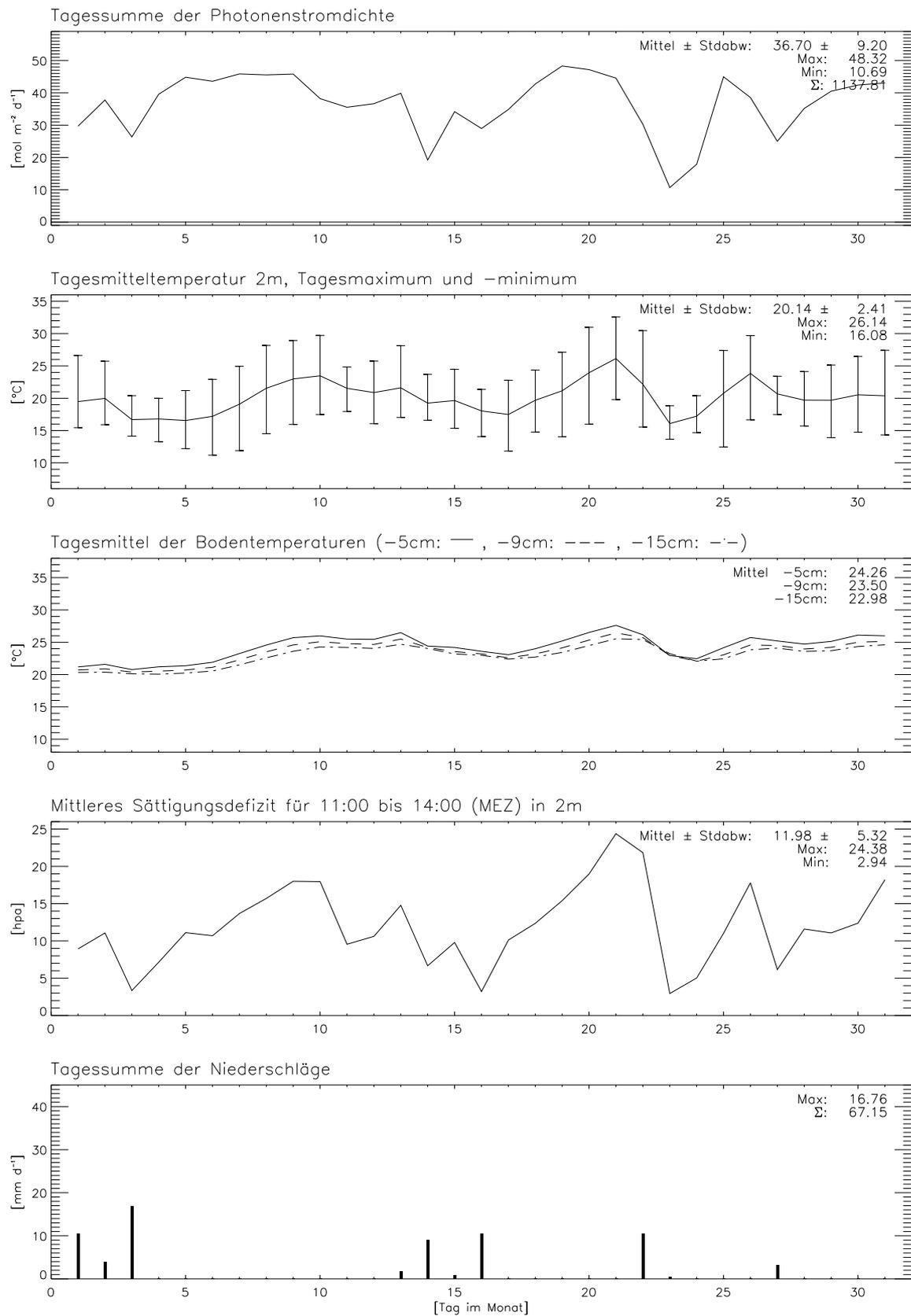
Nenzlinger Weide, Mai-95



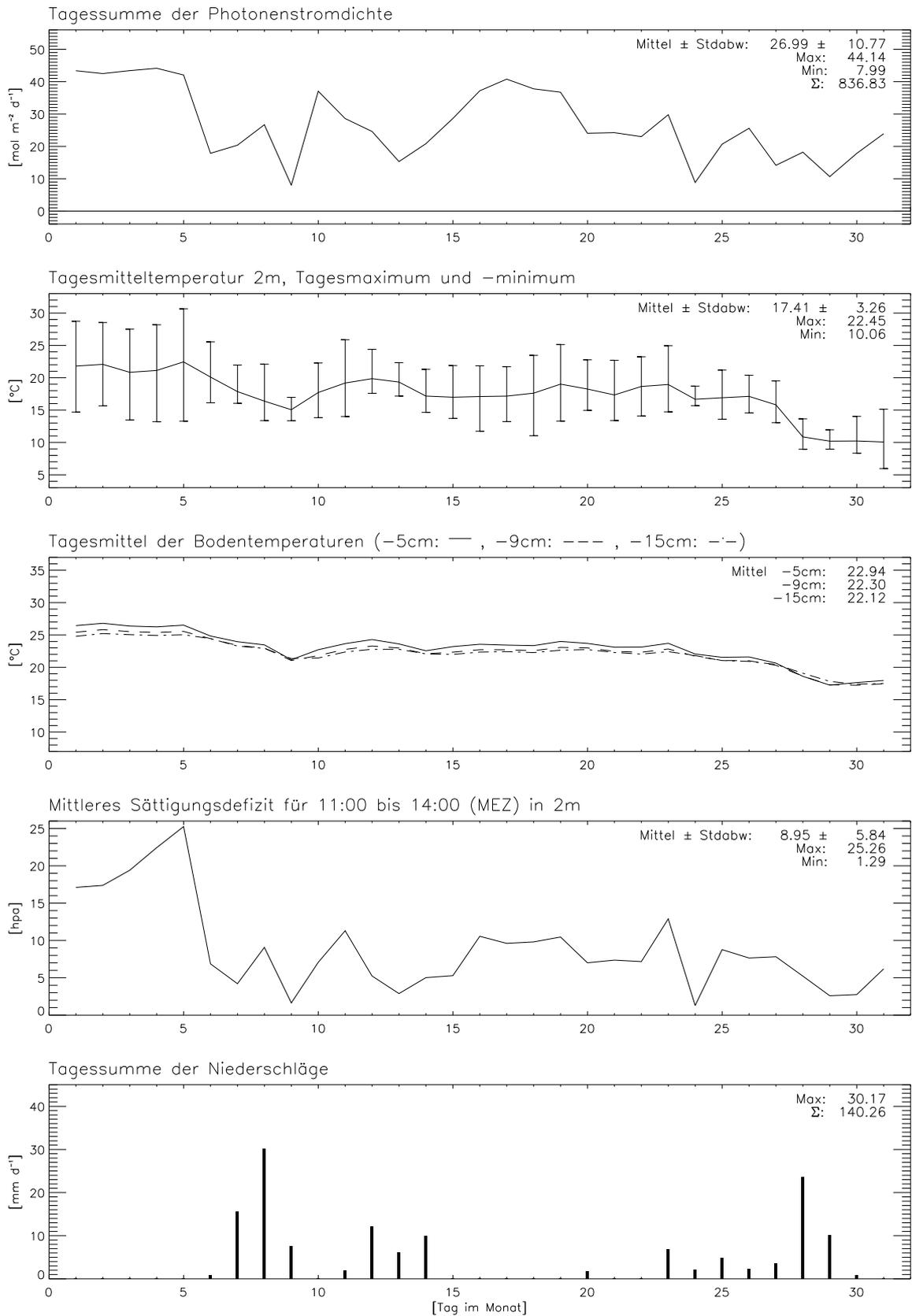
## Nenzlinger Weide, Juni–95



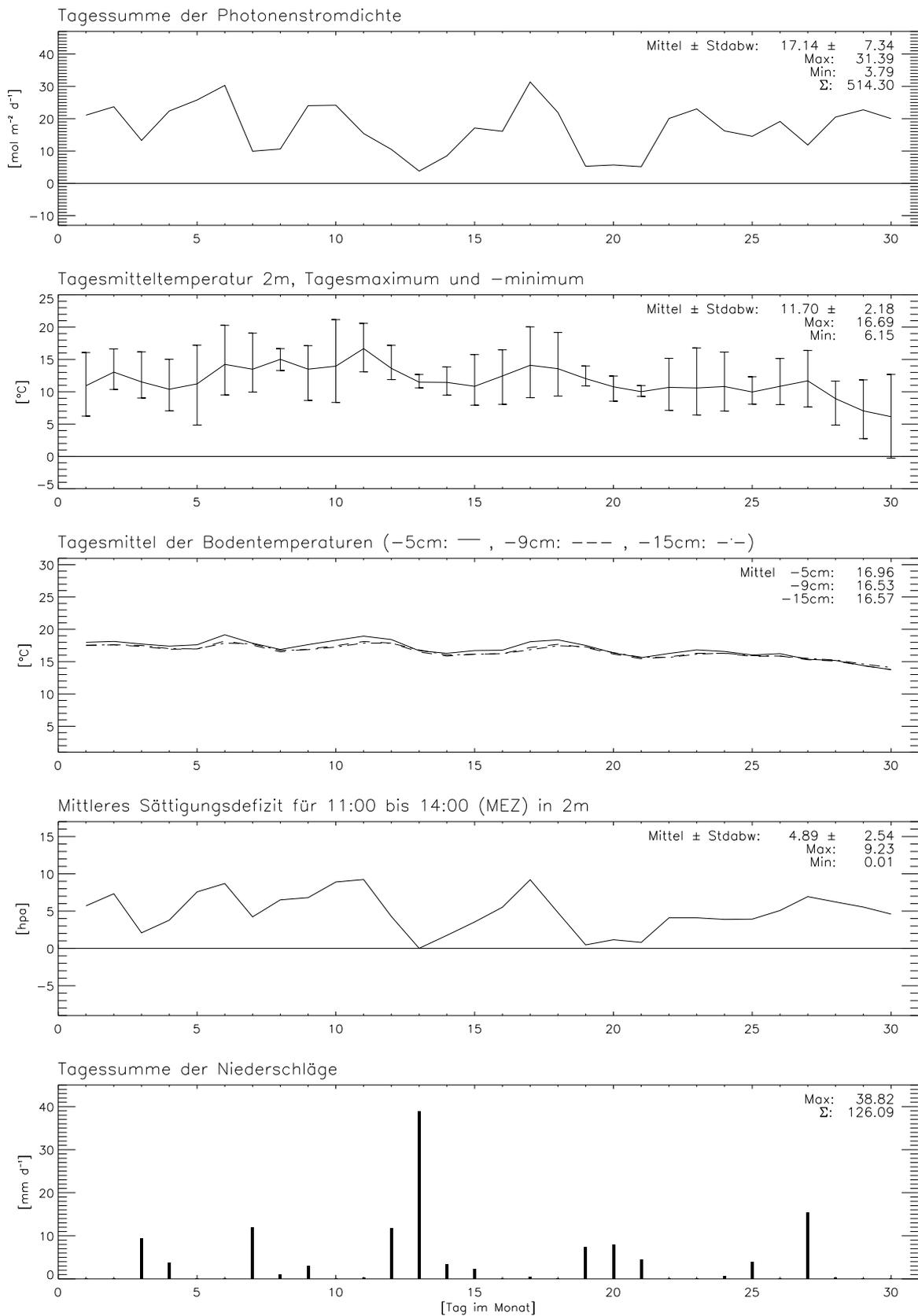
## Nenzlinger Weide, Juli-95



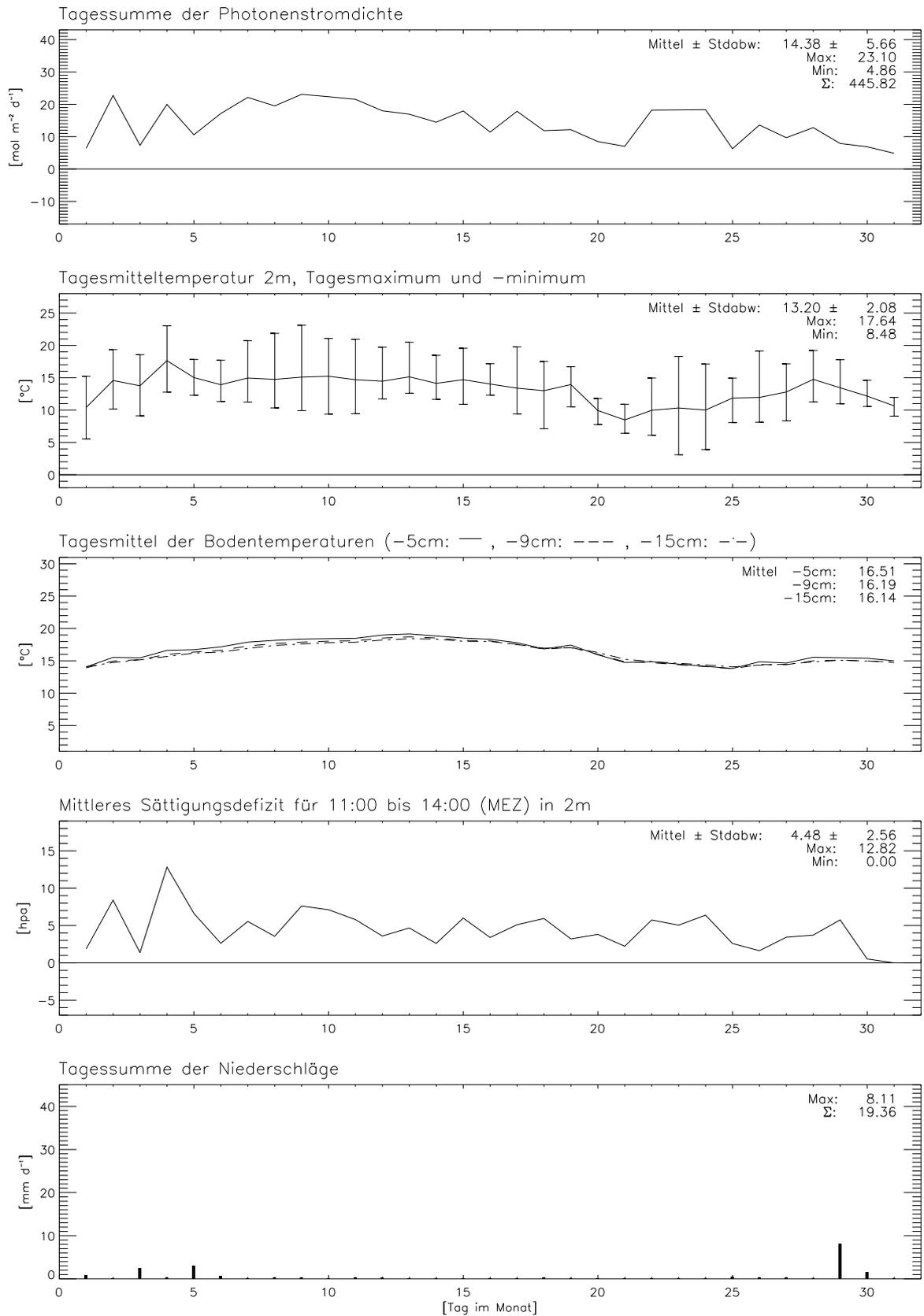
## Nenzlinger Weide, August–95



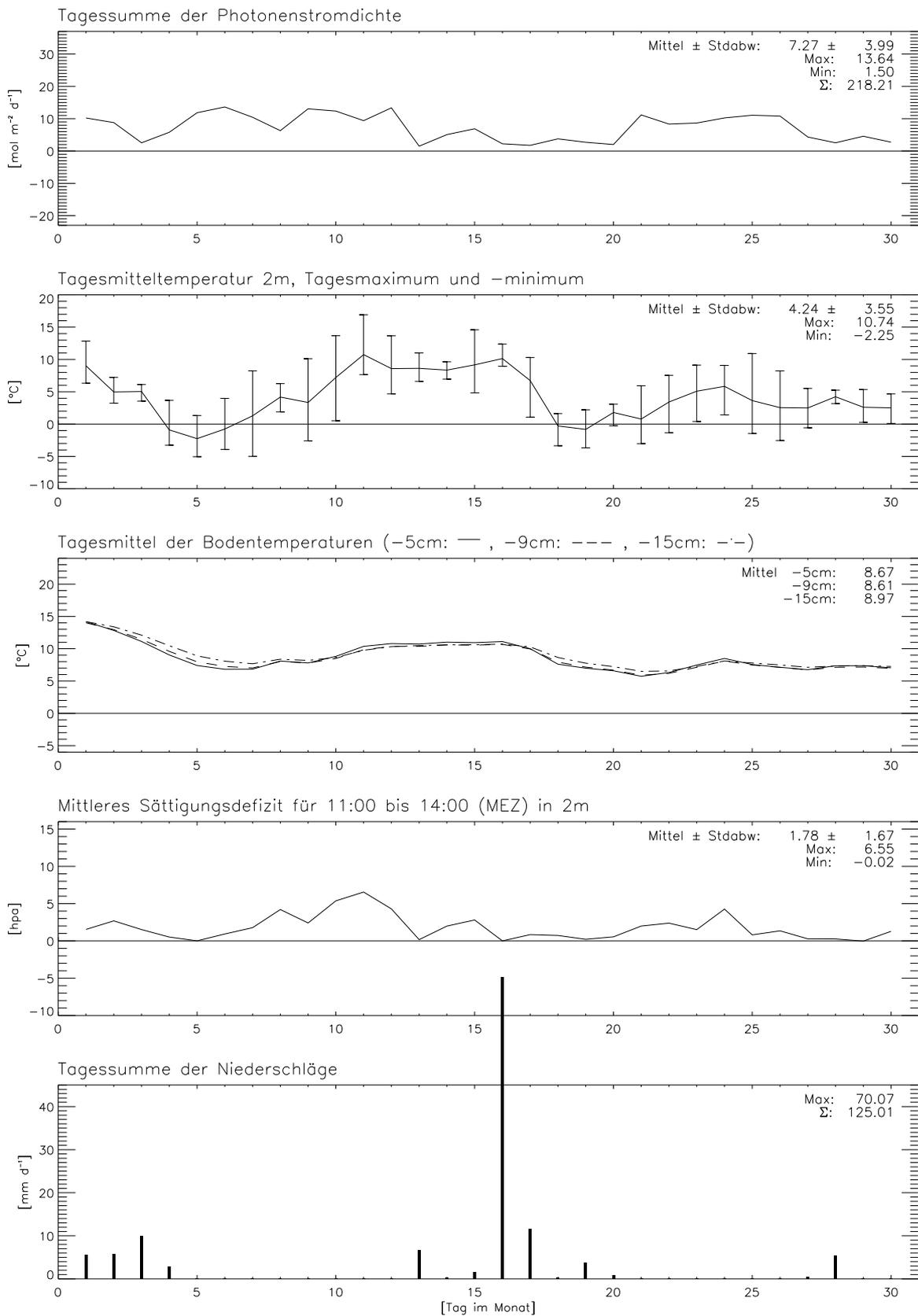
## Nenzlinger Weide, September–95



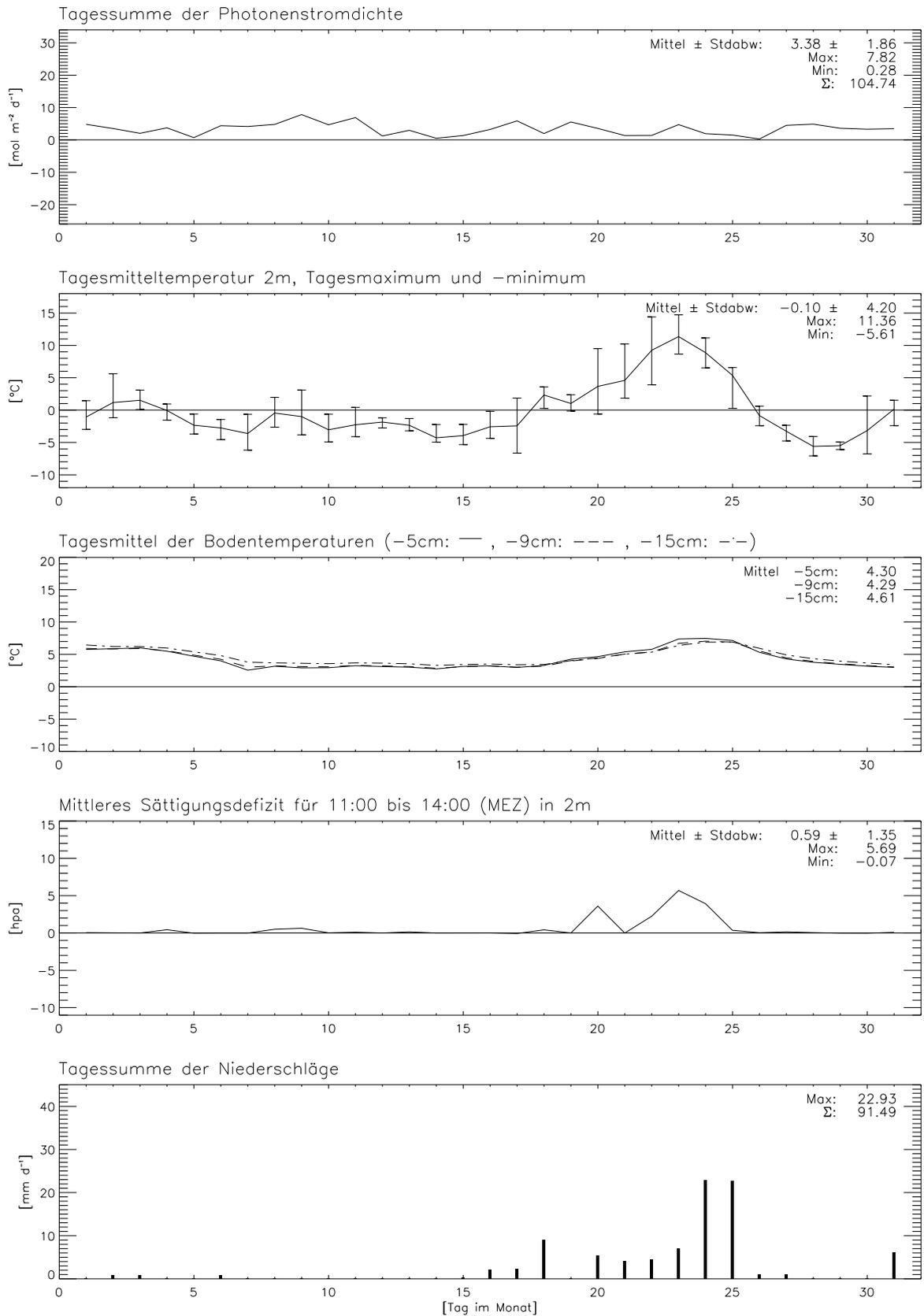
## Nenzlinger Weide, Oktober–95



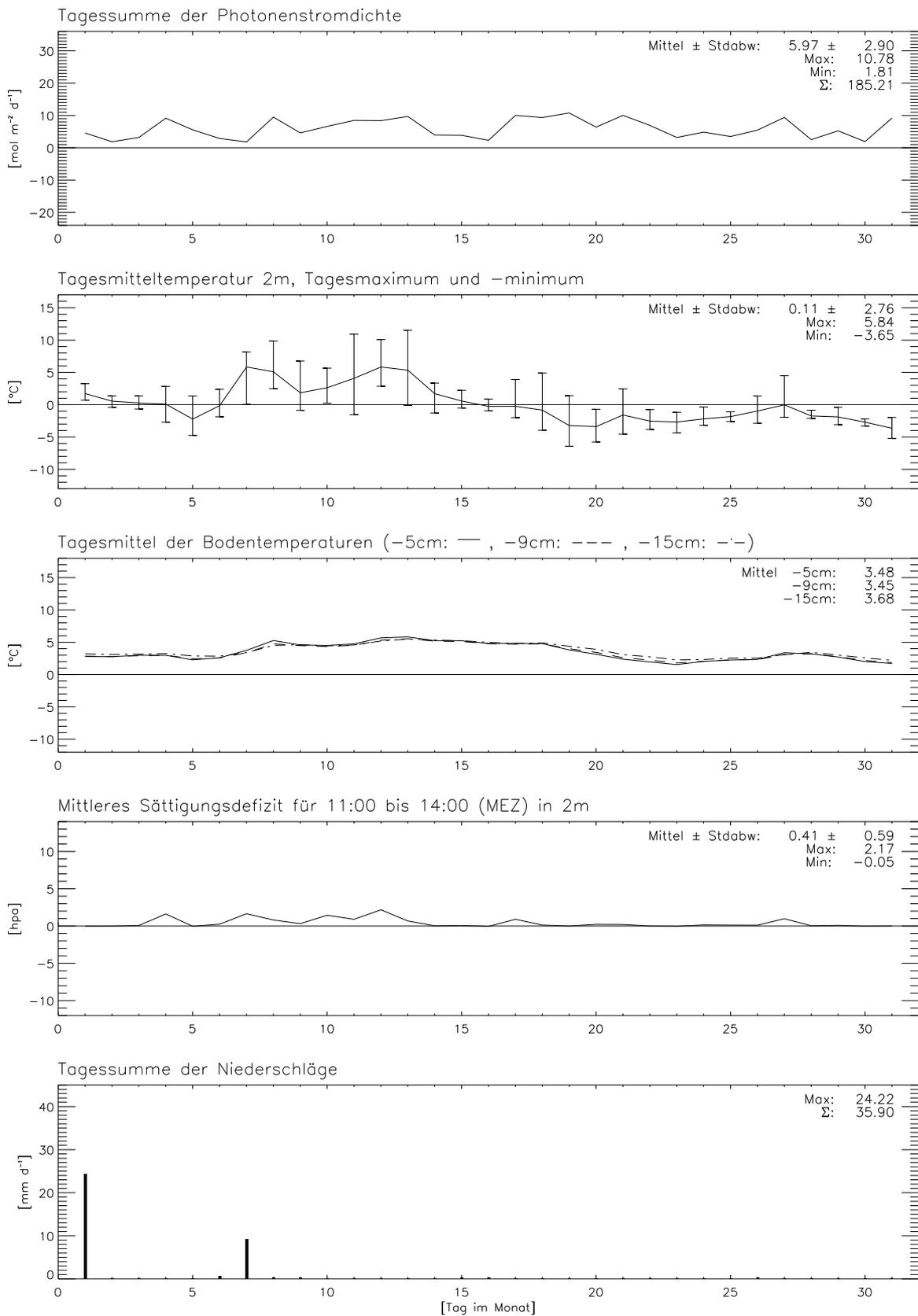
## Nenzlinger Weide, November–95



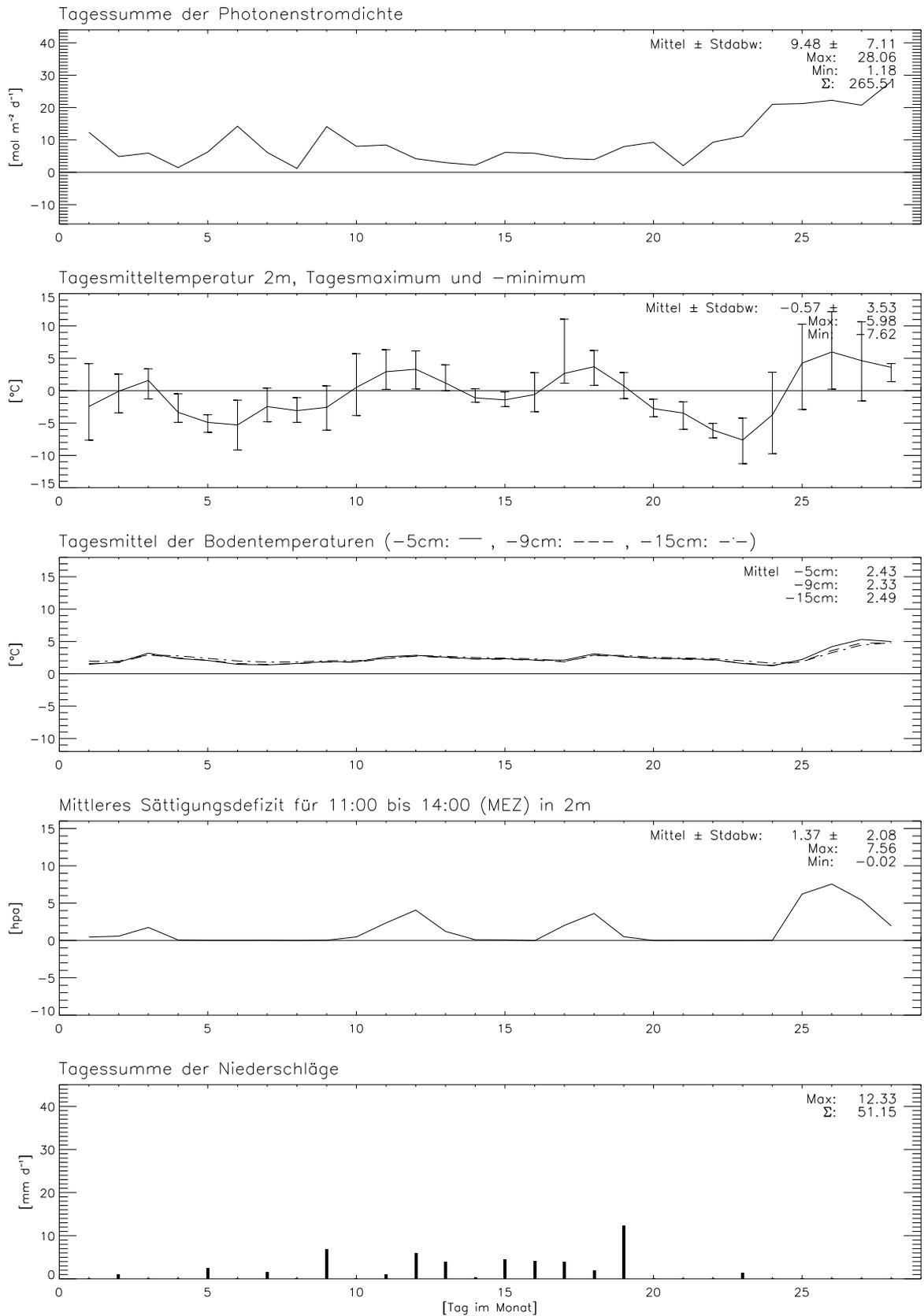
## Nenzlinger Weide, Dezember–95



## Nenzlinger Weide, Januar–96

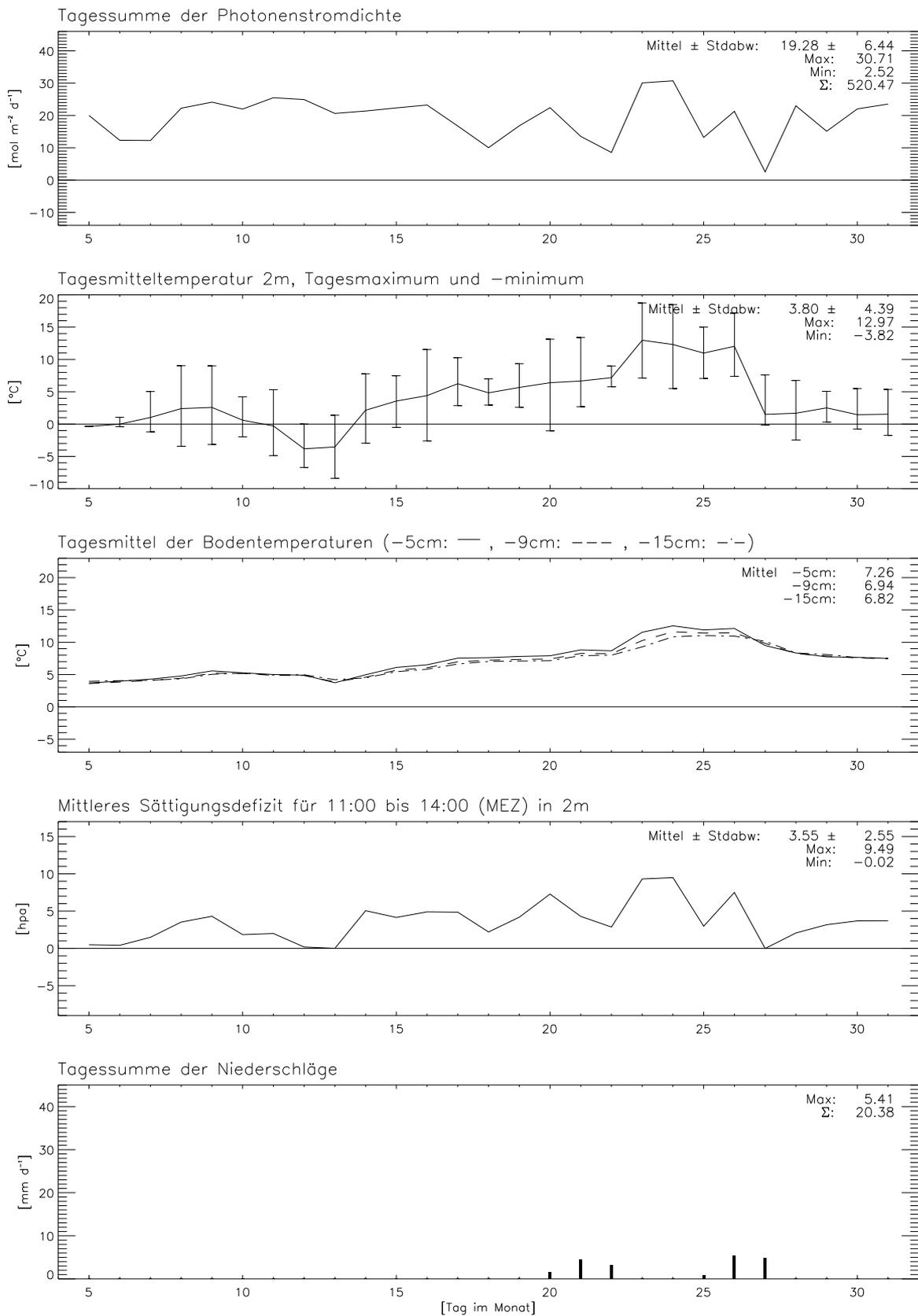


## Nenzlinger Weide, Februar–96



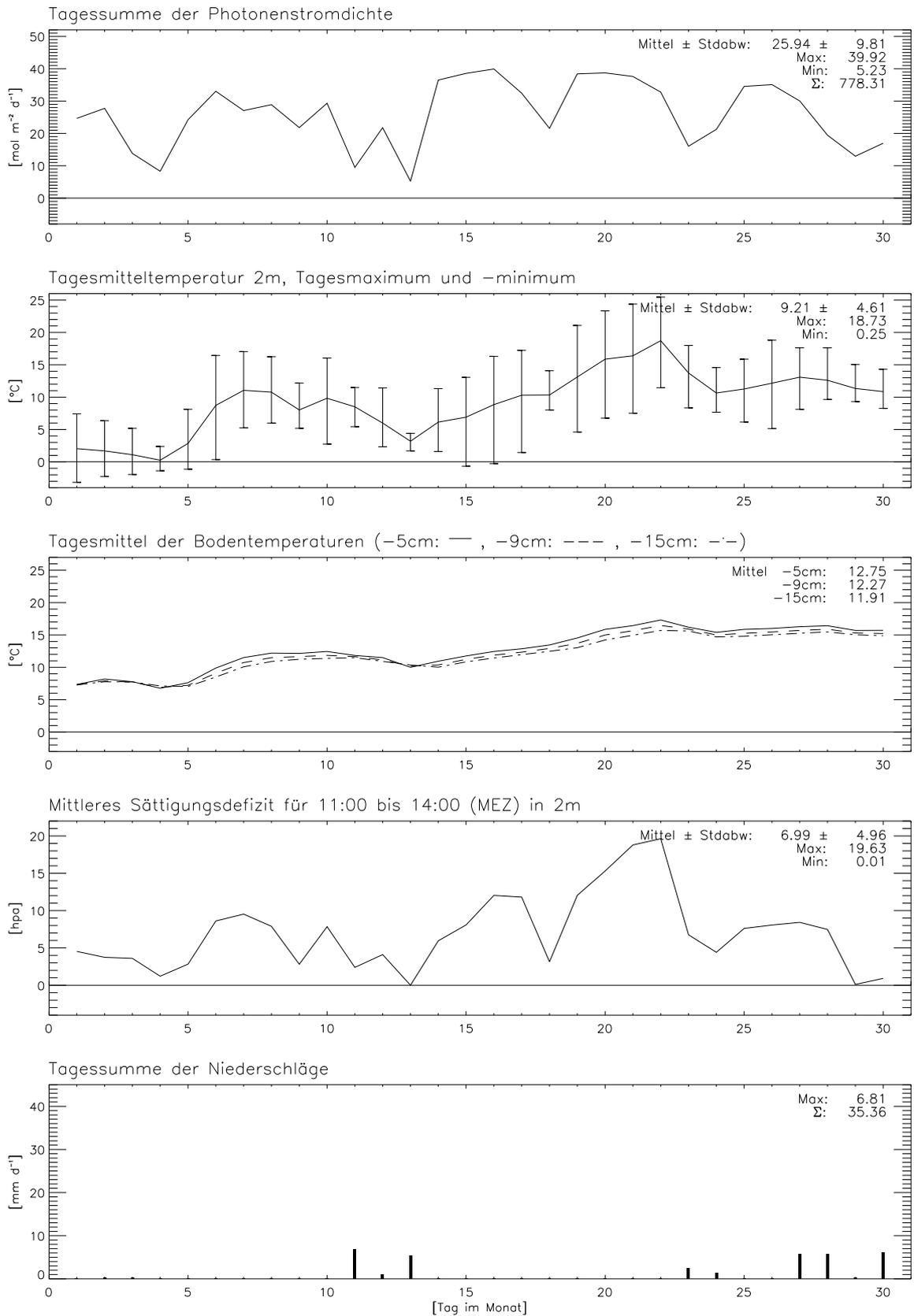
! Datenausfall vom 29-Feb-96 bis 5-Mar-96 !

## Nenzlinger Weide, März–96

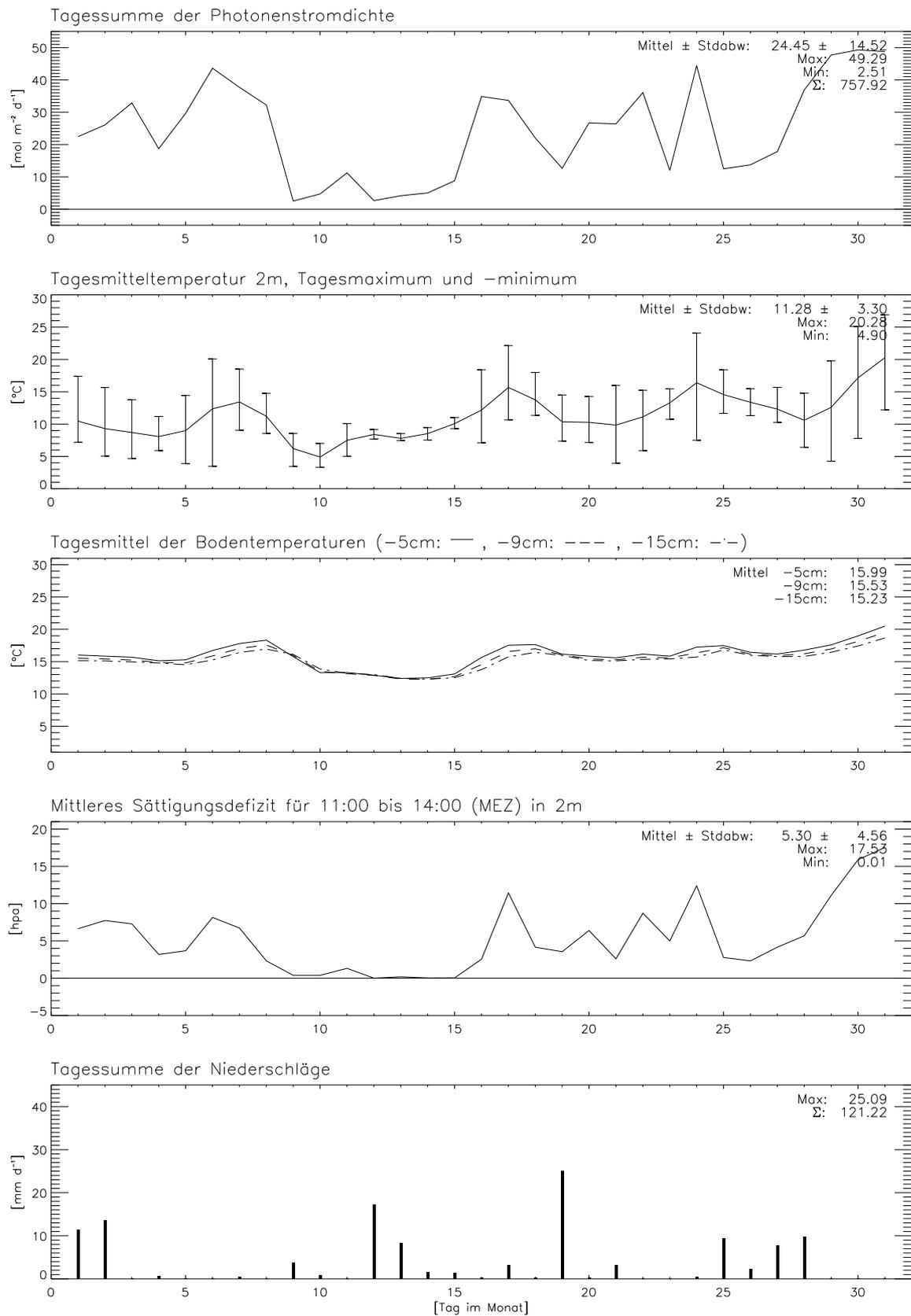


! Datenausfall vom 29–Feb–96 bis 5–Mar–96 !

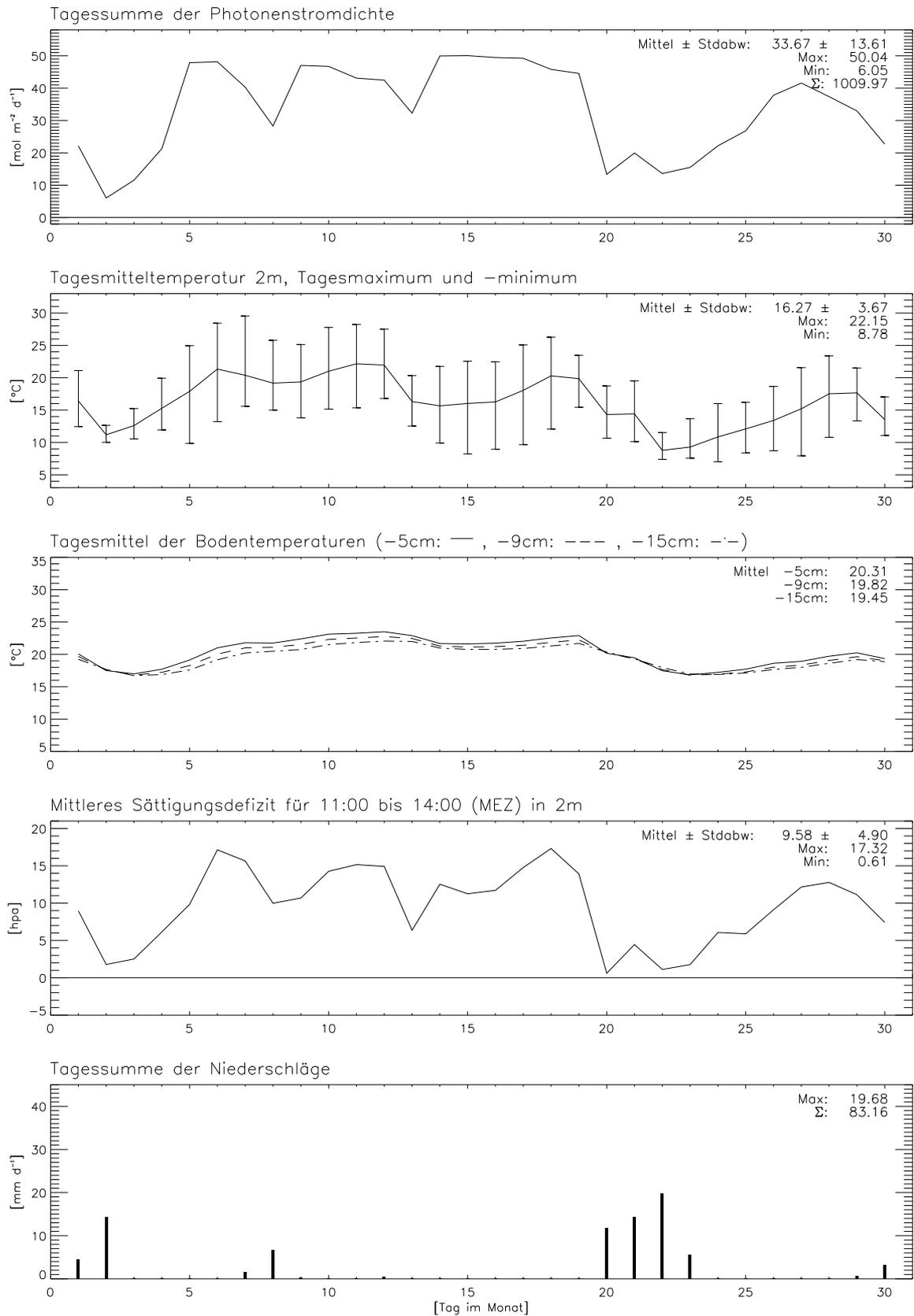
## Nenzlinger Weide, April–96



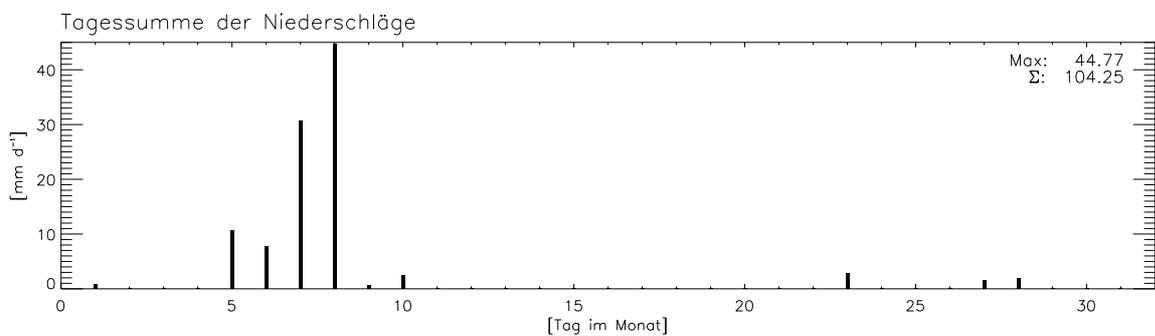
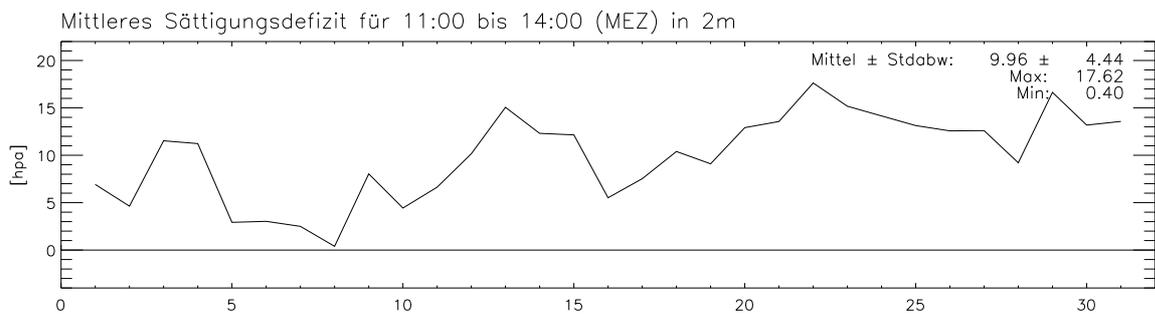
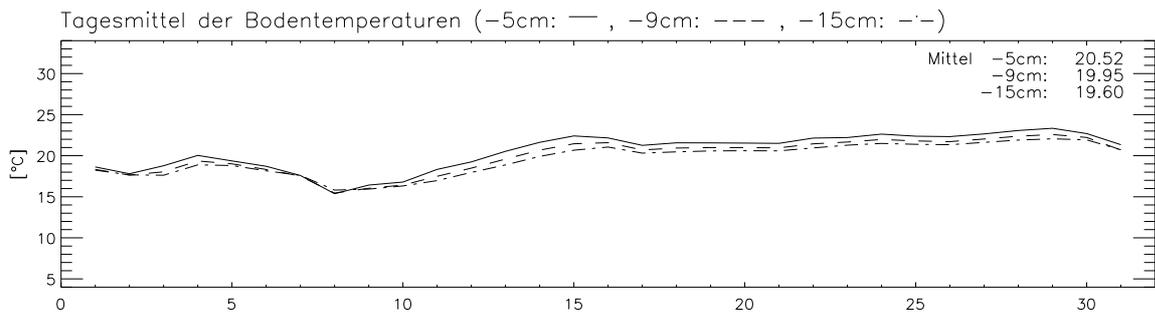
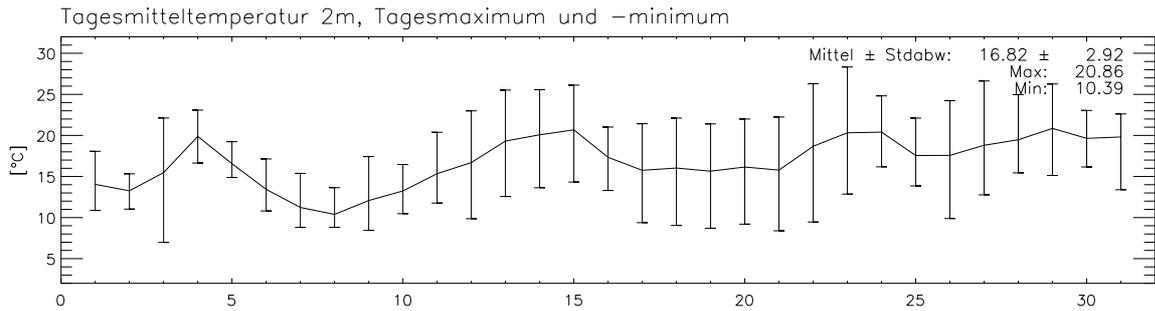
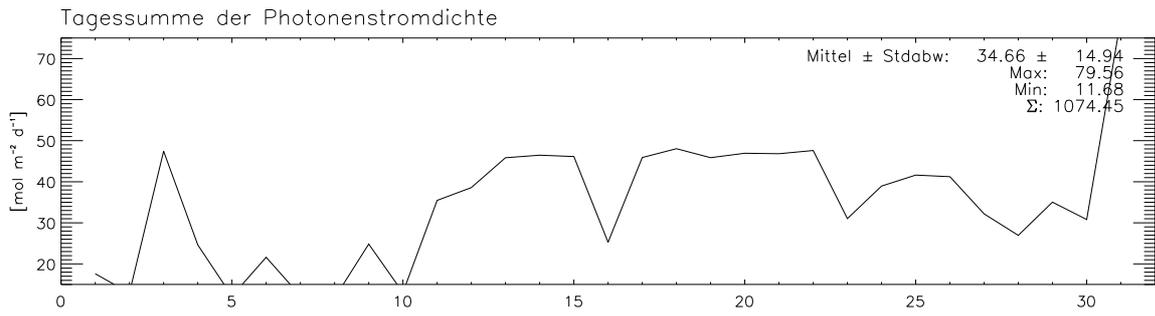
## Nenzlinger Weide, Mai-96



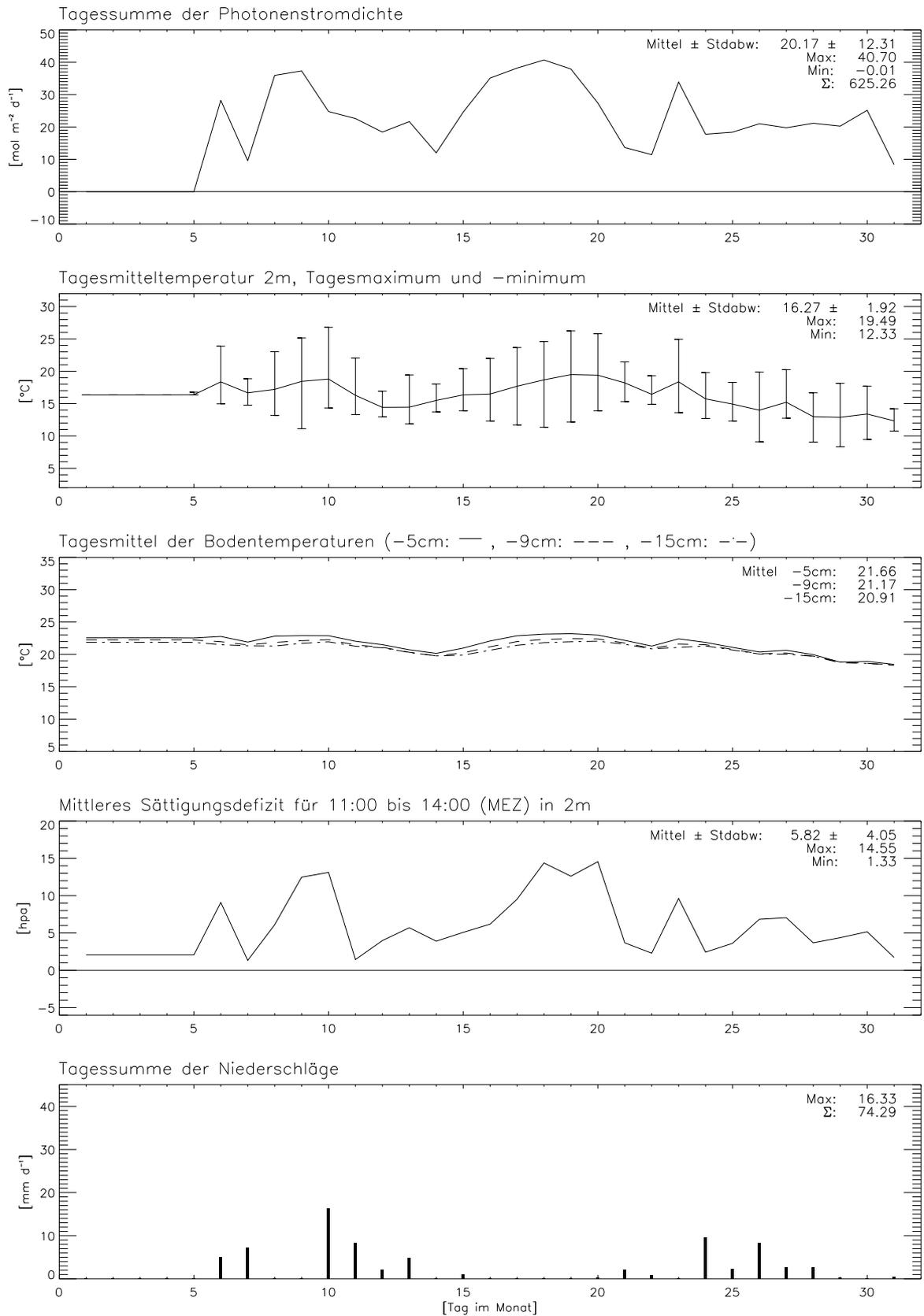
## Nenzlinger Weide, Juni–96



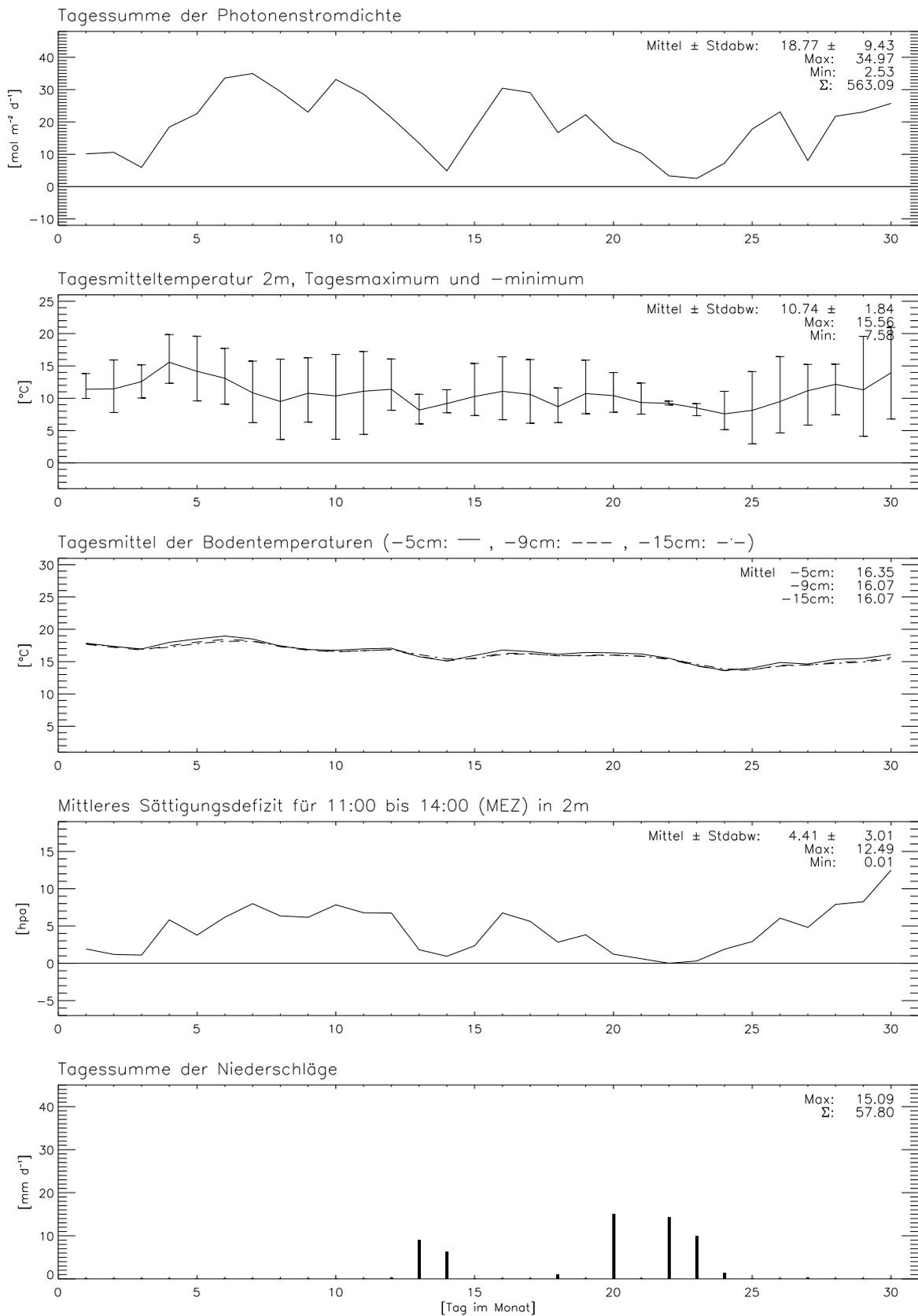
Nenzlinger Weide, Juli-96



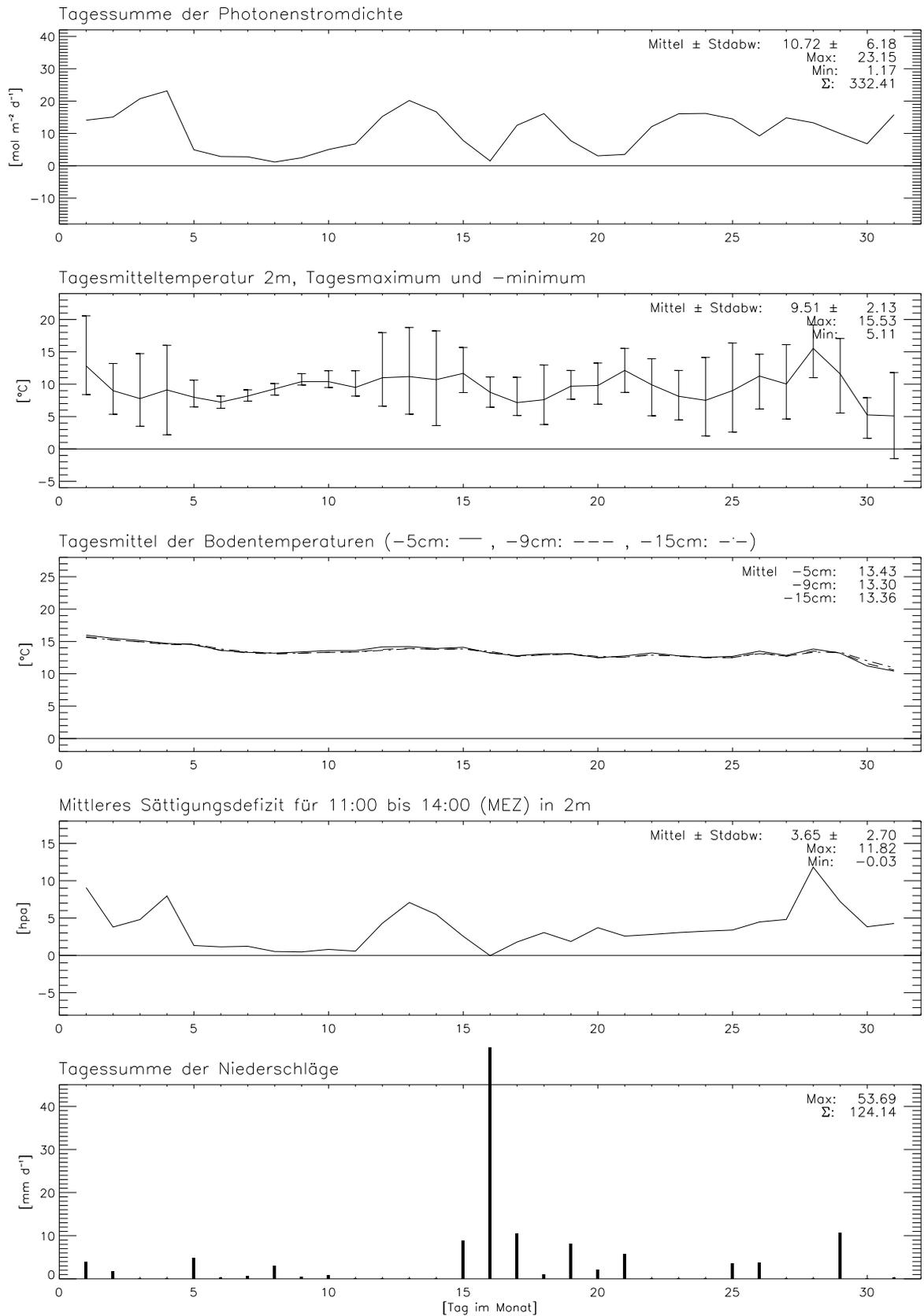
## Nenzlinger Weide, August–96



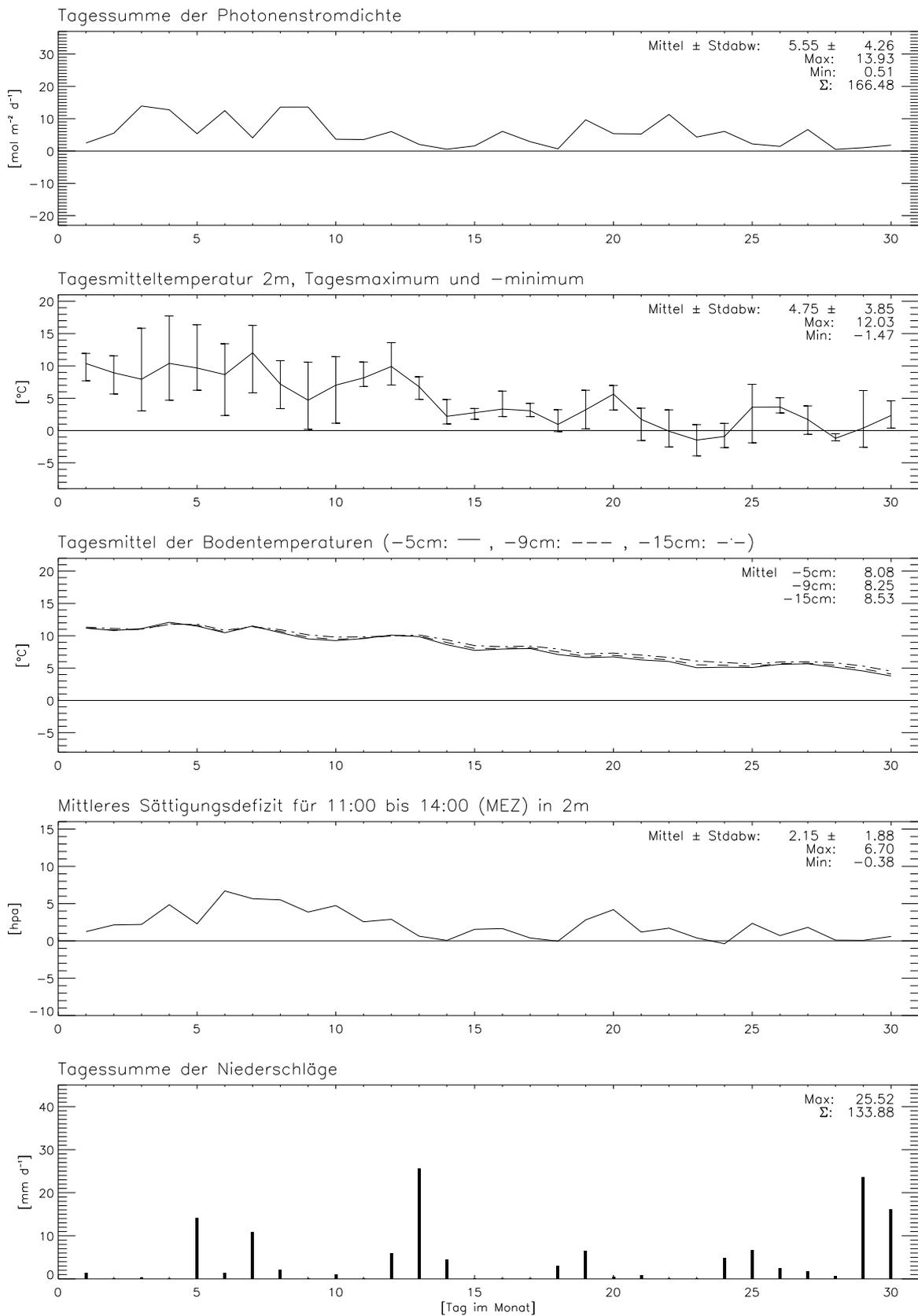
## Nenzlinger Weide, September–96



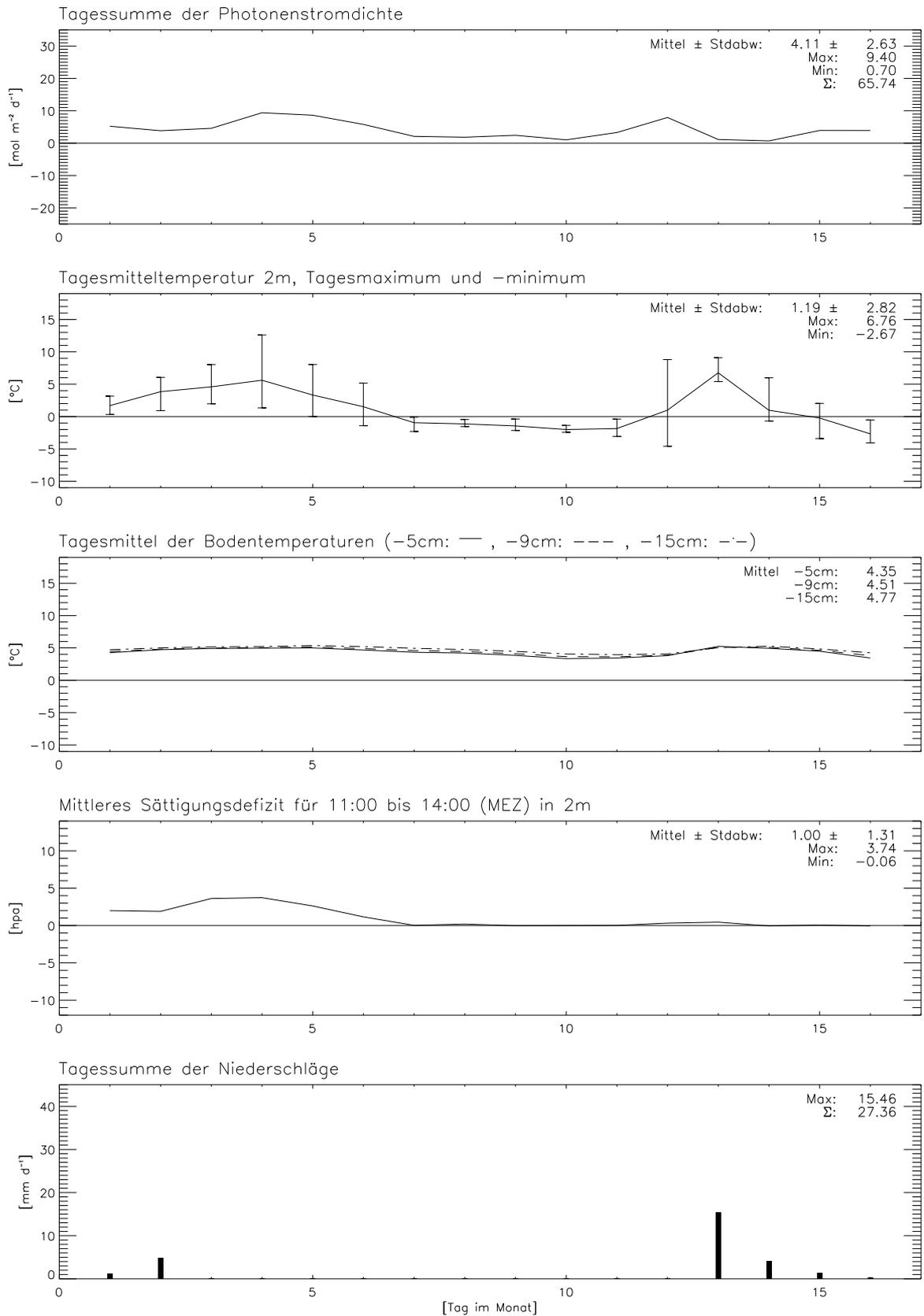
## Nenzlinger Weide, Oktober–96



## Nenzlinger Weide, November–96



## Nenzlinger Weide, Dezember-96



! Ende der Messungen: 16-Dez-96 !

