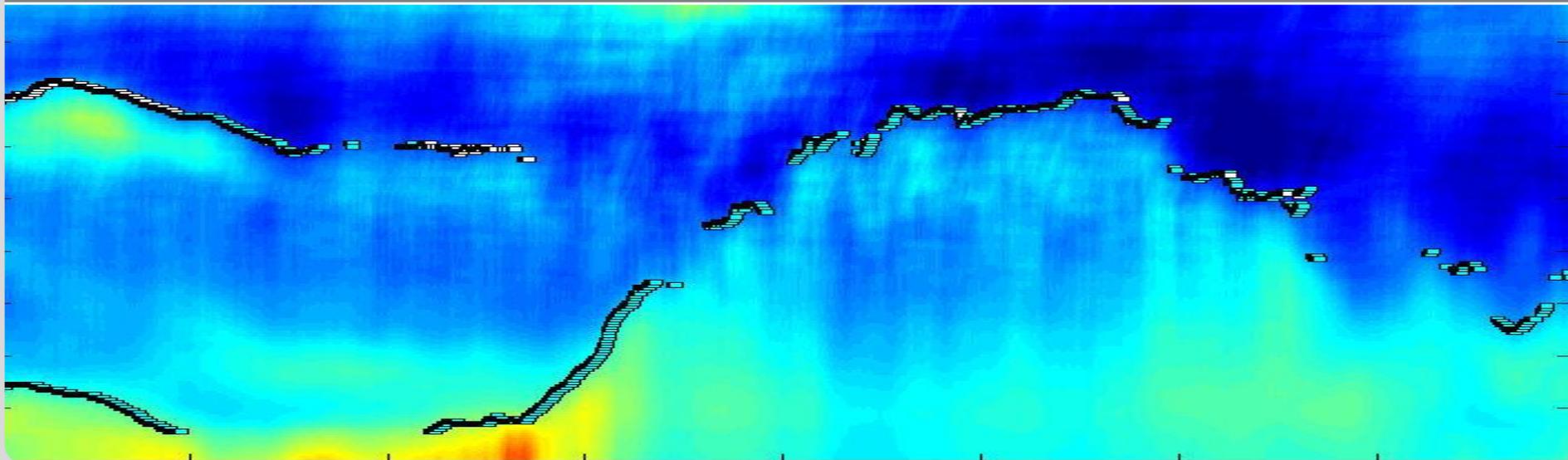


Höhenextrapolation des Windprofils

Stefan Emeis
stefan.emeis@kit.edu

INSTITUTE OF METEOROLOGY AND CLIMATE RESEARCH, Atmospheric Environmental Research



1 **bodennahe oder Prandtl-Schicht, homogenes Gelände**

Logarithmisches Profil (**neutrale** Schichtung) bzw. Potenzgesetz

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z-d}{z_0} \qquad u(z) = u(z_r) \left(\frac{z}{z_r} \right)^a$$

gilt streng genommen nur in der bodennahen Schicht (Prandtl-Schicht), wo Gleichgewicht von Druckgradientkraft und Reibungskraft herrscht.

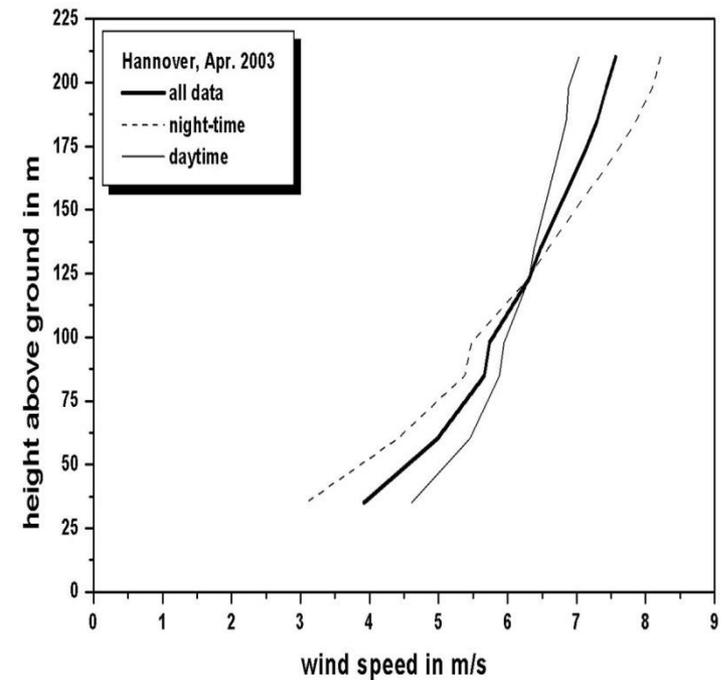
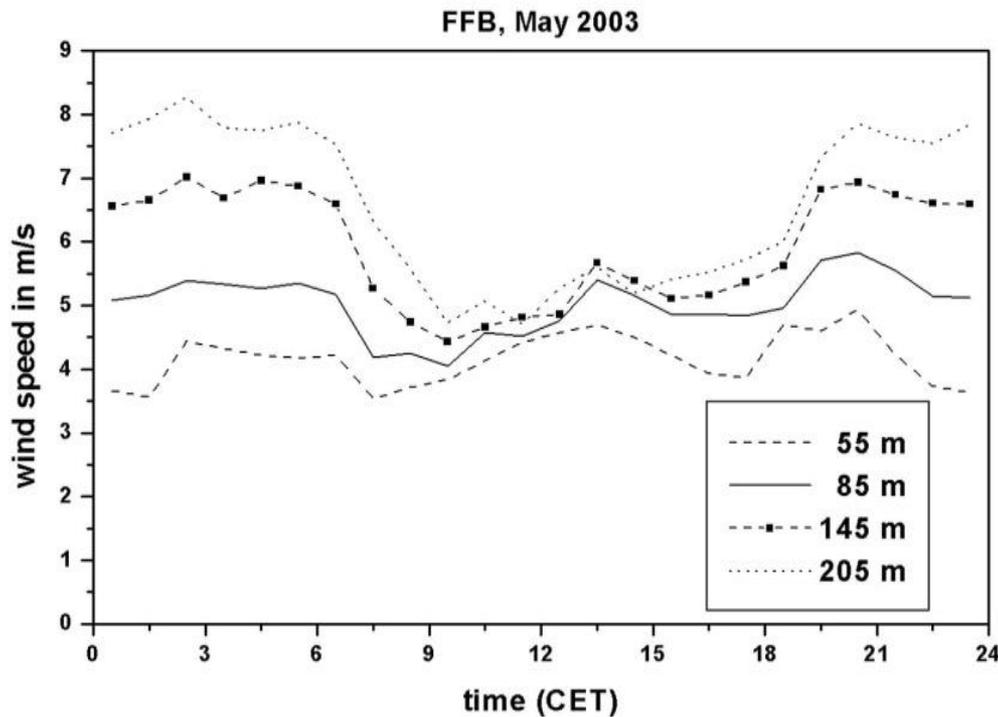
Prandtl-Schicht ca. 80 bis 100 m mächtig (bei stabilen Verhältnissen flacher, bei sehr instabilen Verhältnissen auch höher)

Faustformel für Höhe der Prandtl-Schicht z_p :

$$z_p \approx 0.01 \frac{u_*}{f} \approx 0.00064 \frac{|v_g|}{f}$$

$u_* = 0,5 \text{ m/s}$ oder $v_g = 8 \text{ m/s}$ führt auf $z_p = 50 \text{ m}$.

Sodarbeobachtungen der täglichen Variation der Windgeschwindigkeit



In der **neutral-geschichteten Prandtl-Schicht** gilt weiterhin:

die Standardabweichung der Windgeschwindigkeit ist höhenkonstant:

$$\frac{\sigma_u}{u_*} \approx 2.5 = \frac{1}{K}$$

Dementsprechend nimmt die Turbulenzintensität nach oben hin ab:

$$I_u(z) = \frac{\sigma_u}{u(z)} = \frac{1}{\ln(z/z_0)}$$

Der Hellmann-Exponent α ist in der **neutral-geschichteten Prandtl-Schicht** gleich der Turbulenzintensität:

$$\alpha = \frac{\sigma_u}{u(z)} = \frac{1}{\ln(z/z_0)}$$

In der **instabil-geschichteten** Prandtl-Schicht gilt:

$$u(z) = u_* / \kappa \left(\ln(z / z_0) - \Psi_m(z / L_*) \right)$$

mit der Schichtungskorrekturfunktion Ψ .

Die Standardabweichung der horizontalen Windgeschwindigkeit ist weiterhin höhenkonstant

$$\frac{\sigma_u}{u_*} = \left(15.625 - 0.5 \frac{z_i}{L_*} \right)^{1/3}$$

aber größer als im neutralen Fall, da L_* negativ ist. z_i ist die Höhe der konvektiven Grenzschicht.

Der Hellmann-Exponent α ist in der **instabil-geschichteten** konvektiven Grenzschicht:

$$a = \left(\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \Psi \left(\frac{z}{L_*} \right) \right)^{-1} \frac{1}{x}$$

mit $x = (1 - b z/L_*)^{1/4}$ und $b = 16$ und somit kleiner als im neutralen Fall.

In der **instabil-geschichteten** Grenzschicht ist die

Höhenextrapolation

somit relativ einfach, solange man die Rauigkeitslänge z_0 und die

Obukhov-Länge L_* kennt.

Nur für die Turbulenz braucht man zusätzlich die Höhe der konvektiven Grenzschicht z_i .

In der **stabil-geschichteten Prandtl-Schicht** gilt:

$$u(z) = u_* / \kappa \left(\ln(z / z_0) + 5z / L_* \right)$$

d.h., die Windgeschwindigkeit nimmt rascher als in der neutralen Grenzschicht mit der Höhe zu.

Die Standardabweichung der horizontalen Windgeschwindigkeit wird als höhenkonstant angesetzt

$$\frac{\sigma_u}{u_*} \approx 2.5 = \frac{1}{\kappa}$$

ist aber kleiner als im neutralen Fall, da u_* kleiner ist.

Der Hellmann-Exponent α ist in der **stabil-geschichteten konvektiven Grenzschicht**:

$$a = \left(\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) + 4.7 \left(\frac{z}{L_*} \right) \right)^{-1} \left(1 + 4.7 \frac{z}{L_*} \right)$$

und somit größerer als im neutralen Fall.

In der **neutralen und stabil-geschichteten** Grenzschicht endet die einfache

Höhenextrapolation

an der Obergrenze der Prandtl-Schicht z_p .

Oberhalb der Prandtl-Schicht befindet sich die Ekman-Schicht, in der die Corioliskraft als dritte bestimmende Kraft hinzu kommt.

In der Ekman-Schicht dreht der Wind mit der Höhe und die Windgeschwindigkeit nähert sich (unter Schwingungen) der geostrophischen Windgeschwindigkeit u_g an:

$$u^2(z) = u_g^2 \left(1 - 2e^{-\gamma z} \cos(\gamma z) + e^{-2\gamma z} \right)$$

mit der inversen Längenskala:

$$\gamma = \sqrt{\frac{f}{2K_M}}$$

Die Dicke der Ekman-Schicht ist proportional zu π/γ .

2 durchgehende Windprofilbeschreibung für Prandtl- und Ekman-Schicht

Ansätze für eine durchgehende Windprofilbeschreibung in der neutral-geschichteten Grenzschicht (Emeis et al. 2007 basierend auf Etling 2002):

$$u(z) = \begin{cases}
 u_* / \kappa \ln(z / z_0) & \text{for } z < z_p \\
 u_g (-\sin \alpha_0 + \cos \alpha_0) & \text{for } z = z_p \\
 u_g [1 - 2\sqrt{2}e^{-\gamma(z-z_p)} \\
 \sin \alpha_0 \cos(\gamma(z-z_p) + \pi/4 - \alpha_0) & \text{for } z > z_p \\
 + 2e^{-2\gamma(z-z_p)} \sin^2 \alpha_0]^{1/2} &
 \end{cases}$$

mit den externen Parametern z_0 und u_g
 und den internen Parametern α_0 , z_p und γ .

mit den externen Parametern z_0 und u_g und den internen Parametern α_0 , z_p und γ .

$$u_* = 2 \left| u_g \right| \gamma \kappa z_p \sin \alpha_0$$

$$\alpha_0 = \operatorname{arctg} \frac{1}{1 + 2\gamma z_p \ln(z_p / z_0)}$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{f}{2\kappa u_* z_p}}$$

Alternative Ansätze von Gryning et al. (2007):

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \frac{z}{L_M} - \frac{z}{z_i} \frac{z}{2L_M} \right)$$

mit drei Längenskalen κz (unten), L_M (Mitte) und z_i (oben)

und Peña et al. (2010):

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \frac{1}{d} \left(\frac{\kappa z}{\eta} \right)^d - \frac{1}{1+d} \frac{z}{z_i} \left(\frac{\kappa z}{\eta} \right)^d - \frac{z}{z_i} \right)$$

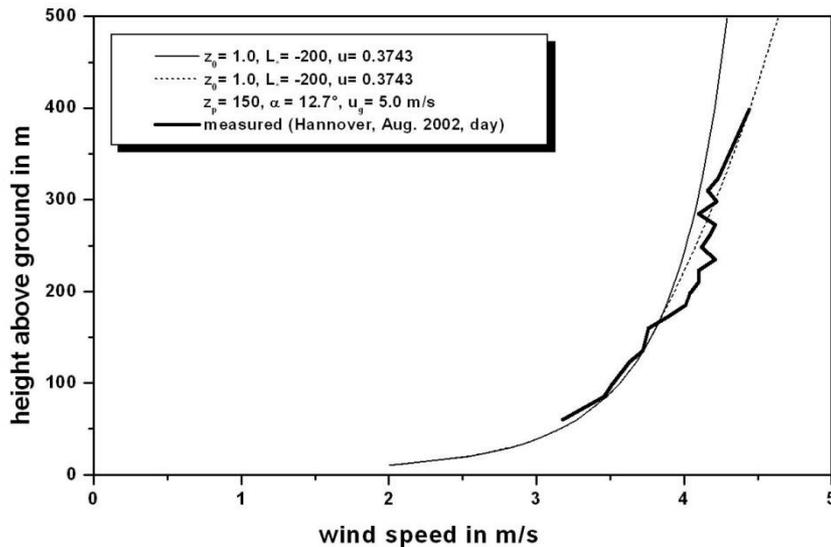
mit drei Längenskalen κz (unten), η (Mitte) und z_i (oben)

Ansätze für durchgehende Windprofilbeschreibung in der nicht neutral-geschichteten Grenzschicht (Emeis et al. 2007 basierend auf Etling 2002):

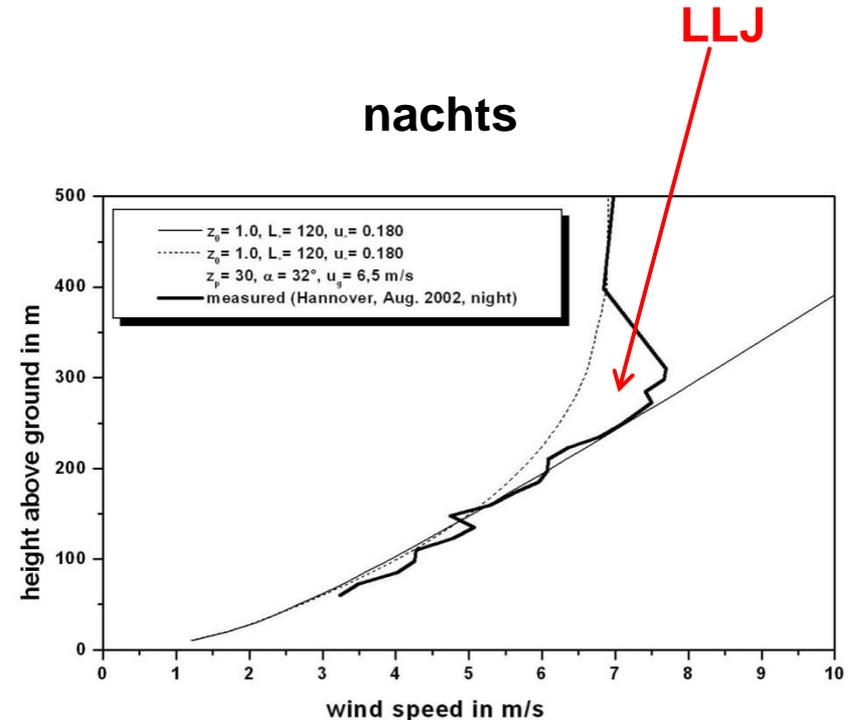
$$u(z) = \begin{cases} u_* / \kappa (\ln(z/z_0) - \Psi_m(z/L_*)) & \text{for } z < z_p \\ u_g (-\sin \alpha_0 + \cos \alpha_0) & \text{for } z = z_p \\ u_g [1 - 2\sqrt{2}e^{-\gamma(z-z_p)} \sin \alpha_0 \cos(\gamma(z-z_p) + \pi/4 - \alpha_0) + 2e^{-2\gamma(z-z_p)} \sin^2 \alpha_0]^{1/2} & \text{for } z > z_p \end{cases}$$

mit den externen Parametern z_0 , L_* und u_g und den internen Parametern α_0 , z_p und γ .

tagsüber



nachts



die gestrichelte Kurve zeigt die durchgehende Profilfunktion,
die durchgezogene Kurve ein nach oben fortgesetztes logarithmisches Profil

Analog für **nicht-neutrale** Schichtung: Ansätze von Gryning et al. (2007):

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} + T\left(\frac{z}{L_*}\right) + \frac{z}{L_M} - \frac{z}{z_i} \frac{z}{2L_M} \right)$$

mit drei Längenskalen κz (unten), L_M (Mitte) und z_i (oben)

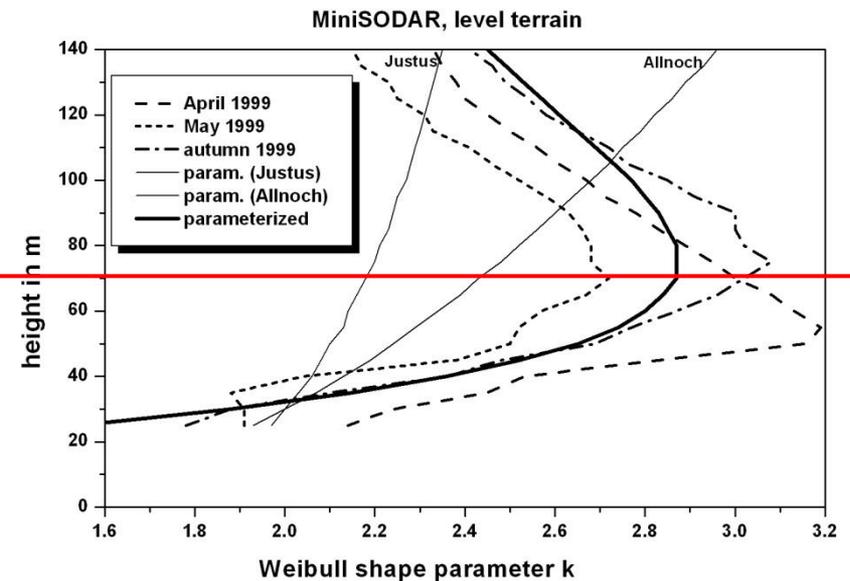
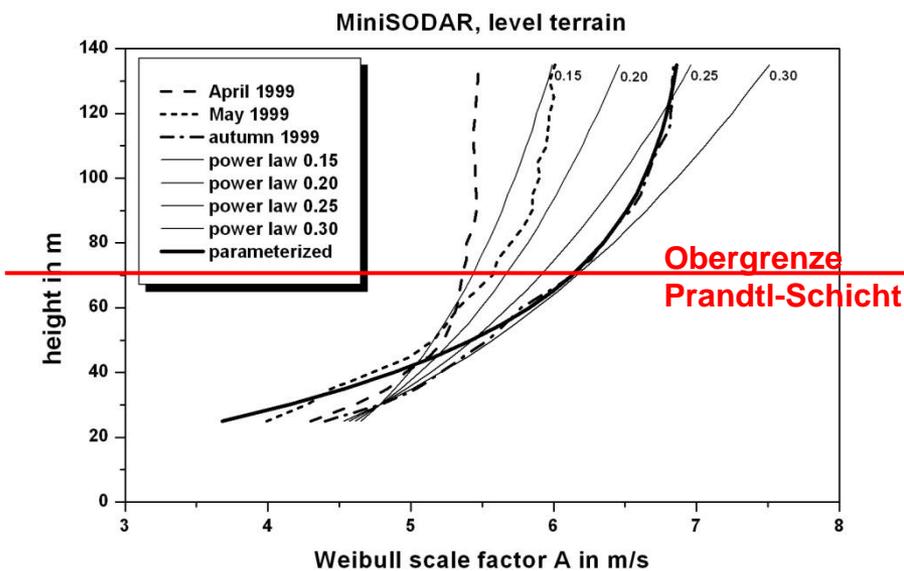
und Peña et al. (2010):

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} + T\left(\frac{z}{L_*}\right) + \frac{1}{d} \left(\frac{\kappa z}{\eta} \right)^d - \frac{1}{1+d} \frac{z}{z_i} \left(\frac{\kappa z}{\eta} \right)^d - \frac{z}{z_i} \right)$$

mit drei Längenskalen κz (unten), η (Mitte) und z_i (oben)

jeweils mit einer Schichtungskorrekturfunktion T , die ähnlich zu Ψ ist.

Weibull-Parameter im Flachland links: Skalenfaktor, rechts Formfaktor



3 low-level Jets

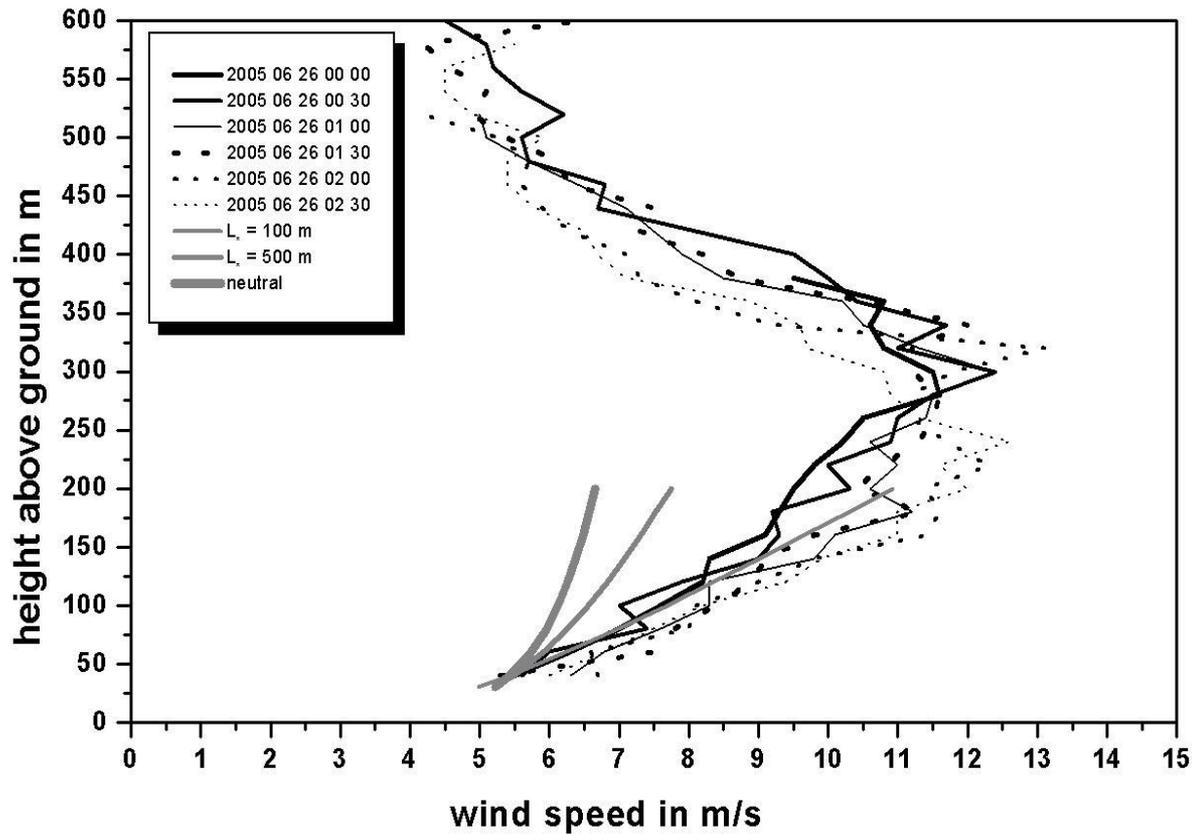
(Grenzschichtstrahlstrom)

**bisher stationäre Verhältnisse betrachtet
(Gleichgewichtszustand, keine Zeitabhängigkeit)**

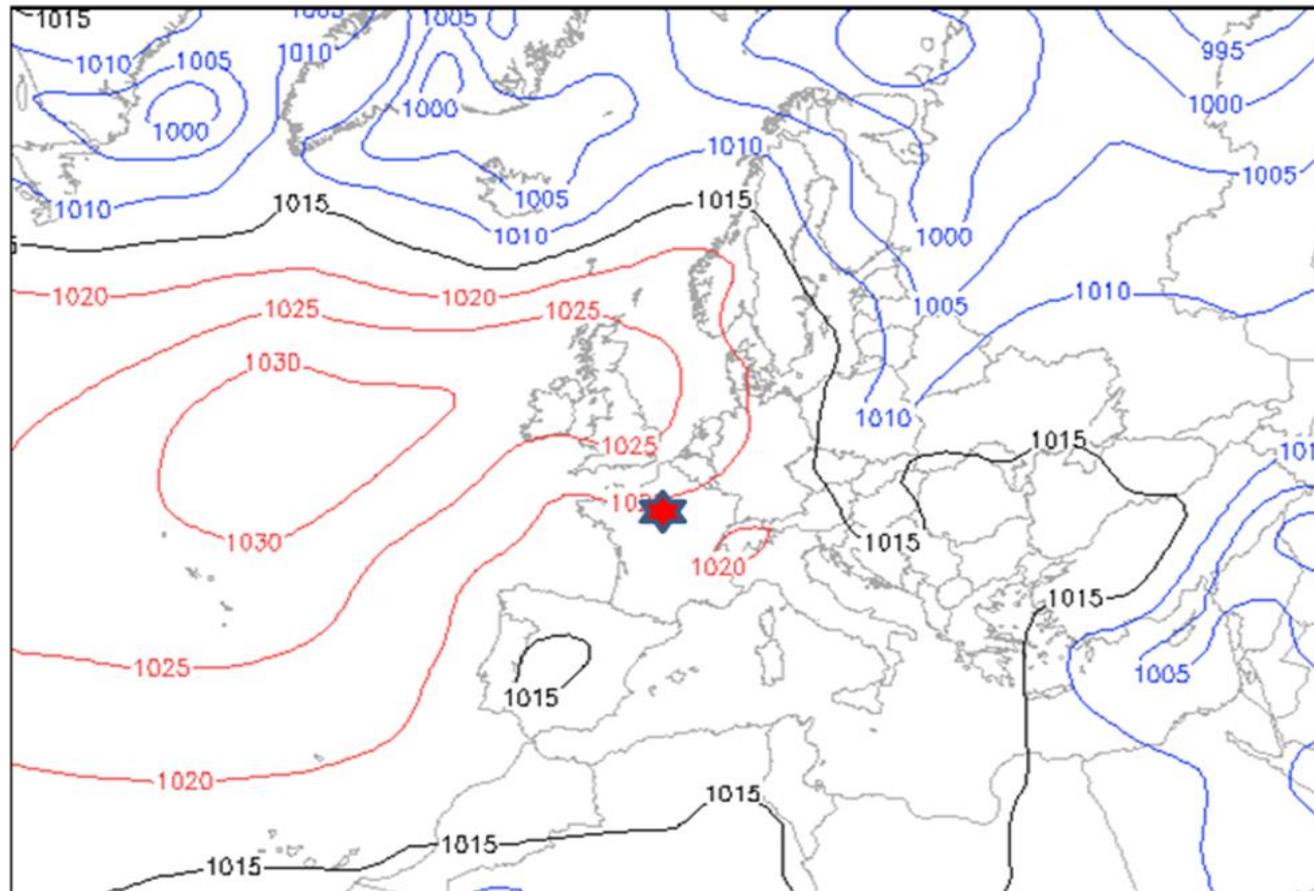
**LLJ ist ein instationäres Phänomen
(starke Zeitabhängigkeit)**

daher nicht mit logarithmischem Profil oder Potenzgesetz beschreibbar

Sodarbeobachtungen eines nächtlichen low-level Jet – sechs aufeinander folgende Halbstundenmittel am Flughafen Paris am 26. Juni 2005



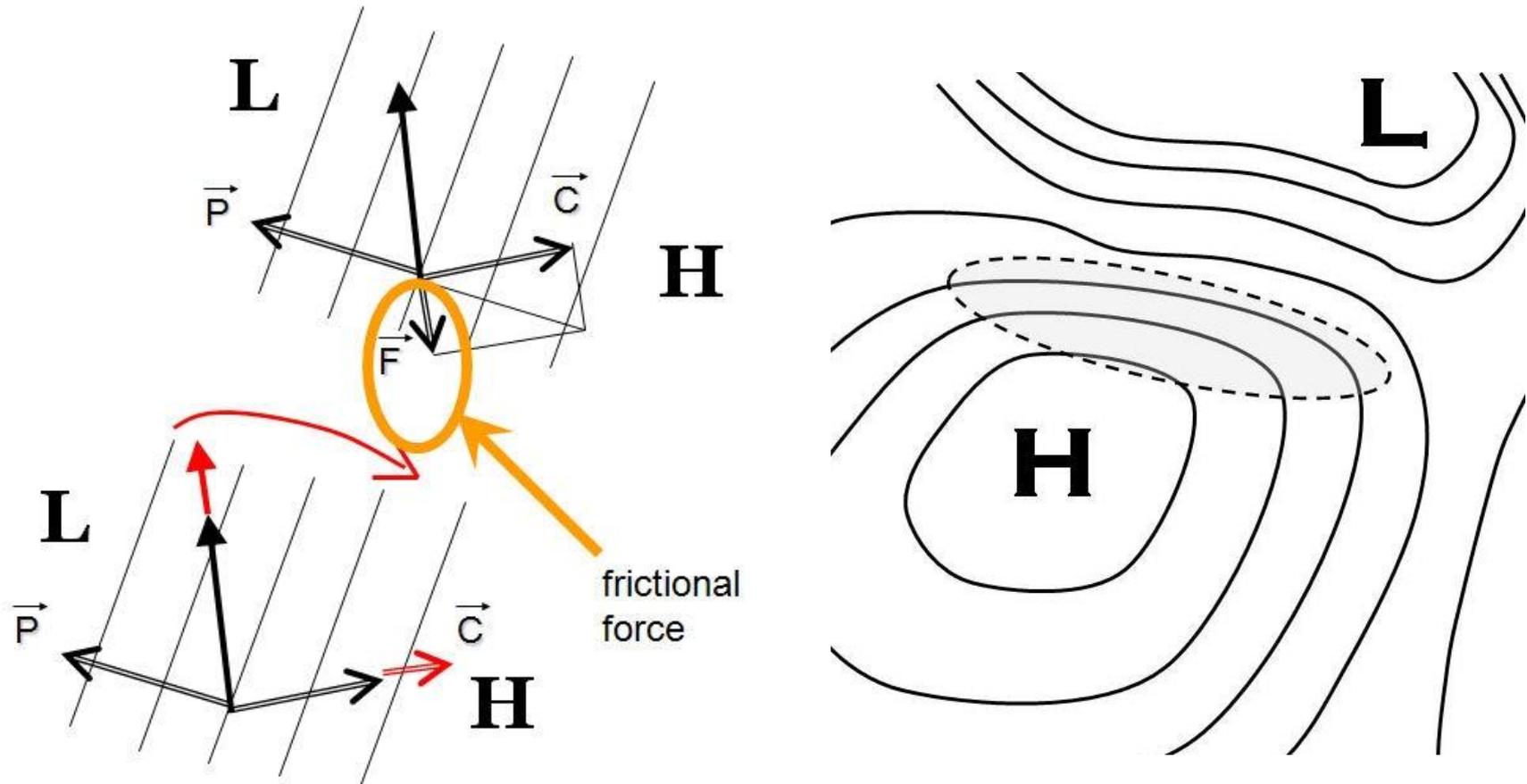
Wetterbedingungen, die zum low-level Jet am Pariser Flughafen am 26. Juni 2005 führten



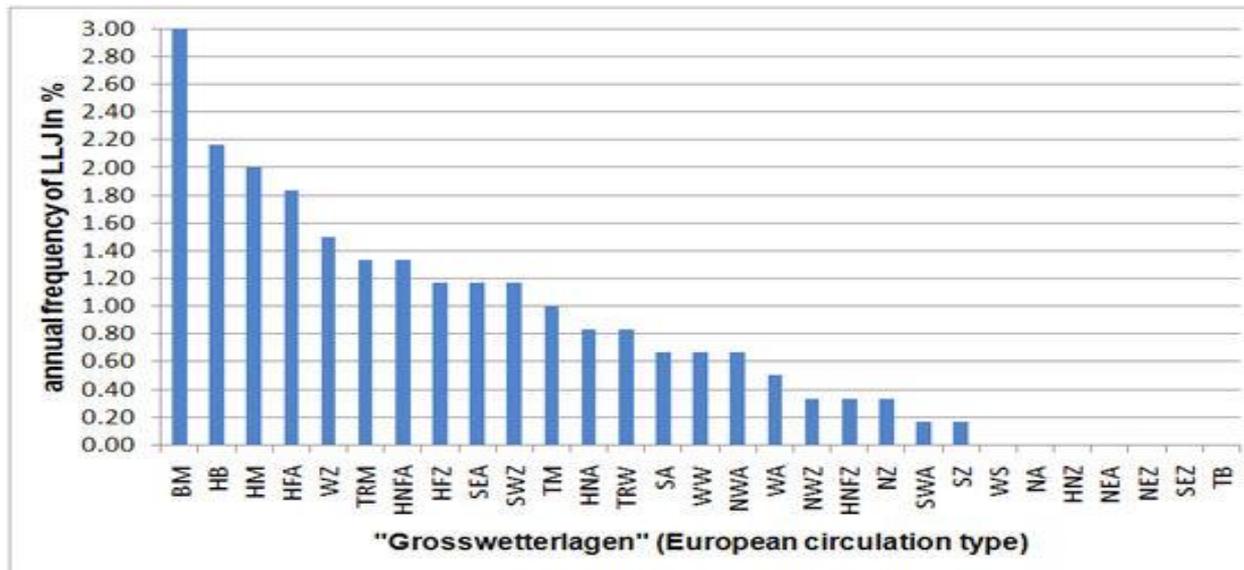
Bodendruck GFS (hPa)

So 26.06.05 00 GMT (Sa 00 + 24)
WetterOnline

Kräftegleichgewicht bei low-level Jet und Bereiche des wahrscheinlichsten Auftretens

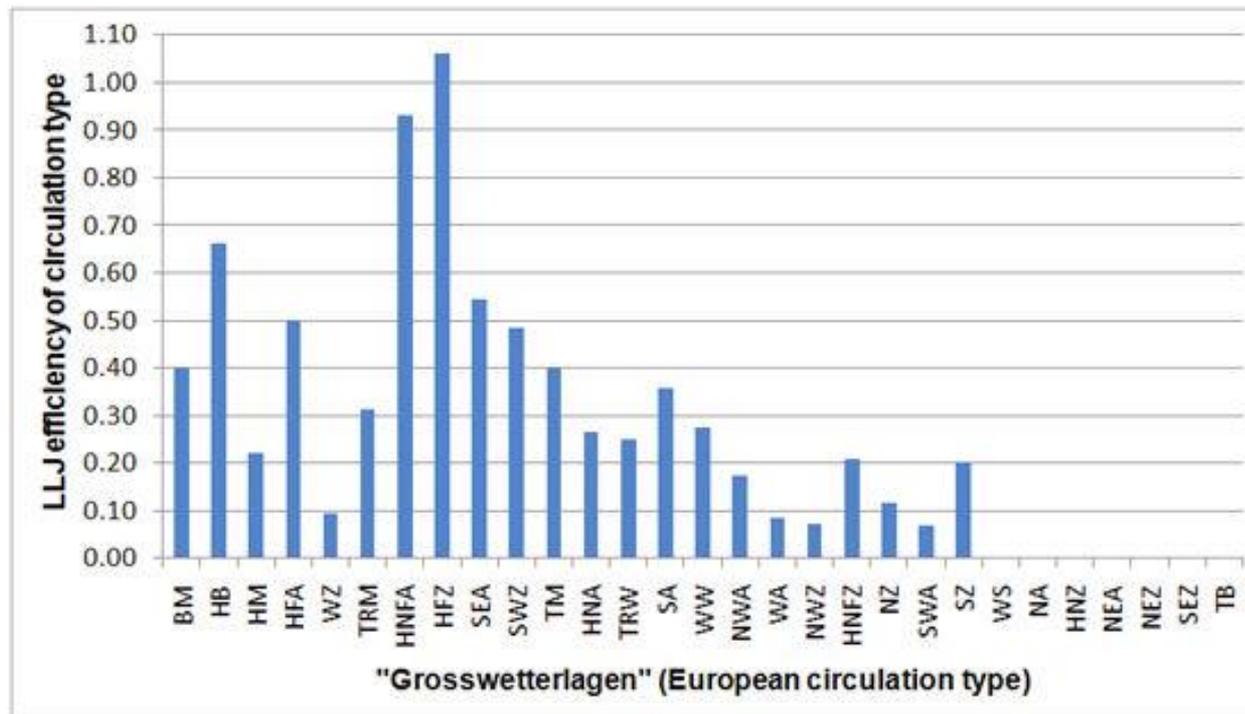


Großwetterlagen, die zu low-level Jets über Hannover führten in den Jahren 5.2001 bis 4.2003

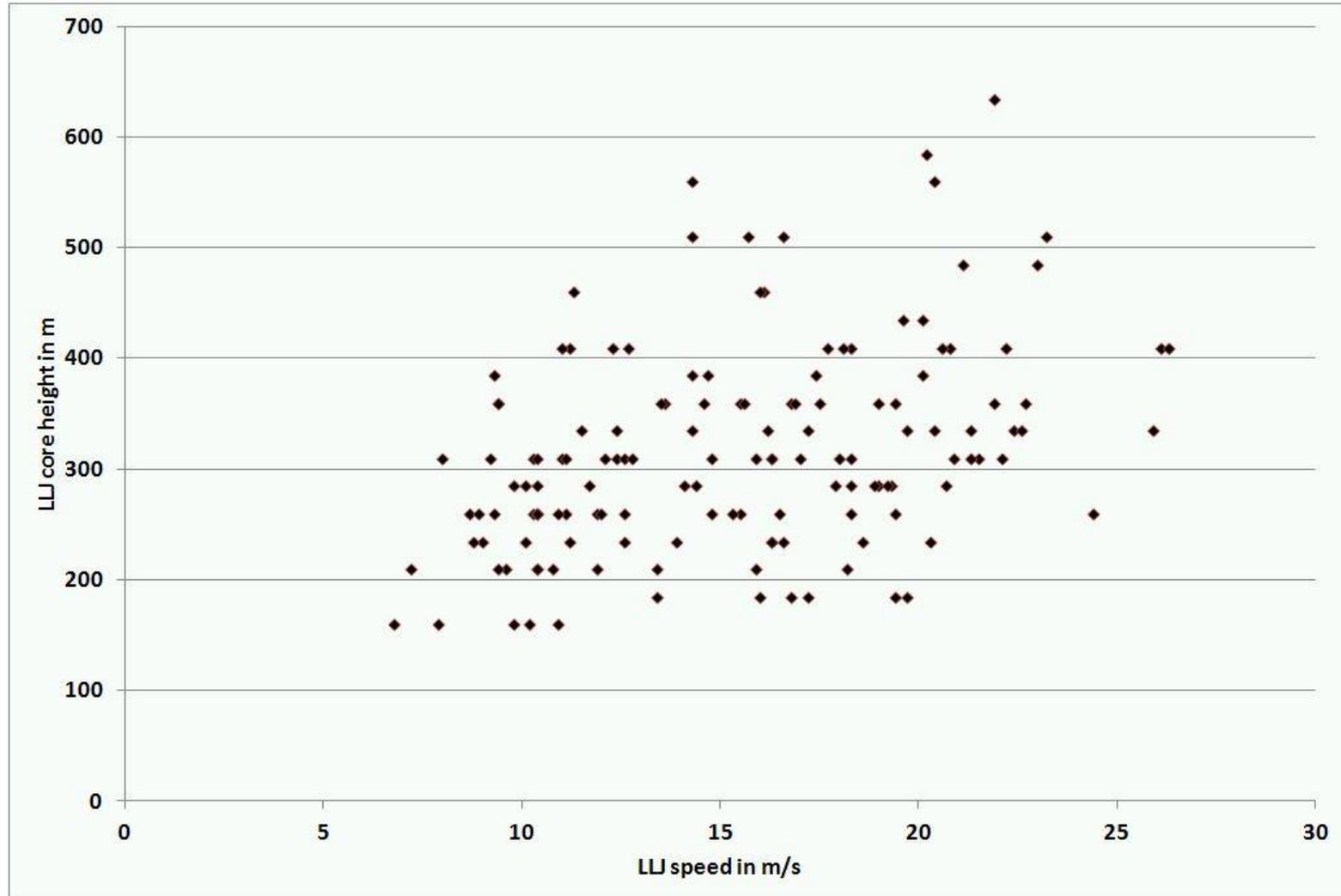


LLJ treten in ungefähr 23 % aller Nächte auf

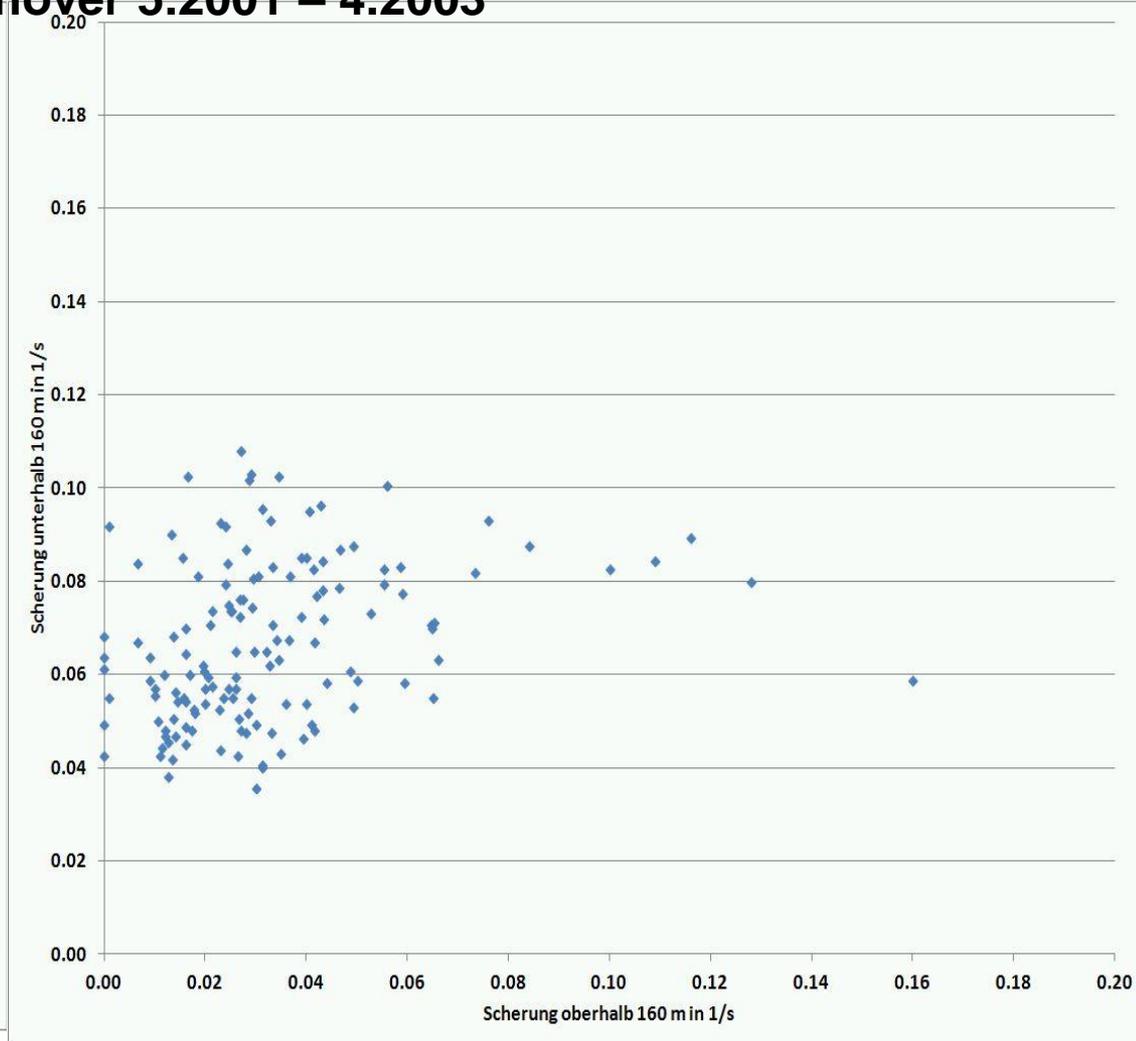
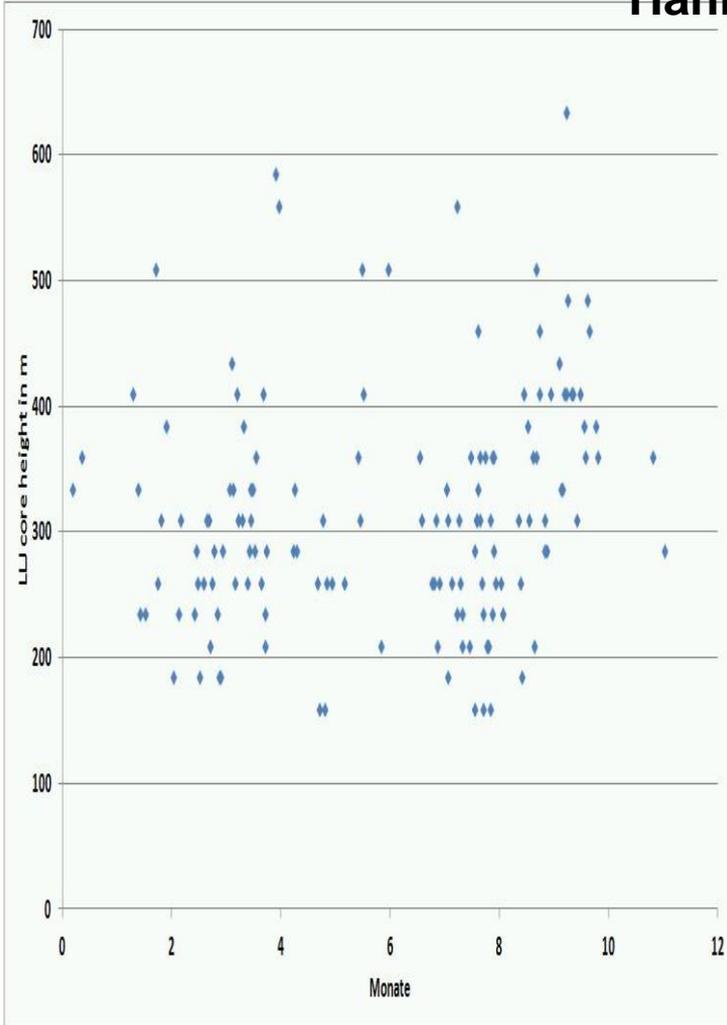
„Effizienz“ von Großwetterlagen, einen low-level Jet zu verursachen Hannover, in den Jahren 5.2001 bis 4.2003



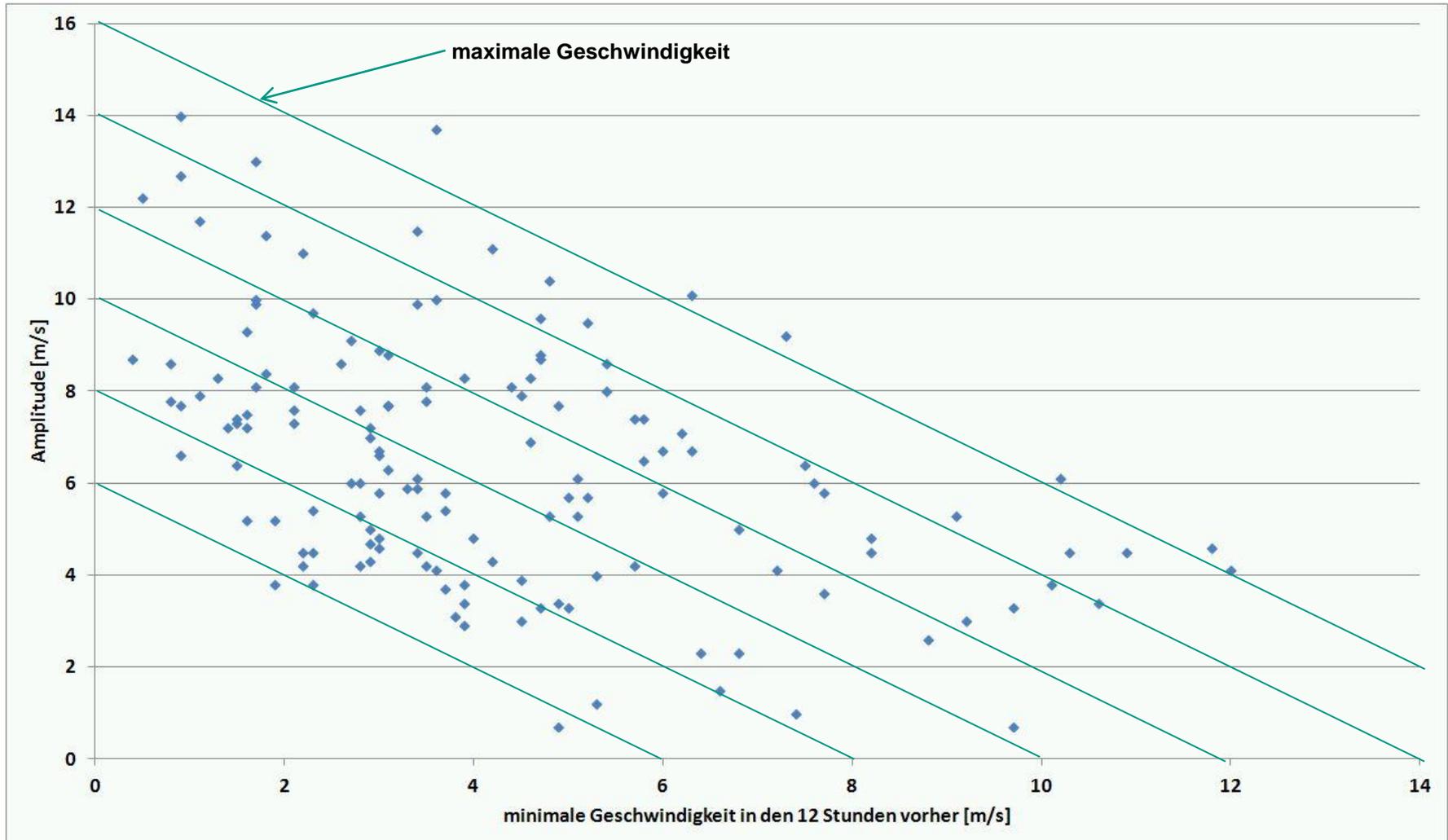
Höhe in m und Geschwindigkeit in m/s von LLJ Hannover 5.2001 – 4.2003



Höhe in m von LLJ im Jahresgang (links) und Windscherung ober- und unterhalb von 160 m in 1/s (rechts) Hannover 5.2001 – 4.2003

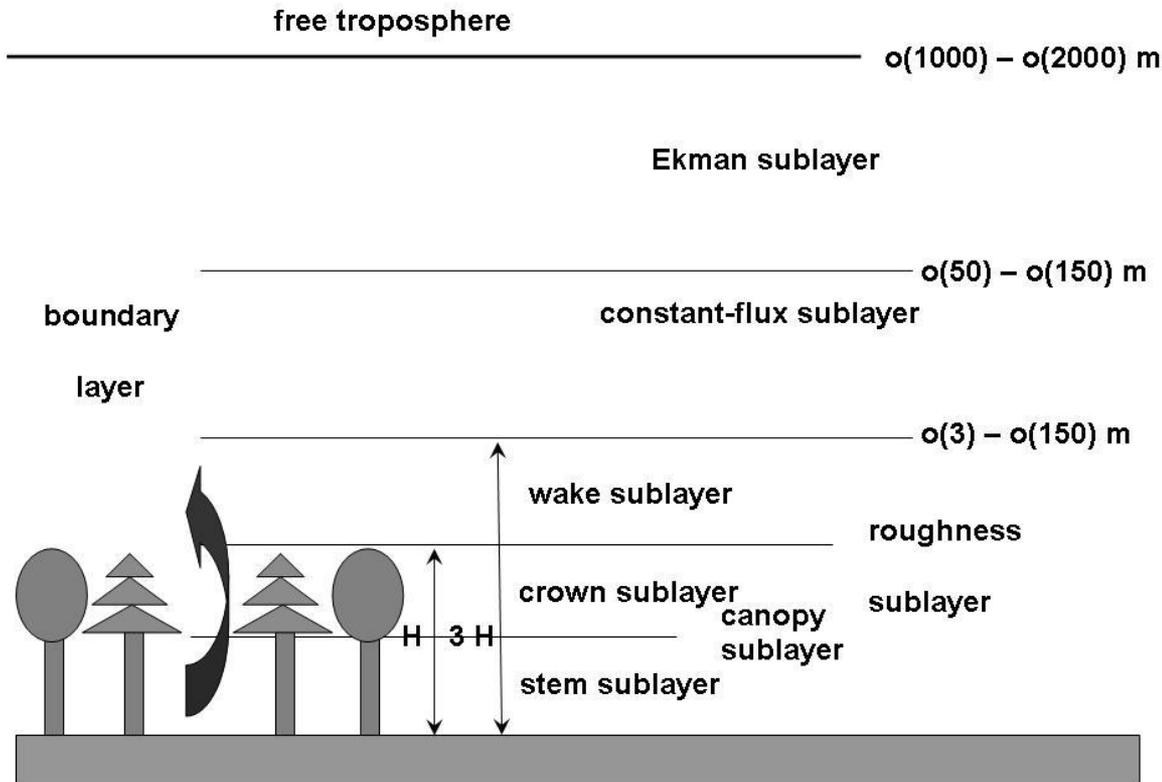


12 Stunden-Amplitude in m/s von LLJ in 160 m Höhe Hannover 5.2001 – 4.2003



4 **Besonderheiten über Wäldern**

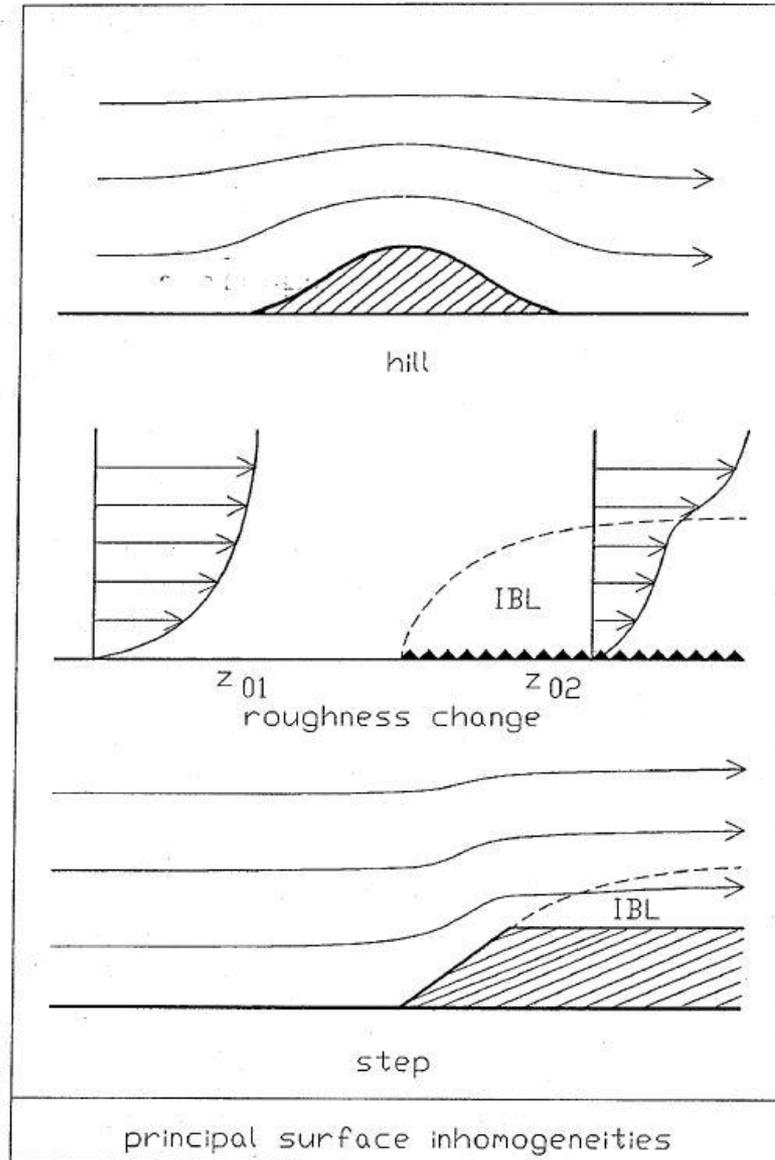
Grenzschichtaufbau über Wäldern



In der Schicht direkt über den Bäumen („wake sublayer“) ist die Turbulenz erhöht (höher als über einer undurchlässigen Fläche mit gleicher Rauigkeit.

5 komplexes Gelände

verschiedene Formen der Geländeinhomogenität:



Hügel/Berg/Gebirge

Änderung der Landnutzung

Geländestufe

Windprofile über einem Hügel

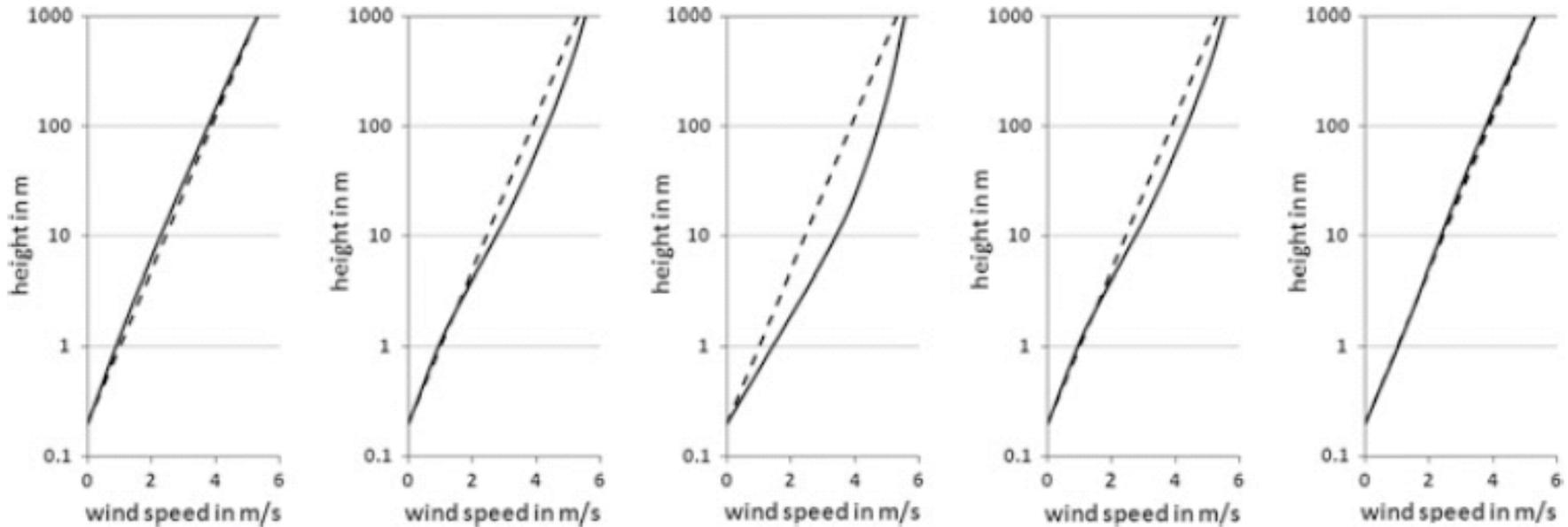
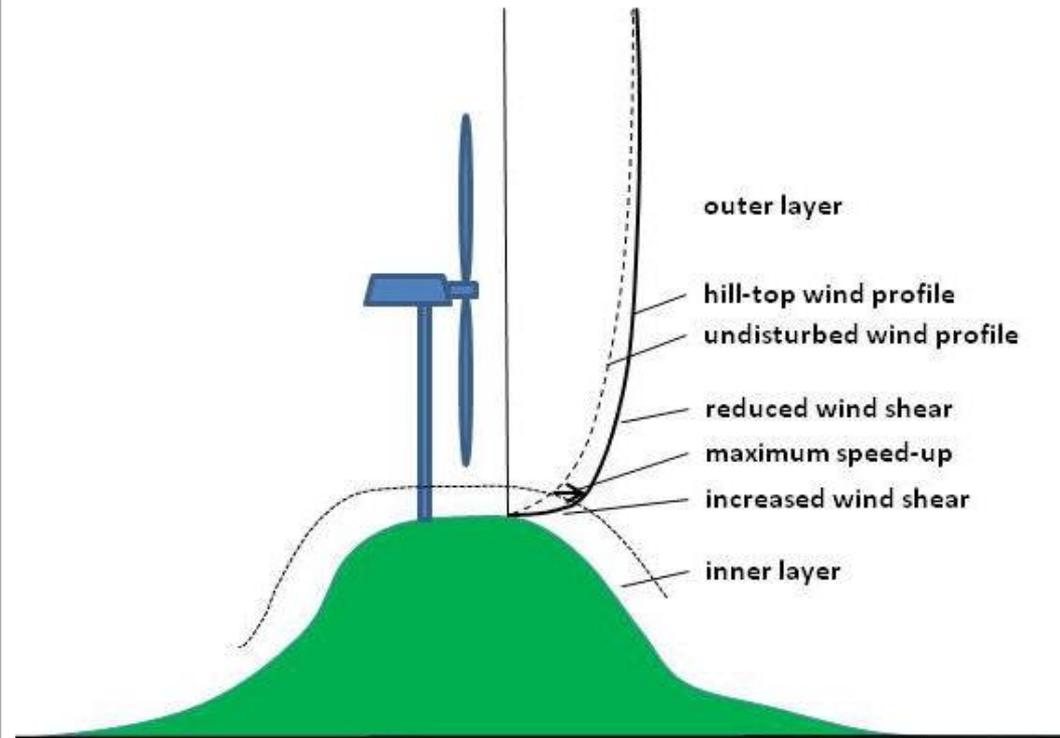
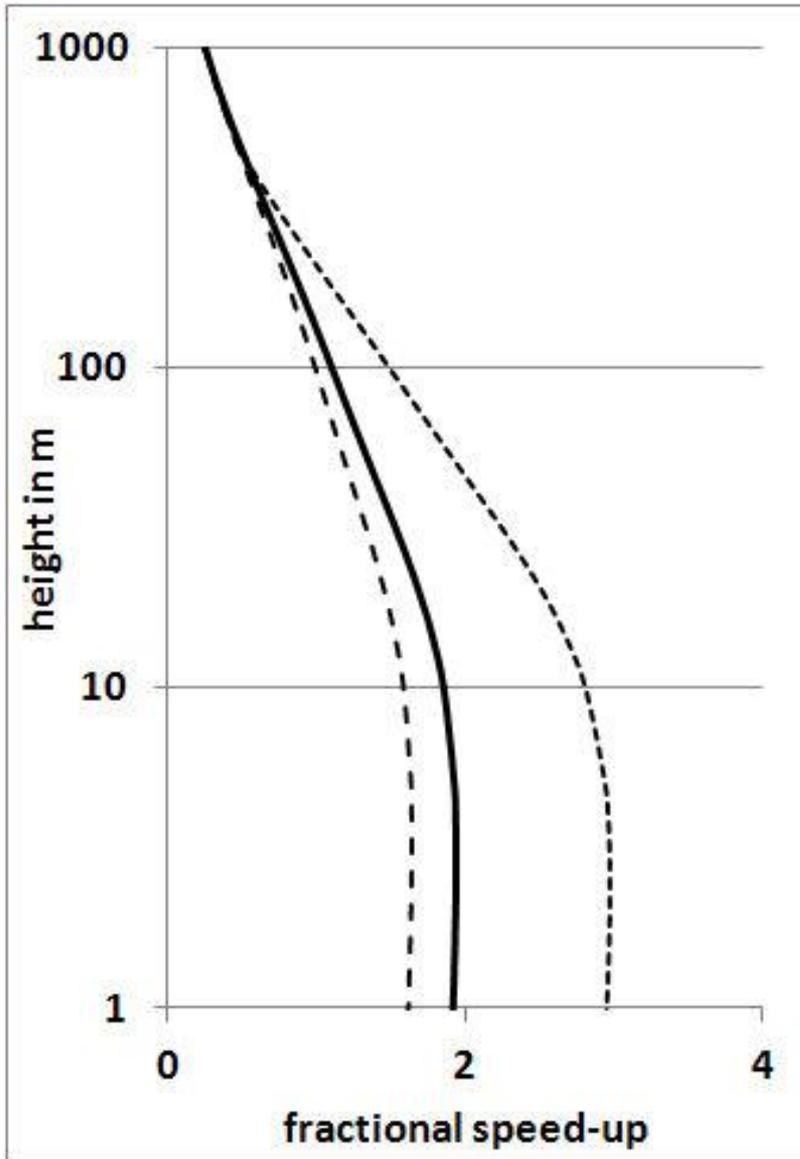
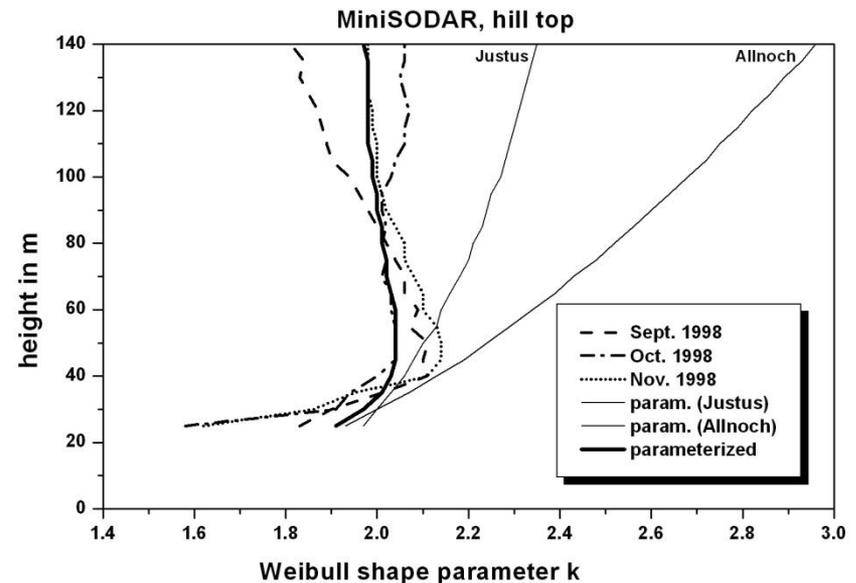
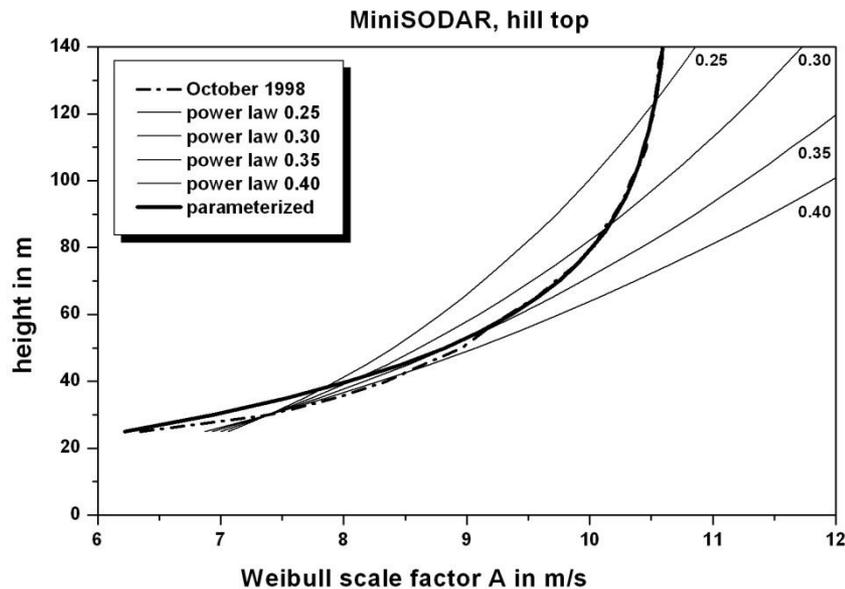


Fig. 4.6 Vertical wind profiles over the ridge shown in Fig. 4.2 for $L = 1,000$ m, $H = 200$ m, $z_0 = 0.2$ m and $u^*_{\infty} = 0.25$ m/s at $x/L = -2, -0.5, 0$ (*crest line*), 0.5 and 2 . *Full line* from Eq. 4.15, *dashed line* for horizontally flat terrain

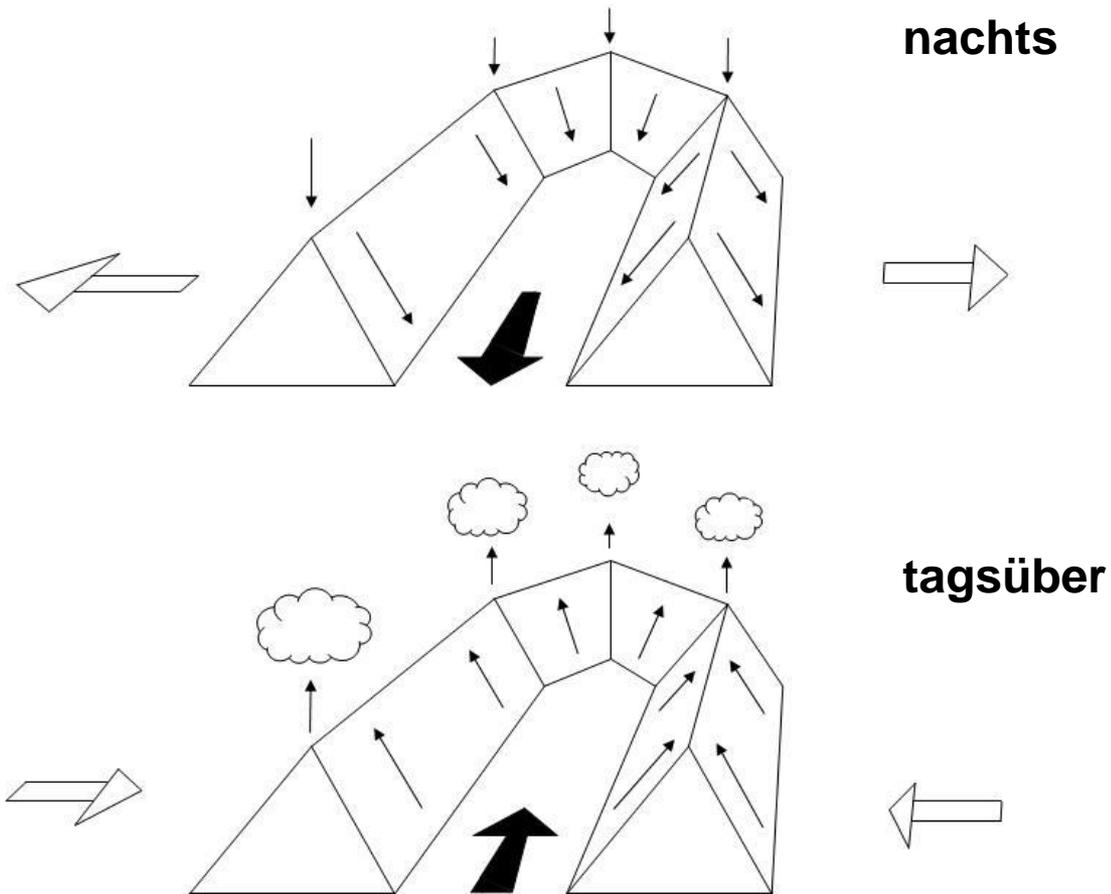


Die Geschwindigkeitserhöhung über einem Hügel hängt stark von der thermischen Stabilität der Grenzschicht ab.

Weibull-Parameter über einer Hügelkuppe links: Skalenfaktor, rechts Formfaktor

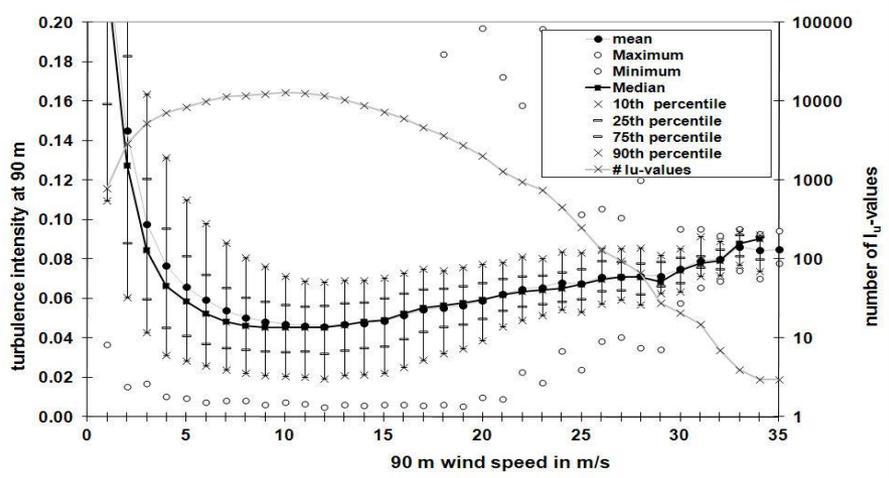
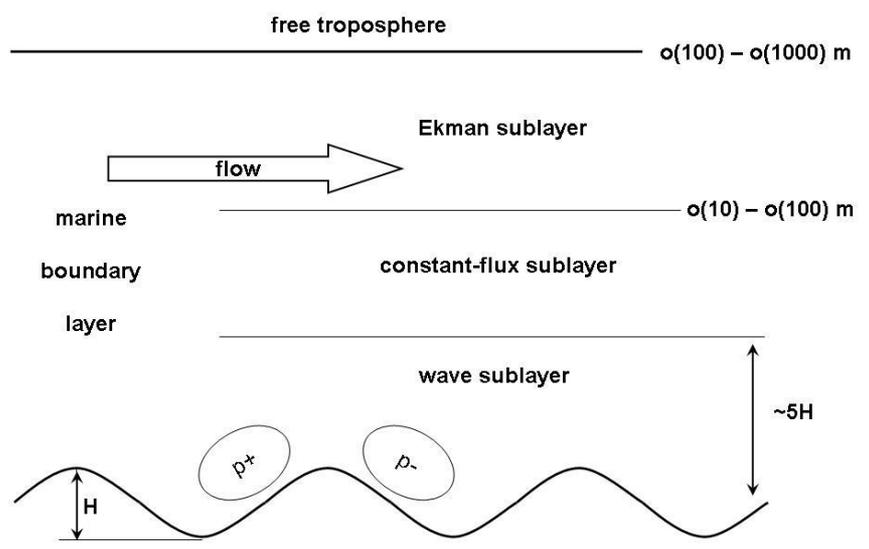


thermisch angeregte Windsysteme in gebirgigem Gelände

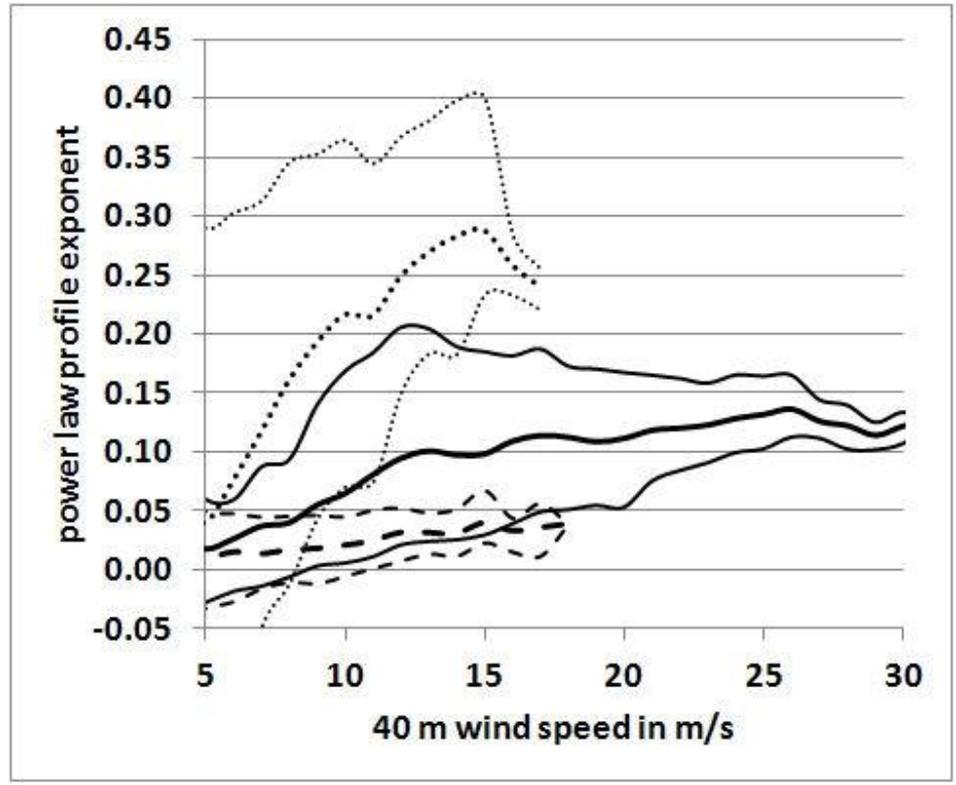


6 Offshore

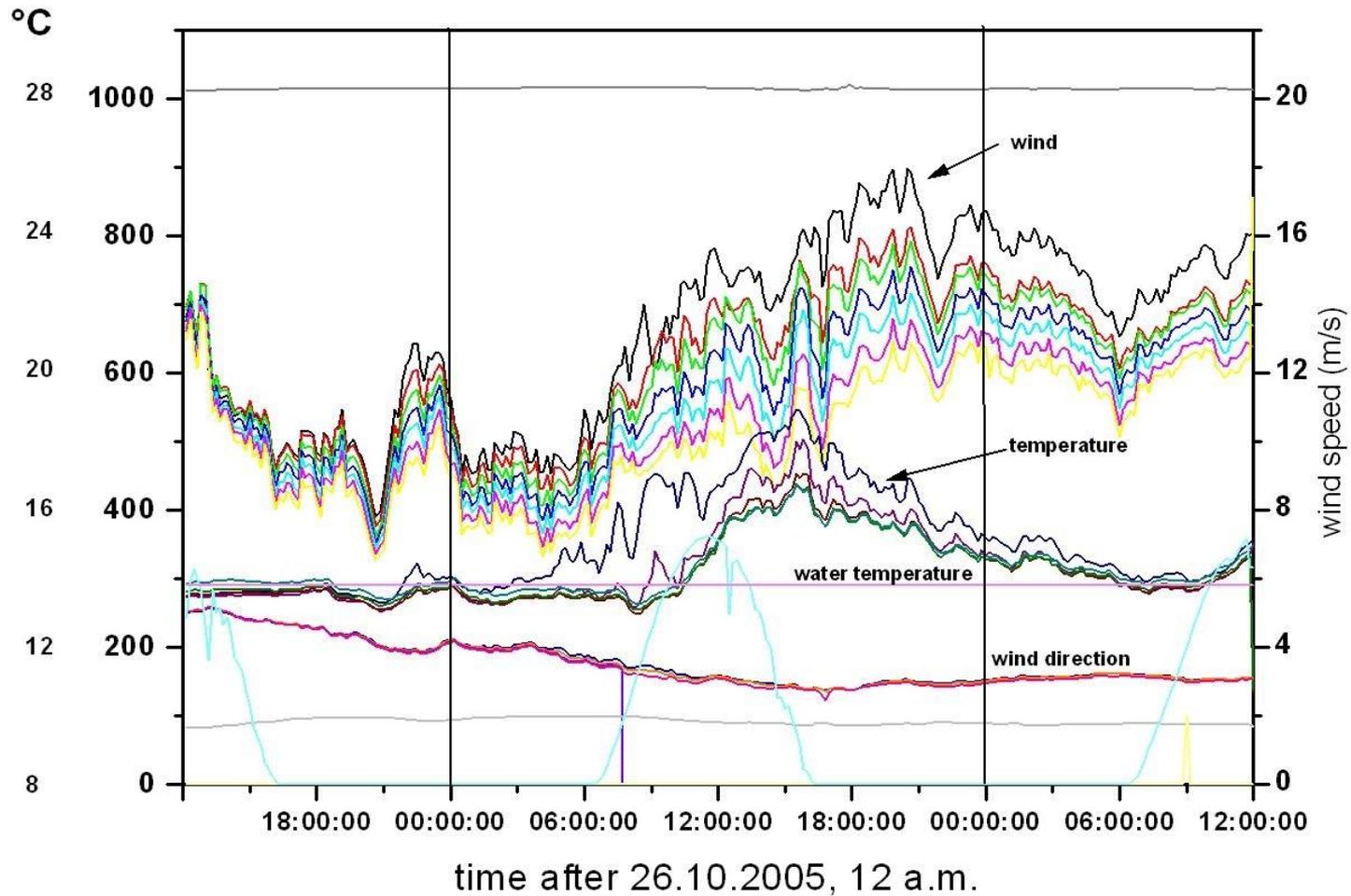
Offshore: Vertikalaufbau der Grenzschicht (links oben), Abhängigkeit der Turbulenzintensität von der Windgeschwindigkeit (links unten)



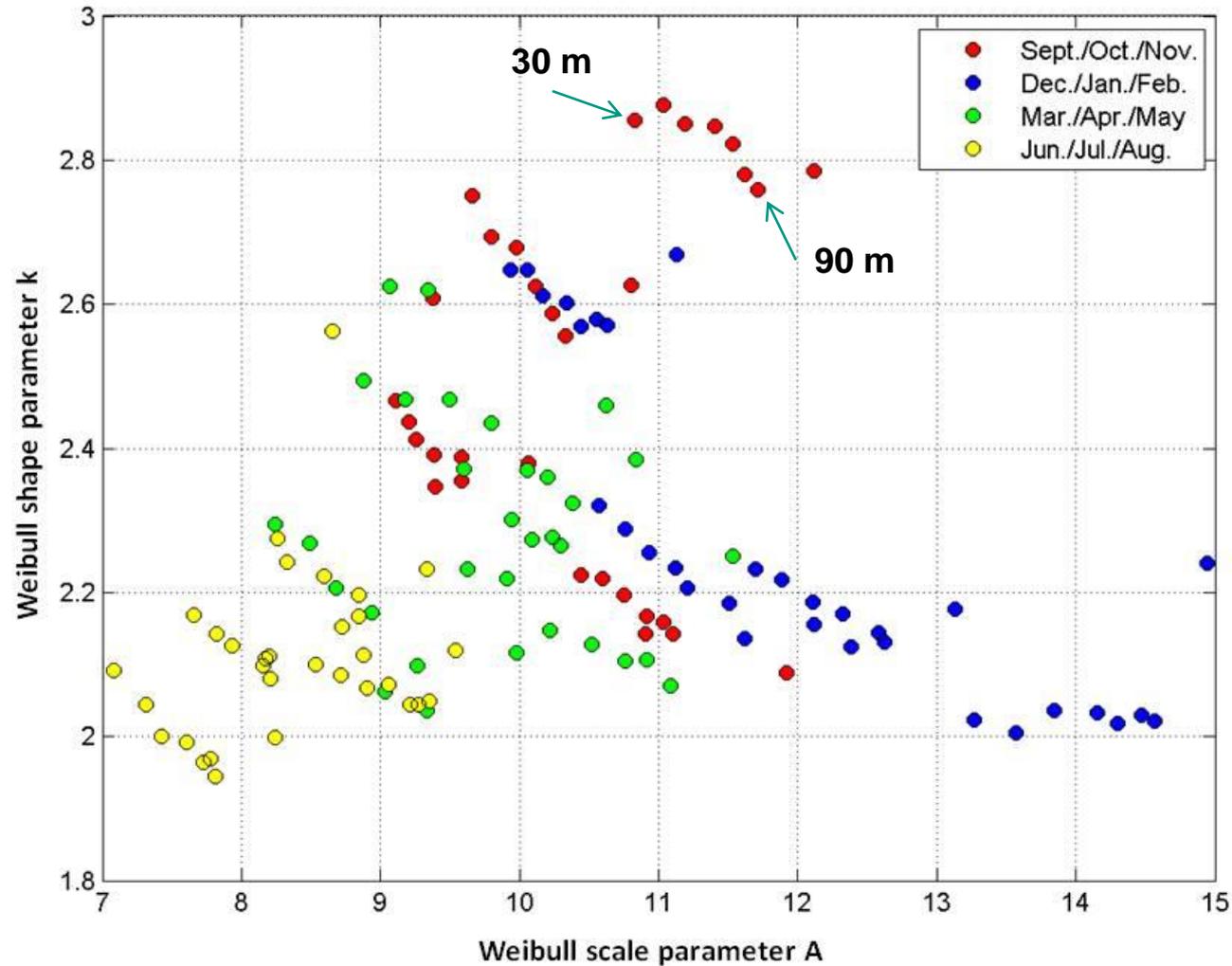
Abhängigkeit des Hellmann-Exponenten von Windgeschwindigkeit und Schichtung (rechts)



Offshore: Abhängigkeit des Windprofils vom Verhältnis Wasser- zu Lufttemperatur

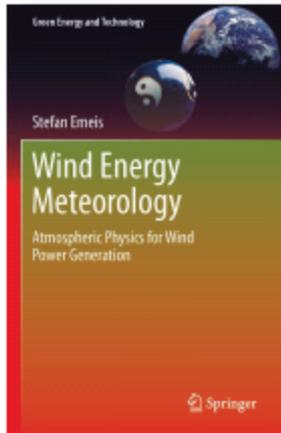


Offshore: Weibull-Parameter an FINO1



Schlussfolgerungen:

- **bekannte Profilgesetze gelten nur über homogenem Terrain in den untersten 60 bis 100 m**
- **über Wald ist die Turbulenz mindestens bis in dreifache Bestandshöhe erhöht**
- **über Hügeln und Bergen gibt dynamische und thermische Störeffekte**
- **WAsP gilt nur über flachen Hügeln ohne Strömungsablösung**
- **über dem Meer hat die thermische Schichtung keinen Tagesgang sondern variiert mit dem Wetter und der Jahreszeit**
- **über dem Meer ist die Turbulenz seegangsabhängig, der Seegang wiederum hängt von der Windgeschwindigkeit ab.**



2013, 2013, XIV, 196 p. 94 illus., 16 in color.

 **Printed book**

Hardcover

- ▶ **99,95 € | £90.00 | \$129.00**
- ▶ ***106,95 € (D) | 109,95 € (A) | CHF 133.50**

S. Emeis, Karlsruher Institut für Technologie, Garmisch-Partenkirchen, Germany
Wind Energy Meteorology

Atmospheric Physics for Wind Power Generation

- ▶ **First book devoted solely to the meteorological basics of wind power generation**
- ▶ **Presents the meteorological basics for large wind turbines and wind parks**
- ▶ **Gives guidance to plan offshore wind parks**

This book is intended to give an introduction into the meteorological boundary conditions for power generation from the wind, onshore and offshore. It is to provide reliable meteorological information for the planning and running of this important kind of renewable energy. This includes the derivation of wind laws and wind profile descriptions, especially those above the logarithmic surface layer. Winds over complex terrain and nocturnal low-level jets are considered as well. A special chapter is devoted to the efficiency of large wind parks and their wakes.

**Vielen Dank für
Ihre
Aufmerksamkeit**